

Ozeane und Küsten


Vorlesungsskript

Osnabrück, Sommersemester 2003


Vorbemerkungen

Das vorliegende Skript dient dazu, die wesentlichen Sachverhalte der Vorlesung ‘Ozeane und Küsten’ zu wiederholen sowie Aufgaben und Fragen zur Vorbereitung auf eine mündliche Prüfung oder eine Klausur zur Verfügung zu stellen. Der Stoff umfasst auch Trivialitäten aus dem Grundstudium (Strahlungsgesetze und Wärmetransport, elementare Hydrodynamik), die in der Vorlesung nur am Rande gestreift oder ohne nähere Erläuterung verwendet werden.


Das Skript kann und soll den Blick in ein Lehrbuch nicht ersetzen. Es wurde hauptsächlich deshalb erstellt, weil die normalen Lehrbücher sich entweder mit Ozeanen oder mit Küsten beschäftigen, aber nie mit beidem – mit Ausnahme von Kelletat (1999), der eine gute phänomenologische Übersicht gibt, die physikalischen Grundlagen aber vernachlässigt. Daher muss für die beiden Teile der Vorlesung auf unterschiedliche Literatur zurückgegriffen werden. Hier möchte ich keine Empfehlung aussprechen, da Lehrbücher Geschmackssache sind und ein Lehrbuch, mit dem ich gut und gerne arbeite, Ihren Ansprüchen nicht unbedingt entsprechen muss. Verwenden Sie daher das Literaturverzeichnis, um Hinweise auf Lehrbücher zu bekommen und suchen Sie sich etwas nach Ihrem Geschmack aus. Als die großen Klassiker gelten in Deutschland im Bereich der Ozeanographie immer noch Krauss und Siedler (Dietrich et al., 1975); allerdings merkt man dem die etwas weiter zurück liegende Erstauflage deutlich an und ich kann mir auch ansprechendere und aktuellere Werke vorstellen. Im Bereich der Küsten ist sicherlich der Carter (Carter and Woodroffe, 1994) ein Klassiker, der auch weiterhin aktuell ist.

Die einzelnen Teile dieses Skripts haben unterschiedliche Relevanz. Für eine bessere Orientierung sollen Ihnen Randfiguren helfen. Eine Tafel  weist Sie auf physikalischen oder mathematischen Stoff hin, der Ihnen aus der Schule oder dem Grundstudium bekannt sein sollte. Diese Wiederholungen können Sie getrost überspringen, das Ende eines derartigen Einschubs ist entweder durch ein kleines Kästchen am rechten Textrand gekennzeichnet oder es wird unterhalb der Randfigur ein Verweis auf den Abschnitt gegeben, in dem der Stoff weitergeht.




Verschiedene Phänome und Ansätze der Physik der Ozeane werden auch in der Atmosphäre gemacht, z.B. die geostrophische Näherung. Da die Atmosphäre nicht so stark durch die Lage der Kontinente bestimmt ist, sind die betreffenden Probleme dort einfacher zu verstehen. Daher beinhaltet dieses Skript auch Atmosphärenphysik. Die entsprechenden Abschnitte sind mit einer kleinen Wolke  gekennzeichnet. Leser, die sich nicht dafür interessieren, können diese Teile überschlagen, für die Endmarkierungen gilt das oben gesagte.



Da in der Ozeanographie viele Zusammenhänge nicht aus ‘first principles’ hergeleitet werden können sondern empirisch ermittelt werden, gibt es verschiedene Näherungsformeln, z.B. für die Zustandsgleichung. Einige davon sind in diesem Skript aufgenommen, um Ihnen einen groben Einblick zu vermitteln. Sie sind am Rand mit  gekennzeichnet, damit Sie sofort erkennen, dass Sie noch so lange über diese komischen Gleichungen meditieren können, sie aber niemals herleiten und verstehen können. Das sollte Sie allerdings nicht davon abhalten, sich über Plausibilitätsbetrachtungen klar zu machen, dass diese Gleichungen sinnvoll sind.



An einigen Stellen enthält das Skript am Rand eine etwas ratlose Figur . Diese Stellen markieren erweiternden oder anspruchsvolleren Stoff, der beim ersten Lesen weg gelassen werden kann.



Das Skript enthält am Ende jedes Kapitels die für das entsprechende Kapitel relevanten Übungsaufgaben und Fragen. Einige der Aufgaben sind Verständnisfragen bzw. realistische Fragen, wie man sie an ein komplexes und variables System wie eine Küste oder einen Ozean stellen kann. Zu letzteren Fragen gibt es nicht wie bei den sonst üblichen Rechenaufgaben einfache Antworten, sondern Sie sollen daran Ihr

physikalisches Verständnis und Ihre Fähigkeit schulen, physikalisch zu denken und zu argumentieren. Da die Vorlesung nicht von Übungen begleitet wird, sollten Sie das Angebot dieser Aufgaben und Fragen wahrnehmen und sich intensiv mit ihnen auseinandersetzen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Warum Ozeane?	1
1.1.1	NormalNull und Plattentektonik	2
1.1.2	Topographie des Meeresbodens	4
1.1.3	Sedimente am Meeresboden	6
1.1.4	Physikalische Ozeanographie	7
1.2	Das Bild der Ozeane	8
1.2.1	Oberflächentemperatur	8
1.2.2	Biologische Produktivität der Ozeane	9
1.2.3	Topographie der Meeresoberfläche	10
1.3	Warum Küsten?	11
1.4	Warum Ozeane und Küsten?	12
1.5	Wasser und seine Besonderheiten	13
1.5.1	Reines Wasser	13
1.5.2	Meerwasser	16
	Empfohlene Literatur	17
	Aufgaben	18
2	Zustandgleichung und Grundbegriffe	19
2.1	Grundlagen – Wiederholung	19
2.1.1	Zustandsgrößen	19
2.1.2	Statische Grundgleichung(en)	20
2.1.3	Statischer oder nicht-statischer Ozean?	21
2.1.4	Barometrische Höhenformel	23
2.2	Partielle und totale Ableitung	24
2.3	Kontinuitätsgleichung	25
2.4	Der geschichtete Ozean	26
2.4.1	Die grundlegenden Beobachtungen	26
2.4.2	Die Zustandsgleichung	28
2.4.3	Dynamische Höhe bzw. Geopotential	31
2.4.4	Die potentielle Temperatur	32
2.4.5	Stabilität	34
2.4.6	Einige Folgen des geschichteten Ozeans	36
2.4.7	$T - S$ -Diagramme	37
	Empfohlene Literatur	38

Aufgaben	38
3 Energiebilanz	40
3.1 Einfache Wärmebilanz über dem Ozean	40
3.1.1 Wärmetransportprozesse – anschaulich	41
3.2 Strahlung und Strahlungsgesetze	42
3.2.1 Phänomenologisch	42
3.2.2 Definition Strahlungsfeld	44
3.2.3 Emission, Absorption und Streuung	45
3.2.4 Strahlungsgesetze	46
3.2.5 Albedo	48
3.2.6 (Natürlicher) Treibhauseffekt	48
3.3 Wiederholung: Wärme und Wärmetransport	49
3.3.1 Wärme und Wärmemenge	49
3.3.2 Verdunstung	50
3.3.3 Fühlbare Wärme	52
3.3.4 See-Eis und Formation der Halokline	52
3.4 Strahlungsbilanz	53
3.5 Energiebilanz: Atmosphäre	55
3.5.1 Energiebilanz der Atmosphäre	55
3.5.2 Windsysteme und globale Zirkulation	57
3.6 Energiebilanz der Ozeane	60
Empfohlene Literatur	60
Aufgaben	60
4 Hydrodynamik	63
4.1 Bewegungsgleichung	63
4.1.1 Druckgradientenkraft	63
4.1.2 Gravitationskraft	65
4.1.3 Schubspannungstensor und Reibungskräfte	65
4.1.4 Kräfte in rotierenden Systemen	69
4.1.5 Bewegungsgleichung zusammengefasst	70
4.1.6 Bewegungsgleichung komponentenweise	71
4.2 Einschub: Momentane und mittlere Größen	75
4.2.1 Reynolds-Axiome	75
4.2.2 Linearisierung von Gleichungen: Störungsrechnung	76
4.3 Skalenanalyse	77
4.3.1 Atmosphäre	77
4.3.2 Vorticity	81
4.3.3 Ozeane	83
4.4 Zusammenfassung der Grundgleichungen	84
4.5 Ideale Flüssigkeiten: Energieerhaltung	85
4.5.1 Stromlinien und Strömungsfeld	85
4.5.2 Kontinuitätsgleichung	85
4.5.3 Bernoulli-Gleichung	86

Empfohlene Literatur	88
Aufgaben	88
5 Meeresströmungen	90
5.1 Oberflächenströmungen	90
5.1.1 Verfahren: Turnschuhe und Quietscheneten	90
5.1.2 Beobachtungen	93
5.2 Globale Zirkulation	94
5.2.1 Relative Anteile Wärmetransport	94
5.2.2 Thermohaline Zirkulation	95
5.3 Golf-Strom	96
5.3.1 Telekonnektion: atmosphärische und ozeanische Zirkulation	98
5.4 Physikalische Erklärungsversuche	101
5.4.1 Geostrophische Strömungen	101
5.4.2 Triftstrom im homogenen Meer	106
5.4.3 Sverdrup-Regime	109
5.4.4 Lineare Theorie der westlichen Randströme	110
5.4.5 Nicht-lineare Theorie der westlichen Randströme	113
5.4.6 Langmuir-Oszillationen	113
5.5 Beyond the Basics	113
Empfohlene Literatur	114
Aufgaben	114
6 Ozean–Atmosphäre-Wechselwirkung	116
6.1 Der Ozean als Teil des globalen geochemischen Systems	116
6.1.1 Kohlendioxid	116
6.1.2 Andere anorganische Substanzen	118
6.2 Transportprozesse	119
6.2.1 Diffusion	119
6.2.2 Diffusion im Meerwasser	124
6.2.3 Turbulente Austauschgrößen	125
6.3 Turbulenz und Austausch	128
6.3.1 Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre	128
6.3.2 Die Transportprozesse	128
6.3.3 Parametrisierung des Vertikaltransports	129
Aufgaben	130
7 Die Rolle der Ozeane bei Klimaveränderungen	131
7.1 Anthropogener Treibhauseffekt	131
7.1.1 Was ist das?	131
7.1.2 Wie bestimmt man den Treibhauseffekt?	134
7.1.3 Einfache Ergebnisse: CO ₂ -Verdopplung	138
7.1.4 Was haben die Ozeane damit zu tun?	145
7.2 Ozeane und Übergänge zwischen Eis- und Warmzeiten	148
Empfohlene Literatur	150

Aufgaben	150
8 Wellen	151
8.1 Oberflächenwellen	152
8.1.1 Wellengleichung für Wellen kleiner Amplitude	152
8.1.2 Wellen in tiefem Wasser	155
8.1.3 Teilchenbewegung in einer Welle im tiefen Wasser	156
8.1.4 Welle im flachen Wasser	156
8.1.5 Energie der Welle und Dissipation	157
8.1.6 Fetch	159
8.1.7 Wellenspektrum und voll entwickelter Seegang	160
8.1.8 Wesentliche Parameter zur Beschreibung wind-erzeugter Wellen	161
8.1.9 Entstehung einer Welle	164
8.1.10 Seiches	165
8.2 Kapillarwellen	165
8.3 Tsunamis	166
8.3.1 Solitonen	167
8.3.2 Aufsteilen im Flachwasser	168
8.4 Schwerewellen oder interne Wellen	168
8.4.1 Reduzierte Gravitation	168
8.4.2 2-Schicht Ozean	169
8.4.3 Der reale Ozean	169
Empfohlene Literatur	169
Aufgaben	170
9 Küsten	171
9.1 Küsten: Definition und Begriffe	171
9.2 Formative Faktoren	172
9.2.1 Endogene Küsten	172
9.2.2 Ingressionsküsten	172
9.2.3 Abtragungsküsten	172
9.2.4 Akkumulationsküsten	173
9.2.5 Anthropogene Küstenformen	174
9.3 Küstenklassifikation	174
9.4 Ausgleichsküsten	175
Empfohlene Literatur	176
10 Küstendynamik	177
10.1 Wellen in Küstennähe	177
10.1.1 Beugung, Brechung und Reflektion	177
10.1.2 Aufsteilen und Brechen einer Welle	182
10.1.3 Küstenparalleler Längsstrom	184
10.2 Sedimenttransport	186
10.2.1 Grundlagen: Erosion und Sedimentation	186
10.2.2 Dünen und Rippel	187

10.2.3	Longshore-Transport	189
10.2.4	Offshore-Transport	192
10.3	Küstendynamik: Beispiel	192
10.3.1	Küstenentwicklung als Rückkopplungsprozess	192
10.3.2	Die Ostesee als Bühne	193
10.3.3	Der Darß allgemein	201
10.3.4	Geologie	203
10.3.5	Hurtig's Arbeit	206
10.3.6	Prognose	214
10.4	Küstenschutz	215
10.4.1	Dünen	215
10.4.2	Deiche	216
10.4.3	Küstenschutzwald	217
10.4.4	Kliffküsten	218
10.4.5	Buhnen	219
10.4.6	Wellenbrecher	221
10.4.7	Strandaufspülungen	221
	Empfohlene Literatur	223
	Aufgaben	223

Abbildungsverzeichnis

1.1	Relief der Erde	2
1.2	Erdbebenverteilung	3
1.3	Alter des Meeresbodens	3
1.4	Gefaltetes Sedimentgestein	4
1.5	Hypsographische Kurve: Höhenverteilung Erdoberfläche	4
1.6	Isostatik	5
1.7	Meeresbereiche: Terminologie	5
1.8	Oberflächentemperatur der Ozeane	8
1.9	Oberflächentemperaturen während eines El Niño	9
1.10	Biologische Produktivität über die Jahreszeiten	10
1.11	Topographie der Meeresoberfläche	11
1.12	Küste in Relation zu Atmosphäre, Hydrosphäre und Lithosphäre	12
1.13	Physikalische Eigenschaften von Wasser	13
2.1	Kräfte auf ein Volumenelement in einer Luft- oder Wassersäule	20
2.2	Horizontaler Druckgradient im hydrostatisch geschichteten Ozean	22
2.3	Typische Temperaturprofile im freien Ozean	26
2.4	Longitudinale Verteilung des Salzgehalts im Atlantik	27
2.5	Dichte von Wasser in Abhängigkeit vom Salzgehalt und der Temperatur	30
2.6	Stabilität	34
2.7	Schichtung und Beschleunigung	36
2.8	TS-Diagramm	37
3.1	Einfache Wärmebilanz eines Ozeanvolumens	41
3.2	Wärmeleitung	41
3.3	Konvektion	42
3.4	Wärmestrahlung	42
3.5	Solares Spektrum	43
3.6	Abschätzung der Effektivtemperatur der Erde	49
3.7	Verdunstung über dem Nordatlantik	51
3.8	Breitenabhängige Strahlungsbilanz	53
3.9	Strahlungsbilanz der Atmosphäre	54
3.10	Globalstrahlung	54
3.11	Energiebilanz in der Atmosphäre	55
3.12	Treibhauswirksame Spurengase	56

3.13 Verdunstung und Niederschlag	56
3.14 Modellexperiment Hadley-Zirkulation	57
3.15 Hadley-Zirkulation	58
3.16 Rossby-Wellen im Modelltrog	59
3.17 Meridionale Zirkulation	59
4.1 Kräfte auf ein Volumenelement	64
4.2 Brown'sche Bewegung	67
4.3 Innere Reibung: Ableiten der Flüssigkeitsschichten	67
4.4 Absolutes und relatives Koordinatensystem	71
4.5 Geostrophischer Wind	78
4.6 Rossby-Welle auf der Nordhalbkugel	81
4.7 Stromlinien bei laminarer und turbulenter Strömung	85
4.8 Herleitung der Kontinuitätsgleichung	86
4.9 Herleitung der Bernoulli-Gleichung	86
5.1 Die Ozeane der Welt	91
5.2 Wrackströmungen	91
5.3 Driftbahnen im Nike shoe spill	92
5.4 Driftbahnen zu verschiedenen Zeiten	92
5.5 Oberflächenströmungen	93
5.6 Polwärtsgerichteter Wärmetransport	94
5.7 Thermohaline Zirkulation	95
5.8 Salzanomalie des Nordatlantik	96
5.9 Golfstrom: Infrarot-Aufnahme	97
5.10 Wirbelbildung am Golfstrom	97
5.11 Schematische Darstellung El Niño	98
5.12 Walker Zirkulation	99
5.13 ENSO und Wetterlagen	99
5.14 ENSO	100
5.15 Dichte und spezifisches Volumen im Golfstrom	102
5.16 Temperatur- und Höhenprofil des Golfstroms	103
5.17 Geschwindigkeit im Golfstrom	105
5.18 Dynamische Topographie der Meeresoberfläche im Nordatlantik	105
5.19 Ekman-Spirale	107
5.20 Ekman's Elementarstrom	108
5.21 Auf- und absteigendes Wasser an Küsten	109
5.22 Sverdrup-Regime: Windfeld und Strömungssystem	109
5.23 Stromlinien in einem rechteckigen Becken	110
5.24 Massentransport bei zonalem Windfeld	111
5.25 Verlagerung des Golfstroms	112
5.26 Ablösung eines Wirbels vom Golfstrom	112
5.27 Langmuir-Zirkulation	113
6.1 Globaler Kohlenstoffkreislauf	117

6.2	Vertikalprofil des Kohlendioxids im Ozean	117
6.3	Vertikalprofile gespülter (scavenged) gelöster Substanzen	118
6.4	Vertikalprofile recycelter gelöster Substanzen	119
6.5	Galton-Brett	121
7.1	Physikalische Mechanismen bei der Strahlungsabsorption	133
7.2	Land–See-Verteilung im Klimamodell	138
7.3	Veränderung Lufttemperatur bei CO ₂ -Verdopplung, Dezember–Februar	140
7.4	Veränderung Lufttemperatur, Juni–August	141
7.5	Veränderung Niederschlag, Dezember–Februar	142
7.6	Veränderung Niederschlag, Juni–August	143
7.7	Veränderung Bodenfeuchte, Dezember–Februar	144
7.8	Veränderung Bodenfeuchte, Juni–August	145
7.9	Veränderungen Druck auf Meeresniveau	146
8.1	Oberflächenwellen: Wellentypen und -längen	152
8.2	Wellengeschwindigkeit und Wassertiefe	154
8.3	Wellenlänge und Ausbreitungsgeschwindigkeit	155
8.4	Wellen in tiefem Wasser	156
8.5	Oberflächenwelle als Überlagerung sinusoidaler Wellen	159
8.6	Wellenaufzeichnung	162
8.7	Frequenzspektrum von Oberflächenwellen	163
8.8	Verteilung der Wellenenergie in Abhängigkeit vom Winkel gegenüber dem Wind	163
8.9	Luftströmung oberhalb einer Welle	164
8.10	Soliton aus Dispersion und Nichtlinearität	167
9.1	Küste: Terminologie	172
9.2	Terminologie an einer Abrasionsküste	173
10.1	Brechung einer Welle beim Auflaufen in niedriges Wasser	178
10.2	Wellen-Brechungs-Diagramm	179
10.3	Konvergenz und Divergenz von Wellenstrahlen	180
10.4	Kaustiken bei verschiedenen Geometrien	181
10.5	Beugung einer Welle an einer Begrenzung	182
10.6	Aufsteilen einer Welle beim Auflaufen auf den Strand	183
10.7	Küstennaher Massentransport durch Wellen	184
10.8	Küstenparalleler Strom	185
10.9	Buhne	185
10.10	Hjulström Kurve	186
10.11	Querschnitt durch eine Düne	187
10.12	Vegetation als Kondensationskeim für eine Düne	188
10.13	Nehrungsbildung	190
10.14	Wanderung der friesischen Inseln am Beispiel Baltrums	191
10.15	Küstenevolution als Wechselwirkungsprozess	192
10.16	Holozäner Meeresspiegelanstieg in der westlichen und südlichen Ostsee und in der deutschen Bucht	193

10.17Eisrandlagen und Küstenverlauf	194
10.18Küstentyp, Untergrund und isostatische Ausgleichsbewegung	195
10.19Natürliche Gliederung der Ostsee	195
10.20Bodenprofil in Längsachse der Ostsee	196
10.21Strömungen Darßer Schwelle	197
10.22Zeitreihe Strömungsvektoren Darßer Schwelle	197
10.23Modelierte Strömungen westliche Ostsee, 3m-Tiefe	199
10.24Wachstum Darßer Ort Spitze 1835–1957	201
10.25‘Seegatt’ am Fukarek-See	202
10.26Luftbild Darßer Ort	202
10.27Morphologische Gliederung des Darß	203
10.28Geologische Karte Darß	203
10.29Heidensee	204
10.30Dünenschnitte am Weststrand	204
10.31Therbrenner-See	205
10.32Lagerungsverhältnisse Fischlandkliff	205
10.33Holozäne Wasserspiegelschwankungen in Vorpommern	206
10.34Entwicklung der Halbinselkette	207
10.35Geomorpologische Entwicklung des Darß	208
10.36Mecklenburg-Vorpommersche Boddenküste und Relief der Ostsee	209
10.37Riegen und Reffen des Darß	210
10.38Formengruppen des Darß	210
10.39Entwicklung von Darßer Ort	212
10.40Prognose für die Entwicklung Darßer Ort	214
10.41Küstenschutzdünen	215
10.42Küstenschutzdeiche	217
10.43Küstenschutz an Kliffküsten	218
10.44Kastenbuhne	219
10.45Ausolkung an der Landanbindung einer Kastenbuhnen	220
10.46Wellenbrecher Wustrow	221
10.47Molen in Swinnemünde	222

Tabellenverzeichnis

1.1	Verteilung des Wassers auf der Erde	1
1.2	Thermische Eigenschaften reinen Wassers	15
1.3	Wasserarten	15
1.4	Chemische Zusammensetzung Meerwasser	17
3.1	Albedo	48
4.1	Typische Skalen in Atmosphäre und Ozeanen	77
7.1	Klimarelevante Spurengase	132
8.1	Formale Beschreibung Wellen in tiefem und flachem Wasser	157
8.2	Beaufort-Skala	161
9.1	Küstenklassifikation	175
10.1	Dünenbreiten	216

Kapitel 1

Einführung

1.1 Warum Ozeane?

Ozeanographie ist ein Bestandteil der Geowissenschaften. Ihr Ziel ist, eine formale Beschreibung der großen Wasserkörper der Erde, eben der Ozeane, zu finden. Aus geophysikalischer Sicht ist dieses Interesse verständlich. Beim Blick aus dem Weltraum auf die Erde wird die Bezeichnung ‘blauer Planet’ unmittelbar einsichtig: die Ozeane bestimmen das Bild der Erde.

Betrachten wir einmal die Oberflächeneigenschaften der Erde im Detail. Den Hauptanteil bildet die Hydrosphäre mit 70.5%. Diese ist etwas asymmetrisch auf die beiden Hemisphären verteilt: die nördliche Hemisphäre ist zu nahezu 40% mit Land bedeckt (d.h. sie enthält 68% der Landfläche), die südliche dagegen ist zu 81% meeresbedeckt, das entspricht 57% der Ozeanfläche. Die restlichen 29.5% der Erdoberfläche sind von Land bedeckt, wobei von diesem jedoch wieder Teile von Eis, Schnee oder Gletschern bedeckt sind (Kryosphäre). Den Hauptteil dieses eisbedeckten Landes bildet die Antarktis. See-Eis¹ könnte zwar als Bestandteil der Kryosphäre betrachtet werden, wird jedoch aufgrund seiner hohen Variabilität häufig auch zur Meeresoberfläche gezählt. Je nach Zählweise finden Sie in der Literatur daher auch unterschiedliche Prozentangaben für die einzelnen Bereiche. Auch die Zählung der großen Binnengewässer (z.B. Kaspisches Meer) als Bestandteil der Hydrosphäre oder der Lithosphäre ist nicht immer eindeutig. Lithosphäre und Kryosphäre sind jedoch in jedem Fall über den globalen Wasserkreislauf mit der Hydrosphäre verbunden.

Die Verteilung von Wasser auf dem Globus ist in Tabelle 1.1 gegeben.

¹See-Eis ist auf dem Wasser schwimmendes Eis, das ist im wesentlichen das Eis der Arktis sowie die Eisflächen um die Antarktis.

Ozeane	Mischungsschicht	50 000
	Thermokline	460 000
	Tiefenwasser	890 000
Kontinente	Gletscher und Schnee	43 400
	Seen und Flüsse	360
	Grundwasser	15 300
	Biosphäre	2
Atmosphäre	über Kontinenten	5
	über Ozeanen	11

Tabelle 1.1: Verteilung des Wassers auf der Erde, alle Angaben in 10^{15} kg Thurman (1994)

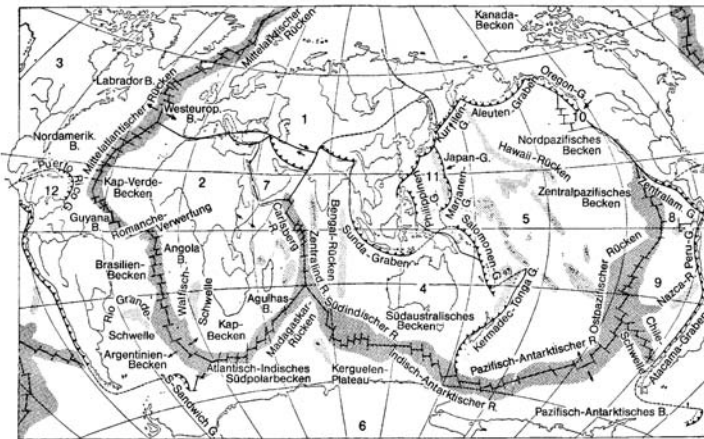


Abbildung 1.1. Relief der Erde: ohne Wasser in den Ozeanen ergibt sich ein freier Blick auf die Grenzen der Kontinentalplatten und das Relief des Meeresbodens (Ott, 1996).

1.1.1 NormalNull und Plattentektonik

Die Ozeane beeinflussen auch unsere Vorstellung vom Relief der Erde. Zum einen legen sie uns einen Bezugspunkt für die Höhenmessung, vereinfacht als *Normalnull* (NN) bezeichnet. Diese Festlegung ist einfach, da sie relativ lokal, eben an jeder Küste, durch Feststellung des mittleren Wasserstandes und Bezugnahme auf diesen festgelegt werden kann. Daher wird häufig auch der Begriff *Pegelnul* verwendet bzw. auf Karten steht bei den Höhenangaben auf welchem Pegel der Bezug erfolgt.

Genauere Satellitenbeobachtungen zeigen jedoch, dass dieses NormalNull eine sehr irreguläre Oberfläche definiert: das Radaraltimeter aus ERS-1 (European Research Satellite) zeigt z.B. eine Abweichung der Meeresoberfläche vom *Geoid*² um plus 85 m nordöstlich von Australien und um minus 105 m im nördlichen Indischen Ozean.

Die Meeresoberfläche ist nicht nur der Bezugspunkt für die Höhenmessung, sie verzerrt auch die Wahrnehmung von Höhen: wir gehen von der Vorstellung des Normalnull aus und messen die Höhen verschiedener Punkte der Lithosphäre gegen dieses Normalnull. Dabei beschränkt sich die Auswahl der Festpunkte jedoch auf Landflächen bzw. Binnenseen: wir erhalten, mit Ausnahme einiger Punkte wie Totes Meer oder Death Valley, nur positive Höhenwerte – Normalnull definiert eben die Grundlinie und die Welt liegt auf dieser Höhe oder darüber.

Lassen wir das Wasser aller Ozeane ab, so ändert sich unser Bild von der Höhenverteilung. Zwar können wir vom Rand der Kontinente noch einige hundert Kilometer auf einer sanft abfallenden Platte in den Bereich hineingehen, der vorher von den Ozeanen bedeckt war. Dann gelangen wir jedoch an einen steilen Abbruch, den Rand der Kontinentalplatte und haben einen weiten Blick über die Becken der Ozeane mit ihren Gebirgen und Gräben.

Abbildung 1.1 soll Ihnen einen ungefähren Eindruck von dem Relief der Erde geben, wie es sich ohne Wasserbedeckung der Ozeane darstellen würde. Die *Lithosphäre*, d.h. die feste Kruste der Erde, gliedert sich in Platten. Platten können ausschließlich ozeanische Kruste tragen, wie z.B. die Pazifische Platte oder die Nazca-Platte, oder zum überwiegenden Teil von kontinentaler Kruste bedeckt sein, wie z.B. die Eurasische Platte. Diese Platten bewegen sich relativ zueinander (Kontinentaldrift). In Abhängigkeit von der Relativbewegung werden die Plattenränder unterschieden in transform (aneinander vorbeigleitende Platten), divergent (sich von einander entfernend) oder konvergent (sich einander nähernd).

Divergente Plattenränder an der Grenze zwischen Kontinentalplatten bewirken eine Verdünnung der Kruste und Grabenbrüche, z.B. der Oberrheingraben. Bei weiterer Divergenz können zwischen den Krusten neue ozeanische Becken entstehen, der Atlantische Ozean hat sich auf diese Weise gebildet, heute bildet sich durch die Aufweitung eines Grabens zwischen Afrika und Arabien ein neuer Ozean. An divergenten Plattenrändern ozeanischer Platten entsteht durch aufsteigendes Mantelmaterial neuer Meeresboden.

²Das Geoid wurde als die wahre Figur der Erde eingeführt. Es ist historisch definiert über die ungestörte Meeresoberfläche; physikalisch soll es eine Fläche konstanten Schwerepotentials bilden. Da das Geoid nur bis zu ca. 100 m von einem Ellipsoid (das wäre die Figur, die eine quasi-flüssige rotierende Erde annehmen würde) abweicht, lässt es sich mathematisch einfach behandeln. Dazu gehört z.B. die Entwicklung in Kugelfunktionen.

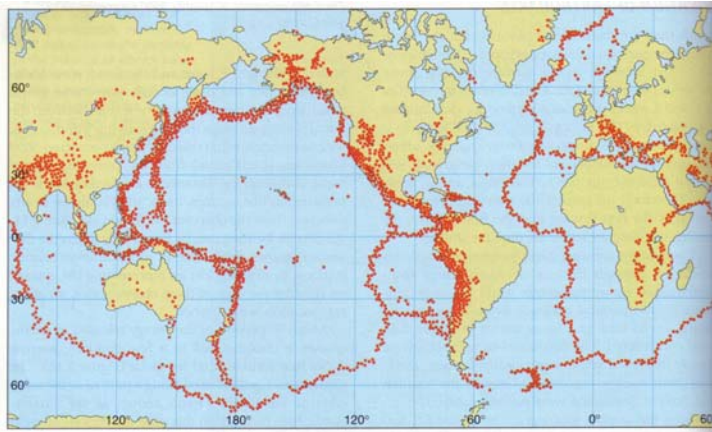


Abbildung 1.2. Die globale Verteilung der Erdbeben folgt dem Muster der Plattengrenzen, vgl. Abb. 1.1 (Tarbuck und Lutgens, 1994)

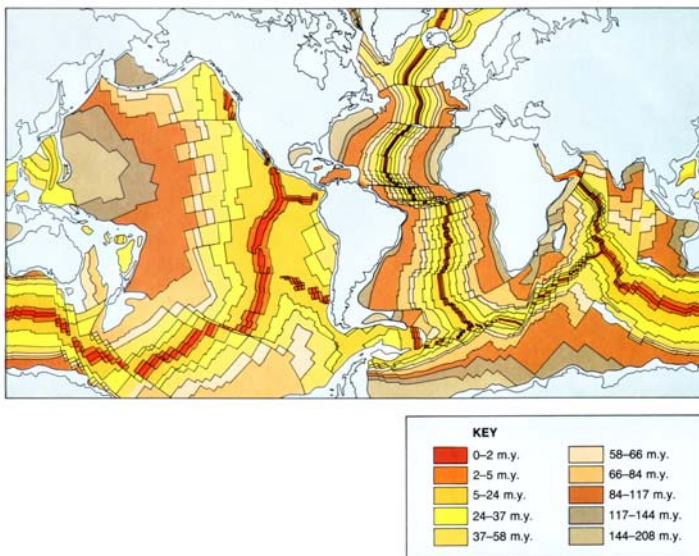


Abbildung 1.3. Alter des Meeresbodens (Thurman, 1994)

Das flüssige Mantelmaterial sammelt sich in einer Magmakammer und wölbt die Oberfläche auf. Durch Spalten austretendes Material erstarrt und es bilden sich Gebirgssysteme, die mittelozeanischen Rücken. An konvergenten Plattenrändern bilden sich auf den Kontinentalplatten häufig Faltengebirge wie der Himalaya. Taucht dagegen die eine Platte unter die andere, so bilden sich Tiefseegräben.

Alle drei Formen von Plattengrenzen sind durch das Aufquellen von Magma, das Schmelzen untergleitender Platten oder durch ruckartiges Lösen von miteinander verkeilt Plattenrändern mit Vulkanismus und Erdbeben verbunden. Die geographische Verteilung von Erdbeben gibt daher auch einen Hinweis auf die Lage der Plattengrenzen, vgl. Abb. 1.2.

Wenn wir das Modell der Platten und die damit verbundene Plattentektonik akzeptieren, müssen wir uns einer weiteren Konsequenz stellen: Meeresboden wird an den Plattenrändern neu erzeugt, d.h. die ozeanische Kruste ist an den Plattenrändern sehr jung, ihr Alter nimmt zu den Kontinenten hin zu, vgl. Abb. 1.3. Kontinentale Kruste dagegen ist, abgesehen von Bereichen mit hoher vulkanischer Aktivität, relativ alt. Sie ist zumindest teilweise durch Hebung, Faltung und Verwerfung ehemaliger ozeanischer Kruste entstanden – an vielen Stellen lassen sich durch Bänderstrukturen im Stein noch die alten Sedimentschichten und die anschließenden Verformungen erkennen, vgl. 1.4.

Unter Berücksichtigung der von den Ozeanen bedeckten Flächen erhalten wir eine Höhenverteilung wie in Abb. 1.5 dargestellt: die Verteilung im linken Teil der Abbildung (alles, was oberhalb der gestrichelten Linie liegt) entspricht der Höhenverteilung, wie wir sie mit Bezug auf Normalnull ermitteln können. Rechts davon sind die von den Ozeanen bedeckten Flächen berücksichtigt. Als wesentliche Merkmale fallen auf:

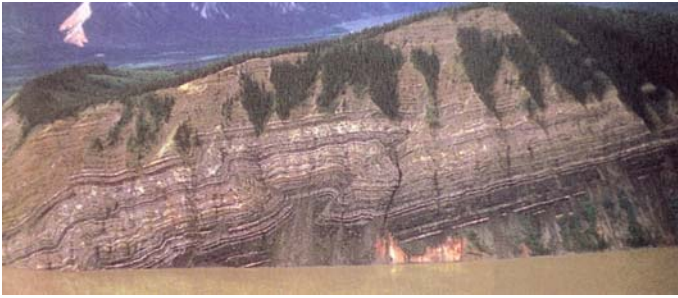


Abbildung 1.4. Gefaltetes Sedimentgestein in Alaska als Hinweis auf frühere konvergente Plattengrenzen (Merritts et al., 1997)

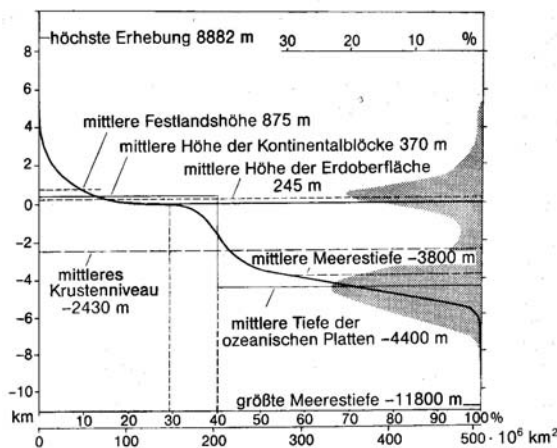


Abbildung 1.5. Hypsographische Kurve: Höhenverteilung der festen Erdoberfläche (Ott, 1996).

1. die Abweichungen von NN nach unten sind größer als nach oben: die höchste Erhebung ist der Mount Everest mit 8882 m, der tiefste Punkt unter der Wasseroberfläche ist die Vitiastiefe im Marianengraben mit 11 800 m.
2. die Abweichungen nach unten über wiegen die nach oben deutlich: die mittlere Festlandshöhe liegt bei 875 m, die mittlere Meerestiefe bei -3800 m.
3. das mittlere Krustenniveau, d.h. die Oberfläche der Erde nach Einebnung aller Höhen und Tiefen, liegt bei -2430 m. Die Ozeanhöhe über diesem idealen Globus würde 2675 m betragen, als mittlere Höhe der Erdoberfläche ergäben sich 245 m.
4. der Bereich von wenigen Hundert m um NormalNull macht nur ungefähr 1/5 der Erdoberfläche aus – flächenmäßig ein kleiner Bereich. Aber ein wichtiger Bereich, da er die Küstenlinien enthält und in ihm mit der Küstendynamik eine wesentliche Wechselwirkung zwischen Hydrosphäre und Lithosphäre stattfindet.

Abbildung 1.5 scheint im Widerspruch zu Abb. 1.1 zu stehen: alle Platten schwimmen auf dem flüssigen Erdmantel und alle Platten sind nicht oder nur sehr lose verbunden. Hätten alle Platten gleiche Dichte, so dürften wir keine nennenswerten Höhenunterschiede erwarten: alle Platten würden um den gleichen Prozentsatz aus dem Mantel aufragen. Aufgrund der größeren Dichte der ozeanischen Kruste liegt diese unter Wasser während die kontinentale Kruste aufgrund der geringeren Dichte höher aufragt. Der Dichteunterschied zwischen beiden bewirkt auch, dass kontinentale Platten dicker sind als ozeanische.

1.1.2 Topographie des Meeresbodens

70.5% der Erdoberfläche liegen unter dem Meeresspiegel verborgen, der größte Teil davon im Bereich von Wassertiefen zwischen -3000 m und -6000 m, den *Tiefseeebenen* mit aufgesetzten Erhebungen. 10% der Erdoberfläche entfällt auf den Bereich der *Schelfe* oder *Flachwassergebiete* mit Tiefen bis zu -200 m. Den Übergang zwischen Schelf und Tiefseeebene bildet der *Kontinentalabhang*, der einen geringeren Teil der Erdoberfläche ausmacht als die Schelfgebiete. In den *Tiefseegräben* kann die Meerestiefe bis auf 11 022 m abnehmen; die mittlere Meerestiefe beträgt 3790 m (verglichen mit 875 m als der mittleren Höhe des Landes). Würde man alle den Meeresspiegel überragenden Reliefteile im Meer versenken, so wäre die

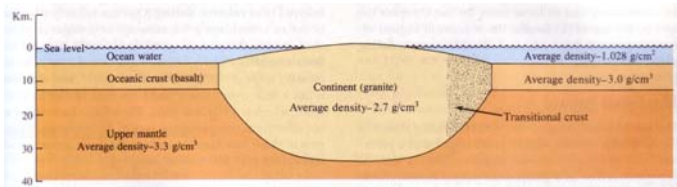


Abbildung 1.6. Isostatik: kontinentale Krusten ragen weit über ozeanische Krusten hinaus, da sie eine geringere Dichte haben (Thurman, 1994)

Erde mit ca. 2500 m Ozeanwasser bedeckt. Wie Sie aus den hier zitierten Zahlen erkennen können, gibt es unterschiedliche Möglichkeiten für derartige Abschätzungen – es sind eben Abschätzungen, bei denen für viele Parameter nur Mittelwerte bekannt sind. Und das dazu gehörige Experiment lässt sich nicht mal so eben durchführen.

Der Grad der Wasserbedeckung wird durch die *litoralen Bereiche* bezeichnet, vgl. Abb. 1.7. Abschnitte, die nur gelegentlich mit Salzwasser in Berührung kommen, werden als *Supralitoral* bezeichnet. Jene, die in Abhängigkeit von den Gezeiten regelmäßig von Wasser bedeckt sind bzw. frei liegen, werden als *Eulitoral* bezeichnet. Das *Sublitoral* ist ständig vom Wasser bedeckt, allerdings ist die Wassertiefe so gering, dass Brandungswellen weiterhin wirksam sind.

Der Meeresboden mit seinen verschiedenen Lebewesen wird als das *Benthos* bezeichnet. Die freien Wasserzonen, das *Pelagial*, werden in Abhängigkeit vom einfallenden Licht als *photisch* (durchlichtete Zone mit hohem Sauerstoffgehalt) oder *aphotisch* bezeichnet. Der *neritische* Abschnitt zeichnet sich durch mäßige Wassertiefen aus; er geht über zu den *hemipelagischen* und *pelagischen* tieferen Freiwasserzonen, die letztendlich im *Hadal*, dem völlig lichtlosen und sehr kalten Bereich der größten Ozeantiefen münden.

Die meisten *Schelfgrenzen* setzen sich mit einem sehr flachen Gefälle von weniger als 1% unter Wasser bis weit in die See fort und tauchen dort nach einem Gefälleknick zwischen weniger als -100 m und -400 m deutlich steiler ab. Schelfgebiete sind an den Küsten, die von hohen jungen Faltengebirgen geprägt sind, nur sehr schmal oder fehlen vollständig³; besonders weit ausgedehnt sind sie im Bereich der Nordsee, zwischen Hinterindien und Südastralien (Sundaschelf) und vor der Ostküste Nordamerikas bzw. Argentiniens. Ein Teil der breiten Schelfregionen ist durch die auf geologischen Zeitskalen häufigen und starken Schwankungen des Meeresspiegels wahrscheinlich durch Brandungswellen eingeebnet worden oder als Plattform aus dem Festland herausgeschnitten worden. Bei diesen Teilen des Schelfs handelt es sich letztendlich um jetzt überflutete Teile ehemaligen Küstenlandes. Andererseits tragen die durch die Flüsse aus dem Innern der Kontinente herbeigeführten Sedimente zu einem immer flacheren Wasserspiegel der Schelfränder bei.

An der Schelfkante befindet sich ein *Hangknick*, an dem die sehr flache Böschung mit 20- bis 100-fachem Gefälle in größere Tiefen abtaucht; oftmals über einen vertikalen Bereich von mehreren 1000 m, dem Kontinentalabhang oder Kontinentalabfall. Flache breite Schelfe sind in der Regel von einem flachen Kontinentalhang (ungefähr 50‰ verglichen mit 100‰) über einen vertikalen Bereich von ~ 3 km gefolgt, schmale Schelfe an Faltengebirgen dagegen von einem steileren Hang, der ca. 6 km abtaucht. Kontinentalabfälle umfassen typischerweise einen Tiefenbereich von 200 bis 2000 m über eine Breite von 20 bis

³Die ist insbesondere an den Gebirgen, die den Pazifischen Ozean begrenzen, der Fall.

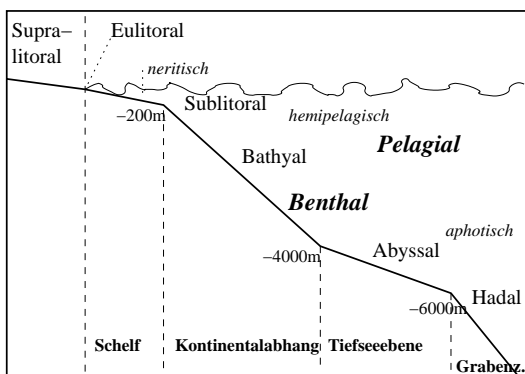


Abbildung 1.7. Meeresbereiche: Tiefen und Terminologie

100 km. Sie sind durch submarine Canyons mit steilen Flanken und geringer Breite stark gegliedert. Einige dieser Canyons setzen sich in die Fußregion fort, einige finden auch Anschluss an festländische Täler wie den Kongo oder den Indus.

Die *Fußregionen* überdecken den Höhenbereich von ca. 2000 bis 5000 m mit einem sehr schwachen Gefälle von ca. 1:7000 bis 1:10 000. Sie bilden den Übergang vom Kontinentalabfall zu den Tiefseeebenen. Auch die Tiefseeebenen sind durch Schwellen und Kuppen strukturiert, ihr Merkmal ist, wie der Name andeutet, dass sie auffallend eben sind. Eine besondere Form der Kuppe sind die *Guyots*: Kegelstümpfe mit einem ebenen Gipfelplateau. Mehr als die Hälfte der Kuppen liegt im Zentralpazifik, viele bestehen aus aktiven oder ehemaligen Vulkanen. Letztere treten gelegentlich oder dauerhaft an die Meeresoberfläche, so entstand 1963 die Insel Surtsey südwestlich von Island.

An vielen Stellen gehen die Kontinentalabhänge ohne Fußregion direkt in die *Tiefseeegräben* über. Diese überschreiten Tiefen von 6000 m und haben steile Flanken mit einem Gefälle größer 1:40. Gegen die Tiefseebecken sind sie durch eine Bodenschwelle begrenzt.

Ein Merkmal der Tiefseeebenen sind die *Mittelozeanischen Rücken*. Sie bilden ein zusammen hängendes Gebirgssystem mit einer Länge von insgesamt ca. 60 000 km. Das Rückensystem erreicht eine Gesamtbreite von bis zu 4000 km, die Höhen liegen zwischen 1000 m und 3000 m. Fast überall findet sich in der Kammregion eine Zentralspalte von 20 bis 50 km Breite, die 1000 bis 3000 m tief eingesenkt sein kann. Der Kammregion gehören auch viele ozeanische Inseln an.⁴

1.1.3 Sedimente am Meeresboden

Die Sedimente hängen von der Meerestiefe und den Strukturen der Sedimenteinzugszonen (Küsten, Flüsse) ab. Sie lassen sich nach Herkunft, Korngrößenverteilung und chemischer Zusammensetzung unterscheiden. Die Untersuchung erfolgt zu einem großen Teil optisch (Tauscher oder Tauchroboter in den verschiedensten Varianten) oder durch Probennahme vom Meeresboden (Taucher, Tauchboot, verschiedene automatisierte Sammelmethode).

Die größten Fraktionen der Sedimente sind Strandsande und *Bruchschill* (zerbrochene Schnecken- und Muschelschalen). Sie finden sich in der Flachsee und tragen zur Genese der Schelfe bei. In Küstennähe erkennt man eine deutliche Zonierung in Abhängigkeit von den Verwitterungs- und Ablagerungsbedingungen auf dem angrenzenden Festland. In den Tiefwasserbereichen ist dieser Zusammenhang nicht mehr ausgeprägt, auch ist die Sedimentmächtigkeit dort relativ gering. Zwar wird der Meeresboden oft als letztes Sammelbecken für Sedimente interpretiert, jedoch erreicht der Meeresboden mit ca. 200 Mio Jahren nur ein geringes Alter bevor er wieder recycelt wird. In den neu entstehenden Bereichen der Meeresböden gibt es sogar recht weite Bereiche, die noch vollständig frei von Sedimenten sind.

Meeressedimente lassen sich in drei große Herkunftsgruppen einteilen:

1. *Lithogene Sedimente* oder *terrigena Sedimente* sind Verwitterungsprodukte oder mobile Teile der Erdkruste. Sie werden unterschieden nach Korngröße (Blöcke, Schotter, Sand, Silt, Ton), Herkunft (Verwitterung vom Festland, Vulkane, Meteoritenstaub) oder Transportmedium (Gletscher, Flüsse, Wind). Hauptablagerungsgebiete sind die Schelfe und Kontinentalränder, nur allerfeinste Partikel (Staub aus der Sahara oder der Australischen Wüste) können mit dem Wind weiter verfrachtet werden. Auch in sich vom Antarktischen Schelf ablösenden Eisfeldern oder abbrechenden Eisblöcken können Sedimente über größere Distanzen transportiert werden. Die Anlieferung durch die Flüsse bildet den Hauptanteil dieser Sedimentzufuhr, sie wird mit 12 km³/Jahr abgeschätzt. Bei einer gleichmäßigen Verteilung über die Tiefseeebenen entspräche dies einem Zuwachs von 3 cm/1000 Jahre, real ergibt sich nur ca. 1 cm/1000 Jahre, da die meisten Sedimente am Schelf hängen bleiben.
2. *Biogene Sedimente* sind Hartteile von Lebewesen oder deren Fragmente. Dabei handelt es sich entweder um primäres Festgestein (Korallenriffe, Algenkrusten) oder lagenweise sedimentiertes Lockerprodukt. Lieferanten sind im flachen Wasser benthisch lebende Schnecken und Muscheln, im tiefen Wasser planktonische Kleinlebewesen. Zwei Formen werden unterschieden: Kalkschalenliefernde und

⁴Eine Übersicht über die international gebräuchlichen Bezeichnungen und Definitionen der ozeanischen Bodenformen findet sich in Dietrich et al. (1975).

Kieselsäurebildner. In den Schelfgebieten sind die Weichteile der organischen Substanzen noch nicht vollständig abgebaut, so dass sich hier insbesondere in der Nähe großer Flussmündungen sehr nährstoffreiche Flachmeere mit hoher organischer Produktion bilden können. Wird diese abgesunkene organische Substanz am Boden durch Sände bedeckt, so bildet sich ein Modell für die Entstehung von Kohlenwasserstoff-Lagerstätten. Heutige Erdöl- und Erdgaslagerstätten sind häufig in Sedimenten solch kontinentaler Randgebiete gefunden worden.

3. *Hydrogene Sedimente* oder *Halmyrogene Sedimente* sind Abscheidungen im Meerwasser selbst oder bei der Verdunstung zurückbleibende Bestandteile. Beispiele sind die Eisen-Mangan- oder Phosphorknollen der Tiefsee oder lokale Kalkausfällungen im tropischen Flachwasser wie auf den Großen Bahamabänken.

Die Korngrößen der Sedimente variieren über einen weiten Bereich von weniger als $2\ \mu\text{m}$ (Ton) bis über 20 mm (Steine), vgl. Abschn. 10.2. Auf den Schelfen ist die Zusammensetzung hochgradig variable und von der Sedimentquelle abhängig, im Tiefseeboden dagegen ist sie gleichförmiger. Dies zeigt sich auch in der chemischen Zusammensetzung der Sedimente, so können im Schelf oftmals Bereiche terrigener und biogener Quellen deutlich unterschieden werden.

Sedimentationsgeschwindigkeiten können zwischen vielen Metern/1000 a (Wattengebiete, Deltas) und weniger als 1 mm/1000 a (küstenferne Bereiche der Tiefsee, rote Tiefseetone) liegen.

1.1.4 Physikalische Ozeanographie

Für einen Geo- oder Umweltwissenschaftler gibt es also genug Motivation, sich mit den Ozeanen zu beschäftigen. Im Rahmen der Physikausbildung ist dies dagegen eher exotisch. Andererseits bietet die Ozeanographie dem Physiker die Möglichkeit, sich intensiv mit Hydrodynamik in einem natürlichen System auseinander zu setzen und die dort auftretenden Phänomene im Rahmen physikalischen Grundprinzipien zu erklären und zu beschreiben. Insbesondere gehört dazu ein Verständnis der Schichtungen der Ozeane (hydrostatische Grundgleichung), der Zirkulationssysteme (Bewegungsgleichung, Impulsbilanz) und des Austauschs von Materie, Impuls und Energie mit der Atmosphäre (Turbulenz und Austausch).

In diesem Skript wird die physikalische Ozeanographie wie folgt behandelt. Kapitel 4 ist ein Grundlagenkapitel, in dem fundamentale physikalische Prinzipien erläutert und in der für die Meteorologie und Ozeanographie relevanten Form beschrieben werden. Dazu gehören insbesondere die Erhaltungsgrößen (Masse in der Kontinuitätsgleichung, Impuls in der Bewegungsgleichung und Energie in der Bernoulli-Gleichung) sowie die Zustandsgleichung. Diese Grundgleichungen werden in Kapitel 5 auf die großskaligen Zirkulationssysteme im Ozean angewandt. Dazu gehören die Oberflächenströmungen, insbesondere der Golfstrom, sowie die thermohaline Zirkulation, die den Wärmetransport der Ozeane bis in die Tiefen erstreckt.

Kapitel 6 wendet sich Phänomenen auf kleineren Skalen zu, dazu gehören insbesondere der Transport von Energie und Materie an der Grenzfläche zwischen Ozean und Luft. Den Impulstransport an dieser Grenzfläche, d.h. die Bildung von Oberflächenwellen, werden wir in Kapitel 8 zusammen mit dem Auftreten anderer Wellentypen betrachten.

In der Anwendung physikalischer Grundlagen auf komplexe natürliche Systeme lernen Sie auch eine etwas andere Sichtweise der Physik kennen:

- natürliche Systeme sind *komplex*: jeder Zustand des Systems ist durch eine große Zahl von Parametern bestimmt.
- natürliche Systeme sind *nicht-linear*: eine doppelt so große Störung erzeugt nicht zwingend ein doppelt so großes Ausgangssignal.
- natürliche Systeme sind *chaotisch*: zwei dicht benachbarte Anfangszustände können zu sehr verschiedenen Endzuständen führen.
- natürliche Systeme werden durch gekoppelte partielle Differentialgleichungen beschrieben (das ist nur eine andere Formulierung für nicht-lineare chaotische Systeme).

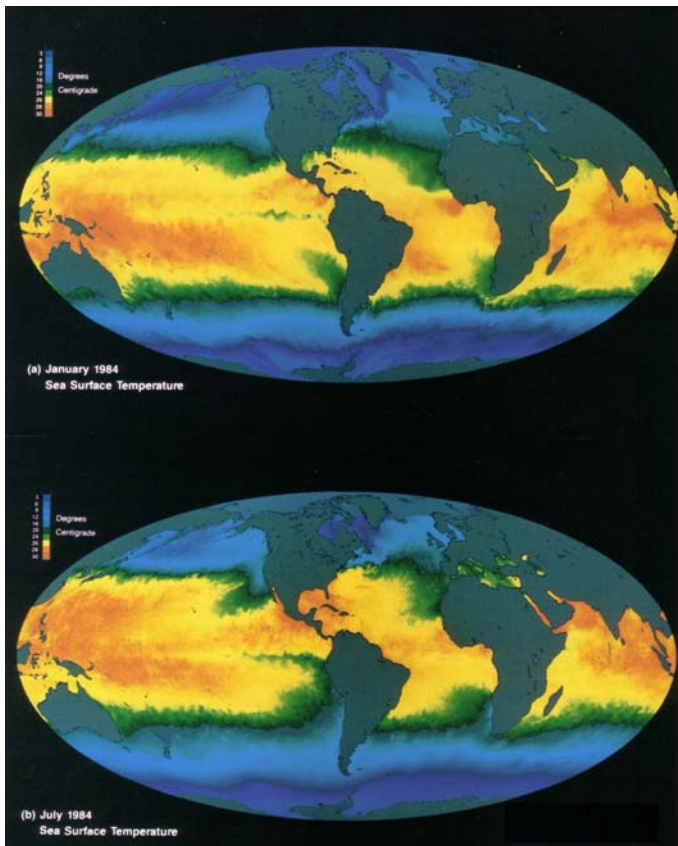


Abbildung 1.8. Oberflächentemperatur der Ozeane im Januar und Juli 1984 (Njoku and Brown, 1993)

1.2 Das Bild der Ozeane

In diesem Abschnitt werden Satellitenbeobachtungen der Ozeane vorgestellt. Damit werden zum einen Parameter eingeführt, die es zu untersuchen gilt. Zum anderen können wir anhand dieser Aufnahmen einige Fragen formulieren, die in den folgenden Kapiteln physikalisch zu erklären sind.

1.2.1 Oberflächentemperatur

Abbildung 1.8 gibt die Oberflächentemperatur der Ozeane bestimmt mit dem Infrarotkanal⁵ des AVHRR auf NOAA-9, jeweils gemittelt über zwei Wochen im Januar und Juli 1984. Die Abbildungen zeigen, wie auch aus der Verteilung der Sonneneinstrahlung zu vermuten, eine Abnahme der Temperaturen in Richtung auf höhere Breiten. Das warme Band um den Äquator herum verschiebt sich im Laufe des Jahres in Richtung auf die jeweilige Sommerhemisphäre.

Interessanter als dieses grobe Muster sind jedoch einige Details in beiden Abbildungen:

- es herrscht eine relativ scharfe Trennung zwischen dem warmen subtropischen Wasser und dem kalten Wasser der mittleren und hohen Breiten, das auf eine relativ geringe meridionale Durchmischung hinweist.
- an den Westküsten der Kontinente bilden sich selbst in niedrigen Breiten kalte Bereiche aus, in dieser Abbildung besonders gut vor der Westküste Südamerikas zu erkennen.

Das grobe Muster der Temperaturverteilung lässt sich mit Hilfe der Verteilung der solaren Einstrah-

⁵Das Verfahren beruht auf der Messung des im thermischen Infrarot von der Wasseroberfläche emittierten Strahlungsstroms und seine Umrechnung in eine Effektivtemperatur mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes (3.25). Da aus der räumlichen Verteilung der Datenpunkte bekannt ist, dass die Infrarotstrahlung von einer Wasserfläche emittiert wurde, kann unter Verwendung der Emissivität $\bar{\epsilon}$ nicht nur auf eine Effektivtemperatur sondern aus (3.26) sogar auf die korrekte Temperatur zurück geschlossen werden.

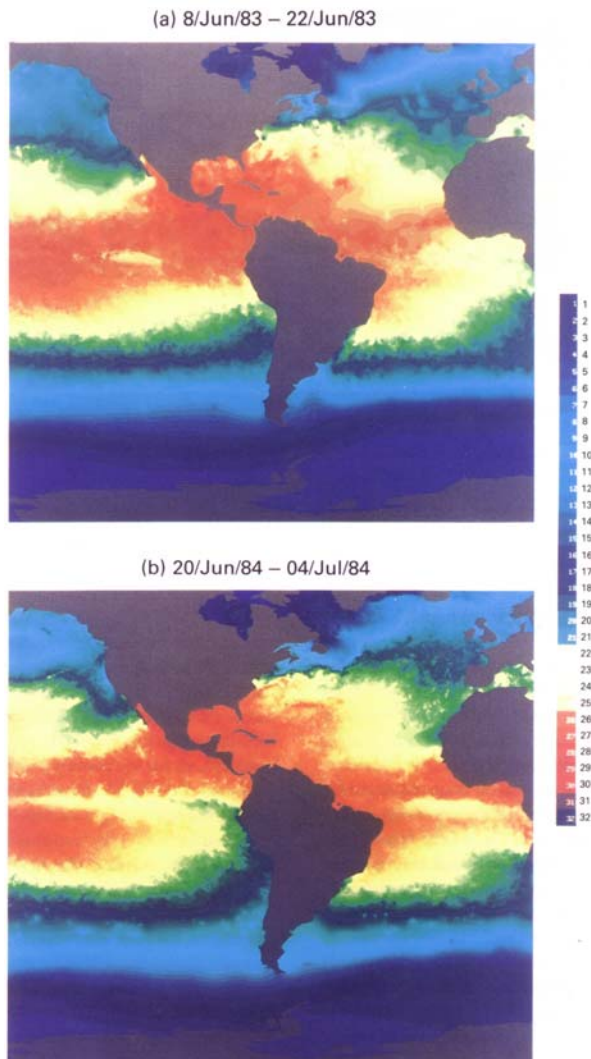


Abbildung 1.9. Oberflächentemperaturen in Atlantik und Pazifik während des El Niño im Juni 1983 (oben) und unter normalen Bedingungen im Juni 1984 (unten) (Njoku and Brown, 1993)

lung verstehen, wie in Abschn. 3.2 beschrieben. Um den großen Temperaturgradienten und die kalten Westküsten zu verstehen, müssen wir die aus dem Temperaturgradienten entstehende Dynamik des Ozeans und der Atmosphäre berücksichtigen. Dies geschieht in Kapitel 5, insbesondere in Abschn. 5.4.

Die Temperaturverteilung in den Ozeanen variiert nicht nur mit der Jahreszeit sondern kann auch zu gleicher Jahreszeit von Jahr zu Jahr hochgradig variabel sein, wie in Abb. 1.9 für den Atlantik und Pazifik gezeigt. Das untere Teilbild zeigt die normalen Bedingungen im Ozean mit aufquellendem kaltem Tiefenwasser an der Westküste Perus. In einigen Jahren versiegt dieser aufsteigende Strom nährstoffreichen Wassers und es finden sich relativ hohe Wassertemperaturen auch in diesem Bereich. Dieses Phänomen wird als El Niño (das Christkind) bezeichnet. Es wird als ein Beispiel für die Kopplung von atmosphärischer und ozeanischer Zirkulation in Abschn. 5.3.1 genauer beschrieben.

1.2.2 Biologische Produktivität der Ozeane

Eng mit der Frage der Temperaturanomalien verknüpft ist die biologische Produktivität der Ozeane. Abbildung 1.10 zeigt die biologische Produktivität der Ozeane wie sie mit Hilfe des Nachweises eines bestimmten Pigments aus den Daten des Coastal Zone Color Scanners CZCS bestimmt wird.⁶ Dargestellt

⁶Hierbei handelt es sich um einen normalen Scanner wie er in der Erdfernerkundung verwendet wird. Wesentliches Merkmal ist ein sehr gutes spektrales Auflösungsvermögen, so dass Substanzen wie mit einem normalen Spektrometer eindeutig identifiziert werden können. Der CZCS arbeitet dabei, wie die meisten Erdfernerkundungsinstrumente, mit dem

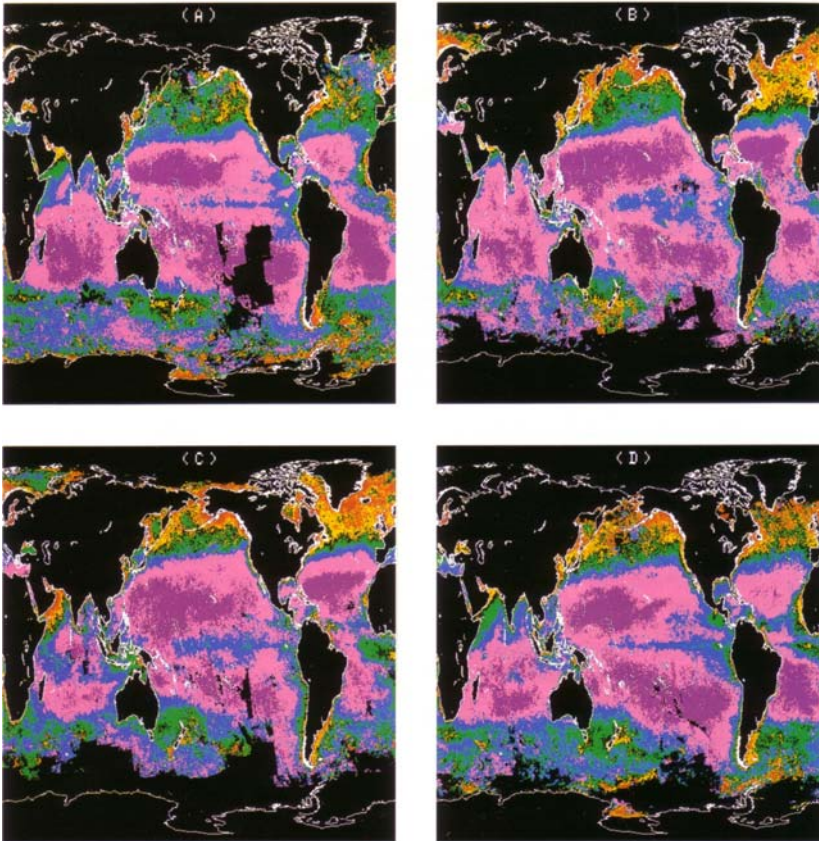


Abbildung 1.10. Biologische Produktivität der Ozeane während der vier Jahreszeiten: (A) Januar bis März (Winter der Nordhalbkugel), (B) April bis Juni (Frühling), (C) Juli bis September (Sommer) und (D) Oktober bis Dezember (Herbst). Die biologische Produktivität ist in den gelblich-rötlichen Bereichen am größten. Die violetten Bereiche, in denen die biologische Produktivität sehr gering ist, sind die Wüsten der Ozeane (McClain et al., 1993)

sind die vier Jahreszeiten (vgl. Bildunterschrift). Die biologische Produktivität ist zu allen Jahreszeiten in den Subtropen sehr gering, außer an den Kontinentalrändern, an denen kaltes Tiefenwasser aufquillt (Westküsten der Kontinente). Hohe biologische Produktivität finden wir nur in hohen Breiten und dort verstärkt im lokalen Sommer, da nur dann das zur Photosynthese benötigte Licht zur Verfügung steht. Durch Vergleich mit der Temperaturverteilung in Abb. 1.8 erkennt man, dass hohe biologische Produktivität stets mit niedrigen Wassertemperaturen einher geht und dass hohe Wassertemperaturen zu dem ozeanischen Äquivalent von Wüsten führen.

1.2.3 Topographie der Meeresoberfläche

Abbildung 1.11 gibt die globale Topographie der Meeresoberfläche, bestimmt mit dem Altimeter auf Topex-Poseidon.⁷ Die Abweichungen in der Höhe variieren zwischen -180 cm und +140 cm. Am stärksten ausgeprägt ist der große Sprung in der Höhe über den Zirkumpolaren Antarktischen Strom. Deutlich zu erkennen sind auch die Wirbel im Nordatlantik und im Nordpazifik, d.h. die Bewegung der Wassermassen ist mit unterschiedlichen Höhen des Wasserspiegels verbunden. Dieses Phänomen werden wir in

von der Meeresoberfläche reflektierten Sonnenlicht, d.h. es wird das spektrale Reflektionsvermögen untersucht.

⁷Ein Altimeter dient, wie der Name vermuten lässt, der Höhenmessung. Das Verfahren ist eine Abwandlung des Radars: ein Mikrowellenpuls wird vom Satelliten auf die Meeresoberfläche emittiert und die Laufzeit bis zur Ankunft des reflektierten Signals gemessen. Aus dieser Laufzeit lässt sich die Höhe des Satelliten über der Meeresoberfläche bestimmen. Da die Flughöhe des Satelliten mit Hilfe des Global Positioning Systems GPS gegenüber dem Erdmittelpunkt oder einer Referenzfläche genau bestimmt werden kann, lässt sich aus den so gemessenen Höhen die Abweichung des Meeresspiegels von dieser Referenzfläche bestimmen. Betrachtet man zusätzlich die Verformung des reflektierten Signals gegenüber dem Ausgangssignal, so lässt sich eine mittlere Wellenhöhe bestimmen: von einer ebenen Ozeanfläche würde ein emittierter Rechteckpuls als Rechteckpuls zurück kommen, im Falle von Wellen wird ein Teil des Signals an den Wellenbergen reflektiert und hat eine kürzere Laufzeit als der in den Wellentälern reflektierte Signalanteil, d.h. aus der steilen Flanke des Rechtecks wird ein langsamer Anstieg, dessen Steigung ein Maß für die Laufzeitunterschiede und damit die Wellenhöhe ist. Die Verwendung von vier Signalen in unterschiedlichen Richtungen (Scatterometer) erlaubt zusätzlich Rückschlüsse auf Windgeschwindigkeiten und -richtung.

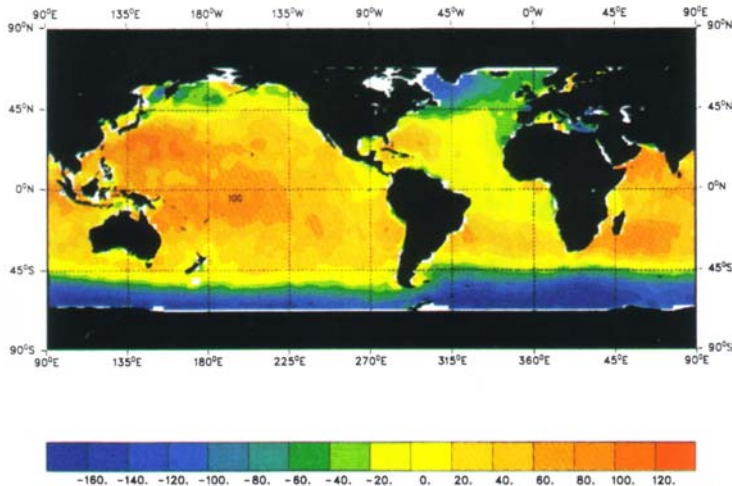


Abbildung 1.11. Topographie der Meeresoberfläche, bestimmt mit Hilfe des Topex-Poseidon Altimeters (Sumnerhayes und Thorpe, 1996)

Abschn. 5.4.1 genauer kennen lernen.

Diese Beobachtungen führen auf folgende Fragen:

- wie kann sich auf einer Wasseroberfläche eine derartige Höhendifferenz ausbilden, insbesondere im Bereich der freien südlichen Ozeane an der Grenze zum Antarktischen Strom?
- welche Konsequenz haben die Höhendifferenzen für die Bewegung der Wassermassen.

Wir werden in Abschn. 5.4.1 kennenlernen, daß die Relativbewegung zweier unterschiedlicher Wassermassen zu einem derartigen Sprung in der Höhe führen können und daß die nördliche Begrenzung des Golfstroms und der Antarktische Zirkumpolare Wirbel Beispiele dafür sind. Formal wird diese Situation durch die geostrophische Näherung beschrieben, bei der stationäre Bewegungen in einem Gleichgewicht aus Druckgradientenkraft und Corioliskraft betrachtet werden können. Eine entsprechende Näherung existiert auch für die Atmosphäre, wo sie uns eine einfache Beschreibung der Strömung von Luftmassen um Tief- und Hochdruckgebiete erlaubt.

1.3 Warum Küsten?

Ozeane sind physikalisch einfach zu beschreiben. Für viele praktische Anwendungen kann man einen Ozean als einen unendlich ausgedehnten Wasserkörper auffassen: die Wassertiefe ist so groß, dass Wechselwirkung mit dem Boden keine Rolle spielt; die horizontalen Ausdehnungen von einigen tausend Kilometern sind groß gegen die Ausdehnungen der betrachteten Phänomene wie Wellen (wenige hundert Meter maximal). Küsten stören dieses einfache Bild: der Meeresboden hebt sich und die Reibung zwischen dem bewegten Wasserkörper und dem Boden ist nicht mehr zu vernachlässigen. Als Konsequenz stellt sich eine Welle auf und bricht.⁸

Küsten bilden jedoch nicht nur die Begrenzungen der Ozeanbecken sondern sind auch die Stellen, an denen die Hydrosphäre starken Kontakt mit der Anthroposphäre hat: der Mensch hat Küstenregionen seit jeher besiedelt, insbesondere in der Nähe von Flussmündungen, da auf diese Weise Süßwasser für die Bewohner und die Landwirtschaft zur Verfügung standen ebenso wie Transportwege ins Hinterland und über größere Strecken in andere Länder und Kulturen. Insbesondere der letzte Aspekt, der Austausch zwischen den Kulturen, hat großen Küsten- und Handelsstädten stets auch ein besonderes wirtschaftliches und politisches Gewicht verliehen. Das Wachstum der Städte und die Erweiterung von Hafenanlagen, zu letzterem gehört auch das Ausbaggern von Flüssen und Fahrrinnen, verändern die Küste (z.B. die

⁸Dieses Phänomen gilt auf allen Skalen. Besonders fatal wird es beim *Tsunami*. Diese Welle wird durch ein unterseeisches Beben ausgelöst und hat im freien Ozean eine Amplitude, die klein ist gegen die Wellenlänge. Ein Schiff auf dem Ozean würde es nicht bemerken, wenn diese Welle unter ihm durch läuft. Beim Auftreffen auf die Küste steilen sich diese Wellen auf, wobei aufgrund der großen Ausgangsamplitude Wellen in Höhen von etlichen zehn Metern entstehen können – mit entsprechend zerstörerischen Wirkungen.

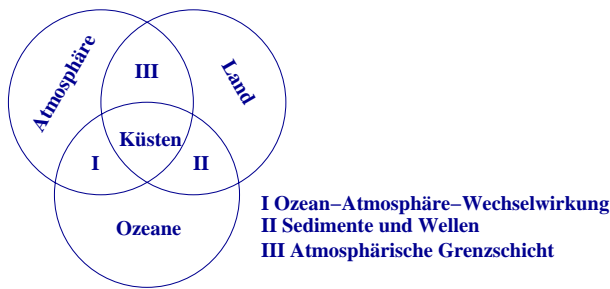


Abbildung 1.12. Küste als drei-dimensionaler Kampfraum von Atmosphäre, Hydrosphäre und Lithosphäre

Eindeichung weiter Bereiche Hollands und die damit verbundene Landgewinnung) und zumindest lokal auch die angrenzende Hydrosphäre.

Die Anthroposphäre drängt heute nicht nur unter dem Gesichtspunkt der wirtschaftlichen Nutzung an die Küste, auch die touristische Erschließung, d.h. die Nutzung der Küste zur Freizeitgestaltung (Wassersport, Strand ...), über einen gewissen Druck auf das natürliche System aus.

Hinzu kommt die mit der vielfältigen anthropogenen Nutzung einher gehende Einleitung von Fremdstoffen. Diese hat im Gegensatz zu baulichen Veränderungen nicht nur lokale Auswirkungen sondern wird über die Meeresströmungen weit transportiert.

Die immer dichtere Besiedlung der Küsten bedeutet jedoch nicht nur für die Hydrosphäre eine Belastung. Auch für die dort lebenden Menschen bedeutet diese enge Besiedelung ein Risiko: Küstenbereiche sind stets durch Fluten gefährdet gewesen, selbst unsere so harmlos erscheinende Ostsee hat in früheren Jahrhunderten gelegentlich immer mal eine große und weite Landstriche verheerende Flut produziert, von den Nordseefluten wie der groten Mandränke ganz zu schweigen. Zu diesen gelegentlichen Schadensereignissen kommt eine weitere, längerfristige Veränderung: die globale Erwärmung führt durch die thermische Ausdehnung des Meerwassers und ein erhöhtes Abschmelzen von Festlandeis (Gletscher, Antarktischer Eisschild) zu einer Erhöhung des Meeresspiegels. Dadurch sind alle bereits jetzt unter dem Meeresspiegel liegenden Bereiche wie Holland noch stärker als bisher gefährdet und weitere Bereiche, die bisher noch über dem Meeresspiegel liegen, werden überflutet werden.

Neben diesen globalen Wasserspiegelveränderungen im Zusammenhang mit natürlichen oder anthropogenen Klimaveränderungen ergeben sich auch lokale Wasserspiegelveränderungen durch die Dynamik der Erdkruste. So hat die während der letzten Eiszeit auf dem Skandinavischen Schild liegende Eisschicht diesen weit in die flüssige Erdkruste hineingedrückt: das Land nördlich wurde durch die aufliegenden Eismassen abgesenkt, das Land südlich davon hat sich dagegen gehoben (die erwähnte Linie bildet die Drehachse der Landplatte). Die Linie konstanten Meeresspiegels verläuft ungefähr von Skagen durch das nördliche Seeland und das südliche Schonen, hat ihre südlichste Ausdehnung nördlich Bornholm, schwenkt dann nach Nordosten und setzt sich südlich Gotlands bis zur Insel Ösel (Saaremaa) im Rigaischen Meerbusen fort. Mit dem Abschmelzen des Skandinavischen Eisschildes hebt sich das Land wieder. Dieser Hebungsvorgang ist bis heute nicht abgeschlossen, so dass in der südlichen Ostsee das Land weiter absinkt, was zu einem Ansteigen des Meeresspiegels um ungefähr 15 cm/Jahrhundert führt.

Ozeane und Anthroposphäre treffen also im Bereich der Küsten direkt auf einander und beeinflussen sich gegenseitig. Da immer mehr Menschen in den Küstenregionen der Erde leben, wird die Menschheit immer empfindlicher gegen Veränderungen in diesen Bereichen.

1.4 Warum Ozeane und Küsten?

Nun könnte man Ozeane und Küsten als zwei getrennte Bereiche betrachten und daher auch in getrennten Vorlesungen behandeln. Dies wird z.B. in den meisten klassischen Lehrbüchern gemacht. Einerseits ist dieser Separationsansatz sinnvoll: Ozeane erstrecken sich über Skalen von einigen Tausend Kilometern, so dass sie im wesentlichen als freie Wasserkörper betrachtet werden können mit den Küsten als (vielleicht sogar nur untergeordneten) Randbedingungen. Umgekehrt sind die Küsten jedoch Randbedingungen, die einerseits die Strömungsmuster der Ozeane und damit den Wärme- und Stofftransport beeinflussen, andererseits jedoch auch von diesen Strömungsmustern geformt werden. Eine Küste bildet also keine feste

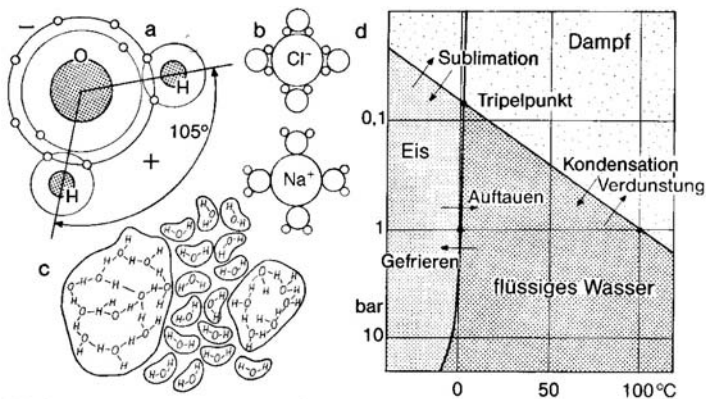


Abbildung 1.13. Physikalische Eigenschaften von Wasser: (a) Struktur des Wassermoleküls, (b) Hydratation von Anionen und Kationen, (c) Cluster-Modell des flüssigen Wassers, (d) Phasendiagramm (Ott, 1996)

Randbedingung sondern eine zeitlich veränderlich:

- die Küste bestimmt die Strömungen im küstennahen Meer bzw. Ozean.
- die Strömungen bestimmen den Sedimenttransport.
- der Sedimenttransport bestimmt die Küste.
- die Küste bestimmt die Strömungen im küstennahen Meer bzw. Ozean.
-

Ozeane und Küsten stehen damit in einer Wechselwirkung: es wirken nicht die Küsten auf die Ozeane sondern beide verändern sich gegenseitig. Schon unter diesem Aspekt ist es sinnvoll, sich zumindest auf längeren Zeitskalen von einigen hundert Jahren mit dem Zusammenspiel von Küsten und Ozeanen zu beschäftigen und nicht beide als getrennte Systeme zu betrachten.

Die verschiedenen an der Küste mit einander wechselwirkenden Systeme sind die Hydrosphäre und die Lithosphäre sowie, stets mit allem wechselwirkend, die Atmosphäre, vgl. Abb. 1.12. diese Systeme wechseln paarweise untereinander (vgl. die römischen Ziffern in der Abbildung) sowie alle drei mit einander – letzteres im Bereich der Küste. Die Beschreibung des Systems Ozean und seiner Wechselwirkungen mit den anderen Systemen, d.h. die Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre sowie zwischen Land und Ozean und damit letztendlich die an der Küste auftretenden Wechselwirkungen zwischen allen drei Bereichen sind das Ziel dieser Vorlesung und damit auch dieses Skripts.

1.5 Wasser und seine Besonderheiten

Die Beschäftigung mit Ozeanen bedeutet die Beschäftigung mit Wasser. Daher werden in diesem Abschnitt die wesentlichen Eigenschaften von Wasser, insbesondere von Meerwasser, zusammengefaßt.

1.5.1 Reines Wasser

Wasser ist eine alltägliche Substanz, die in unserer Umgebung (und als Bestandteil aller biologischer Materie) praktisch überall auftritt. Wasser weicht jedoch in vielen seinen Eigenschaften von verwandten Substanzen deutlich ab und hält einige Rekorde unter den Flüssigkeiten. Diese Devianzen des Wassers sind es jedoch, die seine große Bedeutung für die Entstehung und den Erhalt des Lebens ausmachen.

Die besonderen Eigenschaften des Wassers lassen sich aus der Konfiguration des Wassermoleküls verstehen, vgl. Teilbild (a) in Abb. 1.13: Wasser bildet ein zwei-achsiges Molekül, bei dem die beiden Achsen einen Winkel von 105° einschließen; der Radius des kugelförmig gedachten Wassermoleküls beträgt 1.38 \AA , der Abstand eines H-Atoms vom O-Atom beträgt 0.99 \AA . Diese Konfiguration bewirkt, dass das Wassermolekül ein Dipol ist: die beiden Elektronenpaare des Sauerstoffs, die nicht an der Bindung beteiligt sind, bilden einen negativen Schwerpunkt, während auf der anderen Seite des Moleküls die beiden Wasserstoffatome ihr Elektron in die Bindung mit dem Sauerstoff einbringen und somit einen positiven Ladungsüberschuss erzeugen. Aus dieser Kombination ergibt sich ein Dipolmoment von $1.84 \cdot 10^{-18} \text{ esu}$. Dieses hohe

Dipolmoment führt zu einer hohen Dielektrizitätskonstanten von ca. 80 (für ähnliche Wasserstoffverbindungen ergeben sich Werte im Bereich von 2), was zur hohen Dissoziationskraft des Wassers und damit zum starken Lösungsvermögen gegenüber vielen anorganischen chemischen Verbindungen führt.⁹

Dieses Dipolmoment ist für die Wechselwirkung eines Wassermoleküls mit anderen Molekülen entscheidend. Zum einen ergibt sich ein starker Zusammenhalt zwischen verschiedenen Wassermolekülen, da sich zwischen dem negativen Sauerstoff des einen Moleküls und dem positiven Wasserstoff eines anderen Moleküls Wasserstoffbrückenbindungen ausbilden können. Dadurch ist das Wasser noch bei Temperaturen fest bzw. flüssig, bei denen verwandte Verbindungen mit höherem Molekulargewicht wie z.B. H_2S bereits gasförmig sind. Eine weitere Konsequenz dieser Wasserstoffbrückenbindung ist die Clusterbildung in flüssigem Wasser, vgl. Teil (c) in Abb. 1.13, wobei die Details dieser Strukturen von Druck und Temperatur abhängen. Bei Zimmertemperatur bilden im Mittel 6 Moleküle ein Aggregat. Diese Aggregatbildung bewirkt, dass Wasser träger reagiert als es für Einzelmoleküle zu erwarten wäre – dies betrifft nicht nur die chemischen Eigenschaften des Wassers sondern insbesondere seine thermischen.¹⁰ In festem Wasser (Eis) bilden die Wassermoleküle ein hexagonales Gitter, die Bindung zwischen den einzelnen Molekülen erfolgt wieder durch Wasserstoffbrückenbindungen. Im Wasserdampf dagegen überkommt die thermische Bewegung die durch die Dipolmomente bedingte elektrostatische Anziehung der Moleküle unter einander, Wasserdampf ist daher strukturlos.

Das hohe Dipolmoment trägt auch zur guten Löslichkeit von Salzen in Wasser bei, da sich die Wassermoleküle an den Kationen und Anionen anlagern können und deren Ladungen gegeneinander weitgehend abschirmen können, vgl. Teil (b) in Abb. 1.13.

Eine weitere Besonderheit des Wassers ist die Tatsache, dass es unter den Druck- und Temperaturverhältnissen der Biosphäre in allen drei Aggregatzuständen auftreten kann, vgl. Phasendiagramm in Teil (d) von Abb. 1.13. Bei Normaldruck von 1 bar (1000 hPa) gefriert Wasser bei 0°C und siedet bei 100°C – diese beiden Punkte bilden auch die Fixpunkte der von Celsius eingeführten Temperaturskala.

Die unterschiedlichen Geometrien der Bindung zwischen den einzelnen Wassermolekülen in festen und flüssigem Wasser sind auch für die *Dichteanomalie* verantwortlich: reines Wasser hat bei einem Druck von 1000 hPa sein Dichtemaximum bei 4°C , d.h. festes Wasser (Eis) schwimmt auf flüssigem Wasser. Diese Tatsache ist einerseits für die Ausbildung aquatischen Lebens von großer Bedeutung, da bei einer Abkühlung eines Wasserkörpers an der Oberfläche die Dichte erst einmal zunimmt, das abgekühlte Wasser absinkt und stattdessen wärmeres Wasser aufsteigt. Dieses führt zu einer Durchmischung des Wasserkörpers und damit zu einer gleichmäßigen Abkühlung. Erst wenn die Temperatur des Wasserkörpers 4°C erreicht, wird dieser Vorgang gestoppt: dann kühlt nur noch das Oberflächenwasser weiter ab während in größeren Wassertiefen die Temperatur konstant bleibt. Kühlt das Oberflächenwasser weiter ab, so setzt Eisbildung ein. Da Eis ein schlechter Wärmeleiter ist, bildet sich zwar eine oberflächliche Eisschicht einer gewissen Mächtigkeit, diese isoliert jedoch den darunter liegenden Wasserkörper thermisch, so dass das Gewässer nicht bis auf den Boden durchfrieren kann und aquatisches Leben unter der Eisschicht erhalten bleibt. Würde die Dichte des Wassers mit abnehmender Temperatur weiter zunehmen, so würde das abgekühlte Wasser absinken, am Boden Eis bilden und das Gewässer von unten her vollständig durchfrieren können.

Nicht nur für die Biosphäre ist diese mit der Dichteanomalie einher gehende Bildung von Oberflächeneis von Bedeutung sondern auch für die Zirkulation der Ozeane: würde festes Wasser absinken, so wären weder die Oberflächenströmungen noch der Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre von der Eisbedeckung und damit den Jahreszeiten abhängig.¹¹

Die Dichteanomalie des Wassers hat vier verschiedene Eigenschaften des Eises zur Folge:

- Eis ist leichter als Wasser und schwimmt daher auch dem Wasser.
- Die Ausdehnung beim Gefrieren erzeugt einen hohen Druck. Dessen Sprengwirkung spielt bei der Verwitterung von Gestein eine große Rolle.

⁹Andere wasserähnliche Lösungsmittel wie HF und HCN haben vergleichbar hohe Dielektrizitätskonstanten.

¹⁰Ein Vergleich von Wasser mit bekannten Wasserstoffverbindungen würde auf einen Siedepunkt bei -80°C und einen Schmelzpunkt bei -11°C schließen lassen statt der beobachteten 100°C und 0°C . Außerdem wäre eine Verdampfungswärme von nur ungefähr $2/5$ des beobachteten Wertes zu erwarten.

¹¹Meerwasser hat ebenso wie reines Wasser eine Dichteanomalie, allerdings ist diese mit zunehmendem Salzgehalt und zunehmendem Druck immer weniger deutlich ausgeprägt, s.u.

Wärmekapazität	4.2 kJ/(kg K)
latente Schmelzwärme	335 kJ/kg
latente Verdampfungswärme	2260 kJ/kg

Tabelle 1.2: Thermische Eigenschaften reinen Wassers

Molekül	%-Gesamtwasser	% schweres Wasser
$^1\text{H}_2^{16}\text{O}$	99.73	0
$^1\text{H}_2^{18}\text{O}$	0.20	73.5
$^1\text{H}_2^{17}\text{O}$	0.04	14.7
$^1\text{H}^2\text{H}^{16}\text{O}$	0.032	11.8
$^1\text{H}^2\text{H}^{18}\text{O}$	0.00006	0.022
$^1\text{H}^2\text{H}^{17}\text{O}$	0.00001	0.003
$^2\text{H}_2^{18}\text{O}$	0.000003	0.001
$^2\text{H}_2^{18}\text{O}$	0.00000006	0.000002
$^2\text{H}_2^{17}\text{O}$	0.00000001	0.0000003

Tabelle 1.3: Zusammensetzung des Wassers aus den verschiedenen Wasserarten (Dietrich et al., 1975)

- Äußerer Druck führt zu einer Erniedrigung des Gefrierpunkts bis hin zum Schmelzen des Eises. Dies erleichtert nicht nur das Schlittschulaufen sondern bewirkt auch die Fließfähigkeit der Gletscher.
- Die Wasserstoffbrückenbindungen im Eiskristall werden bereits bei relativ geringer Erhöhung des Drucks gestört, so dass Eis plastisch wird. Das Inlandeis fließt und wird als Eisberg ans Meer abgegeben. Würde diese Rückführung nicht funktionieren, so wäre nahezu alles Wasser der Erde auf dem Festlandeis (insbesondere der Antarktis) gebunden und von den Weltmeeren bliebe nicht viel übrig.

Auch in seinem thermischen Verhalten spielt Wasser eine besondere Rolle, vgl. Tabelle 1.2. Wasser hat die höchste *Wärmekapazität* aller bekannten chemischen Verbindungen mit Ausnahme des Ammoniaks. Daraus erklärt sich die große Rolle der Wasserkörper für das lokale wie das globale Klima: Wasserkörper können große Wärmemengen aufnehmen oder abgeben, ohne dass sich ihre Temperatur merklich verändert. Auch die *latente Schmelzwärme* des Wassers ist die größte aller bekannten chemischen Substanzen, wieder mit Ausnahme des Ammoniaks. Wasser zeigt seine stabilisierenden Eigenschaften auf den Wärmehaushalt also auch bei Phasenübergängen. Noch höher ist die *latente Verdampfungswärme*. Ein wichtiger mit Phasenübergängen verbundenen Wärmetransportprozess in der Atmosphäre ist der Transport latenter Wärme.

Chemisch ist Wasser immer H_2O . Allerdings gibt es trotzdem unterschiedliche Wassermoleküle, da dieses H_2O aus verschiedenen Isotopen des Wasserstoffs und des Sauerstoffs aufgebaut sein kann. Von den drei Isotopen des Wasserstoffs ^1H , Deuterium ^2H und Tritium ^3H treten in natürlichem Wasser nur der normale Wasserstoff und das Deuterium in unterschiedlichen Verbindungen auf. Von den Sauerstoffisotopen ^{16}O , ^{17}O und ^{18}O ist das leichteste Isotop das häufigste. Der Hauptteil des Wassers ist durch das leichteste Wassermolekül $^1\text{H}_2^{16}\text{O}$ gegeben, vgl. Tabell 1.3. Alle anderen Isotope werden als *schweres Wasser* bezeichnet. Diese Isotope sind in nur sehr geringer Menge im Wasser vertreten, ihre Konzentration ist vergleichbar mit wichtigen salzartigen Beimengungen wie Mg, Ca und K. Aufgrund der geringen Beimengung beeinflussen sie den Wasserkörper insgesamt in seinem physikalischen Verhalten nur geringfügig. Allerdings haben die verschiedenen Wasserarten unterschiedliche Dampfdrücke (das zweithäufigste Isotop $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$ hat gegenüber dem normalen Wasserisotop einen um 94% verringerten Dampfdruck), so dass sich in Wasserproben verschiedener Herkunft eine deutliche Fraktionierung dieser Isotope zeigt. Insbesondere für klimatologische Untersuchungen spielt der Gehalt an schwerem Wasser (bzw. das Verhältnis der Isotope ^{16}O und ^{18}O) eine wichtige Rolle.

1.5.2 Meerwasser

Reale Gewässer, also auch die Ozeane, bestehen nicht aus reinem Wasser. Stoffeinträge aus der Atmosphäre, das Auswaschen von Substanzen aus den Böden sowie anthropogene Quellen bewirken hohe Konzentrationen anderer Stoffe in den Flüssen und damit auch in den Ozeanen. Zwar ist die Stoffbefrachtung der einzelnen Flüsse sehr unterschiedlich, die relativ kurzen Durchmischungszeiten der Ozeane von 10^3 bis 10^4 Jahren bewirken jedoch eine relativ einheitliche Stoffkonzentration in den Meeren.

Die chemische Zusammensetzung von Meerwasser ist in Tabelle 1.4 gegeben. Fünf Kationen (Chlorid Cl^- , Sulfat SO_4^{2-} , Bicarbonat HCO_3^- , Bromid Br^- und Borsäure H_3BO_3) und sechs Anionen (Natrium Na^+ , Magnesium Mg^{2+} , Calcium Ca^{2+} , Kalium K^+ und Strontium Sr^{2+}) bilden 99.9% der im Meerwasser gelösten Salze und sind in nahezu konstanten Proportionen (unabhängig vom Gesamtsalzgehalt des Wassers) enthalten. Diese konservativen Bestandteile des Ozeanwassers werden in ihrer Verteilung durch die Mischungsprozesse im Ozean bestimmt. Nicht-konservative Bestandteile des Meerwassers (z.B. Nährstoffe wie Phosphat, Nitrat, Ammonium oder einige gelöste Gase wie O_2 oder CO_2) stammen aus geochemischen und insbesondere biologischen Prozessen und sind in ihrer Verteilung stark durch die räumliche Verteilung der zu Grunde liegenden Prozesse bestimmt. Diese nicht-konservativen Bestandteile sind jedoch in ihrer Gesamtkonzentration so gering, dass sie bei der Behandlung der physikalischen Eigenschaften von Meerwasser vernachlässigt werden können.

Die Dominanz der Chlorid-Ionen im Salzwasser und die nahezu konstanten Proportionen der im Meerwasser gelösten Salze erlauben es, eine einfache Näherungsformel für den Gesamt-Salzgehalt aufzustellen:

$$S \text{ [Promill]} = 0.03 + 1.805 C_{\text{Cl}} \text{ [Promill]} , \quad (1.1)$$

wobei mit C_{Cl} die Konzentration der Chlor-Ionen bezeichnet ist. Statt *Salinität* wird daher auch manchmal *Chlorosity* verwendet. Abweichungen von (1.1) liegen mit 99%-iger Wahrscheinlichkeit innerhalb von $\pm 0.024 \text{ ‰}$ vom wahren Salzgehalt (Carrut and Carpenter, 1958). Für sehr niedrige Salzgehalte ist der Zusammenhang

$$S \text{ [Promill]} = 1.80655 C_{\text{Cl}} \text{ [Promill]} \quad (1.2)$$

besser geeignet (Wooster et al., 1969).

Die mittlere *Salinität* des Meerwassers beträgt 34.7‰, sie schwankt zwischen 30‰ und 40‰, im Einzugsbereich großer Flüsse oder bei starker Verdunstung weitgehend abgeschlossener Meere auch stärker. Dieser Salzgehalt ist es, der die wesentlichen Unterschiede im physikalischen Verhalten von reinem Wasser und Meerwasser ausmacht. Zu diesen gehören:

- eine Zunahme der Dichte in Abhängigkeit von Temperatur, Druck und Salzgehalt. Dieses wird in Abschn. 2.4.2 genauer diskutiert.
- eine Verringerung der Dichteanomalie und eine Verschiebung zu niedrigeren Temperaturen. Beide Effekte steigen mit zunehmendem Salzgehalt.
- eine Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit (der wohl deutlichste Effekt) in Abhängigkeit von der Salinität. So ist der elektrische Widerstand einer 1 mm langen Wassersäule (reines Wasser) bei 18°C annähernd gleich dem Widerstand einer 1.3 km langen Säule von Meerwasser mit einem Salzgehalt von 35 ‰. Man kann diesen Sachverhalt auch prägnanter formulieren: die elektrische Leitfähigkeit wird erst bei Meerwasser bedeutungsvoll. Gleiches gilt für den osmotischen Druck.
- eine Abnahme der spezifischen Wärme.
- eine Absenkung des Gefrierpunktes.
- eine Abnahme der Löslichkeit des Kohlendioxids (diese nimmt mit zunehmender Temperatur ebenfalls ab).
- eine Veränderung der Kompressibilität.

Die Konsequenzen dieser Abhängigkeiten werden in den folgenden Kapiteln diskutiert. Relativ wenig beeinflusst vom Salzgehalt sind die Parameter Zähigkeit, Oberflächenspannung, Wärmeleitfähigkeit, spezifische Wärme, Verdunstungswärme und Lichtabsorption.

Element	C [1/kg]	häufigste Verbindung
Lithium	174 μg	Li^+
Bor	4.4 mg	H_3BO_3
Kohlenstoff	27.6 mg	HCO_3^- , CO_3^{2-}
Stickstoff	420 μg	NO_3^-
Fluor	1.3 mg	F^- , MgF^+
Natrium	10.77 g	Na^+
Magnesium	1.29 g	Mg^{2+}
Aluminium	540 ng	$\text{Al}(\text{OH})_4^-$, $\text{Al}(\text{OH})_3$
Silizium	2.8 mg	H_4SiO_4
Phosphor	70 μg	HPO_4^{2-} , NaHPO_4^- , MgHPO_4
Schwefel	0.904 g	SO_4^{2-} , NaSO_4^- , MgSO_4
Chlor	19.354 g	Cl^-
Kalium	0.399 g	K^+
Calcium	0.412 g	Ca^{2+}
Mangan	14 ng	Mn^{2+} , MnCl^+
Eisen	55 ng	$\text{Fe}(\text{OH})_3$
Nickel	0.5 μg	Ni^+ , NiCO_3 , NiCl^+
Kupfer	0.25 μg	CuCO_3 , CuOH^+ , Cu^{2+}
Zink	0.4 μg	Zn^{2+} , ZnOH^+ , ZnCO_3 , ZnCl^+
Arsen	1.7 μg	HAsO_4^{2-}
Brom	67 mg	Br^-
Rubidium	120 μg	Rb^+
Strontium	7.9 mg	Sr^{2+}
Cadmium	80 ng	CdCl_2
Jod	50 μg	IO_3^-
Caesium	0.29+ μg	Cs^+
Barium	14 μg	Ba^{2+}
Quecksilber	1 ng	HgCl_4^{2-}
Blei	2 ng	PbCO_3 , $\text{Pb}(\text{CO}_3)_2^-$, PbCl^+
Uran	3.3 μg	$[\text{UO}_2(\text{CO}_3)_3]^{4-}$

Tabelle 1.4: Chemische Zusammensetzung des Meerwasser, auf der Basis von Summerhayes und Thorpe (1996)

Empfohlene Literatur

Eine sehr umfassende und anschauliche Einführung in die Ozeanographie von der Entstehung des Sonnensystems über Plattentektonik bis hin zu Rohstoffen im Meer gibt Thurman (1994). Das Buch vermittelt nicht die erforderlichen physikalischen Grundlagen, erlaubt jedoch eine Einordnung des im Skript behandelten Stoffes in größere Zusammenhänge. Etwas stärker auf das eigentliche Thema Ozeanographie fixiert und deutlich moderner ist das Buch von Summerhayes und Thorpe (1996). Auch hier erfolgt thematisch ein ‘Rundumschlag’, der interessante Aspekt des Buches ist die konsequente Verwendung von Satellitendaten.

Ebenfalls ein eher einführendes Lesebuch jedoch mit starkem physikalischen Hintergrund ist Stommel (1987): ein fiktives Gespräch zwischen einem Ozeanographen und dem Ingenieur seines Forschungsschiffes mit dem Versuch, die die ozeanische Zirkulation antreibende Maschinerie zu erklären. Es ist ein formelfreies Lesebuch – enthält aber von allen zitierten Büchern fast am meisten Physik.

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Nennen Sie Eigenschaften eines natürlichen Systems, die eine andere physikalische Behandlung erfordern als im Laborexperiment?
2. Welche Bedeutung hat die Plattentektonik für die Ozeane?
3. Erläutern Sie die Altersverteilung der Ozeanböden und begründen Sie diese.
4. Klassifizieren Sie Sedimente grob nach ihrem Ursprung.
5. Erläutern Sie die Entstehung unterseeischer Rücken.
6. Erläutern Sie die wesentlichen Merkmale der Hypsographischen Kurve (Höhenverteilung der festen Erde).
7. Welche Eigenschaften hat die globale Verteilung der Oberflächentemperaturen der Ozeane?
8. Welche Besonderheiten weisen die Ozeane an den Westküsten der Kontinente auf?
9. Was bestimmt die biologische Produktivität im Ozean und wie ist sie räumlich und zeitlich verteilt?
10. Welche Konsequenzen hat das hohe Dielektrizitätsmoment des Wassers für dessen chemische und physikalische Eigenschaften?
11. Erläutern Sie die Dichteanomalie des Wassers und die sich daraus ergebenden geophysikalischen Konsequenzen.
12. Erläutern Sie die wichtigsten Unterschiede zwischen reinem Wasser und Meerwasser.

Abschätzungen

1. Wie dick ist die Atmosphärenschicht, die Sie mit der Wärmemenge, die beim Abkühlen der oberen 10 cm des Ozeans um 1 K frei wird, um 5 K erwärmen können? (spez. Wärmekapazitäten: Wasser 4.2 kJ/(kg K), Luft 29.1 J/(mol K))
2. Besorgen Sie sich eine einfache Abschätzung für das Wasservolumen, das sich in den Ozeanen in jeweils 10° weiten Breitengradintervallen befindet. (Hinweise: einfach Atlas verwenden; Abschätzung wichtig, um ein Gefühl für die in den einzelnen Breitenkreisen steckende Wärmemenge zu Krigen).

Kapitel 2

Zustandsgleichung und Grundbegriffe

2.1 Grundlagen – Wiederholung

2.1.1 Zustandsgrößen

Ozean und Atmosphäre sind kontinuierliche Medien. Diese sind charakterisiert durch verschiedene Zustandsgrößen. Als grundlegende physikalische Zustandsgrößen verwenden wir die aus der Thermodynamik bekannten:

- die Dichte ρ als das Verhältnis aus Masse m und Volumen V : $\rho = m/V$. Eine genauere Bezeichnung für diese Dichte ist Massendichte oder spezifische Masse. Statt der Dichte ρ wird auch die *Teilchenzahldichte* n als die Zahl der Teilchen N pro Volumen V verwendet: $n = N/V$.
- der Druck p als die senkrecht auf eine Fläche A wirkende Kraft F : $p = F/A$.
- die Temperatur T , die ein Maß für die kinetische Energie der Gas- bzw. Flüssigkeitsteilchen gibt.

Die drei Größen sind durch eine *Zustandsgleichung* $p = p(\rho, T)$ verknüpft. Diese beschreibt zum Beispiel, wie sich die Temperatur eines Gases während seiner Bewegung oder bei einer Kompression verändert.

Die exakte Form der Zustandsgleichung hängt von den Eigenschaften des Systems ab. Für ein isothermes ideales Gas ist die Zustandsgleichung

$$p = c(T) \rho, \tag{2.1}$$

mit $c(T)$ als einer von der Temperatur abhängigen Konstanten. Setzt man dieses Gas einer isothermen Kompression aus, d.h. einer Kompression, die langsam ist gegen die Zeitskalen der Wärmeleitung, so ist der Druckanstieg ausschließlich eine Folge des Dichteanstiegs jedoch nicht des Temperaturanstiegs.

Beispiel: Ein typisches Beispiel für eine isotherme Kompression ist ein Plasma in einem Magnetfeld: hier erfolgt die Kompression senkrecht zum Magnetfeld. Die geladenen Teilchen können sich zwar nicht senkrecht zum Feld bewegen, sind jedoch parallel zum Feld sehr beweglich, so dass ein schneller Temperaturexaustausch erfolgt. Auf diese Weise bleibt das Plasma auch bei der Kompression isothermisch. Das Beispiel mag Ihnen vielleicht anfangs verwirrend vorkommen, es soll Ihnen aber auch zeigen, dass ein gasförmiges Medium nicht immer isotrop ist. Ein Plasma ist ein Gas aus positiven und negativen Ladungsträgern, das im Mittel elektrisch neutral ist. Ohne Anwesenheit eines elektromagnetischen Feldes verhält sich das Plasma wie ein Gas aus elektrisch neutralen Teilchen, d.h. es ist ein isotropes Medium: die Teilchenbewegung gehorcht in allen Richtungen den gleichen Gesetzen. Erst in Anwesenheit eines äußeren Feldes verhält sich das Plasma als anisotropes Medium: in einem elektrischen Feld kommt es zu einer Ladungstrennung und es werden die elektrostatischen Kräfte zwischen den Teilchen wirksam; in einem magnetischen Feld können sich die Teilchen nur parallel zum Feld frei Bewegung, jede Bewegung senkrecht dazu führt zu einer Gyration um die Feldlinie. \square

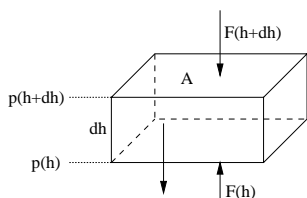


Abbildung 2.1. Kräfte auf ein Volumenelement in einer Luft- oder Wassersäule

Eine adiabatische Zustandsänderung erfolgt so schnell, dass das Gas nicht in der Lage ist, mit seiner Umgebung Energie auszutauschen. Die Zustandsgleichung ist dann

$$p = c \varrho^{\gamma_a} \tag{2.2}$$

mit c als einer Konstanten und $\gamma_a = c_p/c_v$ als dem Verhältnis der spezifischen Wärmen, auch als *Adiabatenexponent* bezeichnet. In einem idealen Gas ist

$$\gamma_a = \frac{N + 2}{N} \tag{2.3}$$

mit N als der Zahl der Freiheitsgrade. In einem drei-dimensionalen idealen Gas aus Atomen ist γ_a gleich $5/3$.

2.1.2 Statische Grundgleichung(en)



Bevor wir uns mit der Bewegung von Ozeanen (und teilweise auch der Atmosphäre) befassen, wollen wir die Medien zuerst in Ruhe betrachten. Die folgende Herleitung führt auf die hydrostatische Grundgleichung, in die noch keine Annahmen eingehen, ob wir eine Flüssigkeit (die Ozeane) oder ein Gas (die Atmosphäre) betrachten. Erst bei der Integration dieser Gleichung berücksichtigen wir, dass eine Flüssigkeit inkompressibel, ein Gas jedoch kompressibel ist.

→ 2.1.3

Der Luftdruck ist die Gewichtskraft der Atmosphärensäule, die auf einer Einheitsfläche lastet. Geht man in der Atmosphäre ein Stückchen nach oben, so wird die Luftsäule über der Einheitsfläche geringer, der Luftdruck nimmt ab. Wir erwarten daher eine Funktion des Drucks in Abhängigkeit von der Höhe: $p = p(h)$. Die umgekehrte Situation begegnet uns beim Tauchen: dann lastet nicht nur die Luftsäule sondern auch die mit zunehmender Wassertiefe immer größere Wassersäule auf unseren Schultern, d.h. der Druck nimmt zu.

Betrachten wir ein Volumenelement innerhalb einer Luft- oder Wassersäule. Das Volumenelement habe die Grundfläche A , die Höhe dh und befinde sich in einer Höhe h in der Luftsäule in Ruhe, vgl. Abb. 2.1. Sein Volumen ist $V = A dh$. Dann wirken drei Kräfte: die Gewichtskraft auf das Volumenelement $F_g = mg = \varrho V g = \varrho A dh g$; die Gewichtskraft der darüber liegenden Luftsäule, die sich über den Luftdruck $p(h + dh)$ an der Oberkante des Volumenelements schreiben lässt als $F_{\downarrow} = p(h + dh) A$. Beide Kräfte wirken nach unten. Da sich das Volumenelement nicht bewegen soll, muss es von der darunter liegenden Luftsäule gestützt werden, d.h. es wirkt eine Kraft $F_{\uparrow} = p(h) A$ nach oben. Die Kräftebilanz lässt sich schreiben als

$$F_g + F_{\downarrow} = F_{\uparrow} \Rightarrow p(h + dh) A + \varrho A dh g = p(h) \cdot A \tag{2.4}$$

Umformen unter Verwendung von $dp = p(h + dh) - p(h)$ liefert

$$dp = -\varrho g dh . \tag{2.5}$$

Diese Differentialgleichung beschreibt den allgemeinen Zusammenhang zwischen einer Druckänderung dp und einer Höhenänderung dh . Sie wird manchmal als *hydrostatische Grundgleichung* bezeichnet.

Die von uns gesuchte Druckschichtung $p(h)$ ergibt sich aus (2.5) durch Integration. Wenn wir die rechte Seite integrieren wollen, müssen wir uns überlegen, ob ϱ und g von der Höhe abhängen oder nicht: im ersten Fall bleiben sie unter dem Integral stehen, im zweiten können sie als Konstanten vor das Integral gezogen werden.

Hydrostatische Grundgleichung

Betrachten wir z.B. einen See oder einen Ozean, d.h. eine Flüssigkeit. Aus der Differentialgleichung 2.5 wollen wir bestimmen, wie der Druck mit der Wassertiefe zunimmt. Die typischen Längenskalen sind einige Meter bis maximal 10 km, d.h. der Höhenbereich ist insgesamt so klein, dass die Gravitationsbeschleunigung g konstant ist (korrekterweise würde sie sich bei einer Höhendifferenz von 10 km gegenüber dem Erdboden um 0.3 % ändern). Außerdem ist Wasser praktisch inkompressibel, d.h. auch die Dichte ρ ist konstant (korrekterweise nimmt sie geringfügig mit der Tiefe zu: in einer Tiefe von 1 km ist die Dichte jedoch nur um 0.5 % größer als an der Oberfläche; am tiefsten Punkt des Ozeans, im Marianengraben, um 6 %). Beide Größen können daher vor das Integral gezogen werden:

$$\int_{p_0}^p dp = -\rho g \int_0^{-h} dh \quad (2.6)$$

bzw. nach Ausführen der Integration

$$p(h) - p_0 = \rho gh - \rho g \cdot 0 \Rightarrow p(h) = p_0 + \rho gh . \quad (2.7)$$

Diese Gleichung ist die *hydrostatische Grundgleichung*. Sie beschreibt, wie der Druck p mit der Tiefe h zunimmt. Der Zusammenhang ist linear: $p \sim h$; der Gesamtdruck p auf einen Fisch/Taucher in einer Tiefe h setzt sich zusammen aus dem äußeren Druck p_0 und dem von der Wassersäule in der Tiefe h ausgeübten Druck ρgh .

Spezialfall: Archimedes'sches Prinzip

Das *Archimedes'sche Prinzip* können wir uns ebenfalls anhand der Kräftebilanz in Abbildung 2.1 herleiten. Dort hatten wir uns klar gemacht, dass auf ein Volumenelement in einer Flüssigkeitssäule im stationären Zustand drei Kräfte wirken. Wir haben diese Gleichung in 2.5 so formuliert, dass die Druckdifferenz Δp genau so groß sein muss, dass sie die auf die Grundfläche bezogene Gewichtskraft $F_g/A = \rho V g/A$ des Volumens kompensiert. Dann bleibt das Volumen in Ruhe, es schwebt in der Flüssigkeit. Ersetzen wir das Volumenelement durch einen Körper der Dichte ρ_K , so kann der Körper aufsteigen, absinken oder schweben. Welcher dieser drei Prozesse eintritt, hängt von der Kräftebilanz ab: ist die Gewichtskraft auf den Körper größer als die durch die Druckdifferenz bewirkte Kraft ($F_g > F_A$), so sinkt der Körper. Das ist offensichtlich dann der Fall, wenn die Dichte des Körpers größer ist als die der verdrängten Flüssigkeit: $\rho_K > \rho_{F1}$. Entspricht die Gewichtskraft auf den Körper der durch die Druckdifferenz bewirkten Kraft ($F_g = F_A$), so schwebt der Körper und die Dichten von Körper und Flüssigkeit sind gleich: $\rho_K = \rho_{F1}$. Ist sie geringer ($F_g < F_A$), so steigt der Körper auf. In diesem Fall ist die Dichte des Körpers geringer als die der umgebenden Flüssigkeit: $\rho_K < \rho_{F1}$.

Anhand dieser Kräftebilanz läßt sich die oft verwendete Formulierung des Archimedes'schen Prinzips verstehen: Der Betrag des Auftriebs, den ein in eine Flüssigkeit eingetauchter Körper erfährt, ist gleich der Gewichtskraft der von dem Körper verdrängten Flüssigkeitsmenge.

2.1.3 Statischer oder nicht-statischer Ozean?

In der Ozeanographie können wir für die vertikale Schichtung des Ozeans von der Gültigkeit der hydrostatischen Grundgleichung ausgehen. Dabei ist die Annahme eines inkompressiblen Mediums eine zulässige Vereinfachung, allerdings müssen wir uns darüber im Klaren sein, dass die Dichte des Ozeanwassers nicht konstant ist sondern mit zunehmender Tiefe zunimmt. Dies ist weniger eine Folge der Kompression als vielmehr eine Folge unterschiedlicher Temperaturen und von Schwankungen im Salzgehalt. Diese Variationen sind entscheidender Antrieb für die dreidimensionale Zirkulation der Ozeane, die daher auch als thermohaline Zirkulation bezeichnet wird.

Als Modell des Ozeans erhalten wir damit ein Schichtmodell aus konzentrischen Schalen unterschiedlicher Dichte mit den folgenden Eigenschaften:

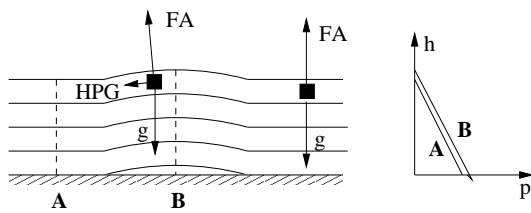


Abbildung 2.2. Links: Ausbildung eines horizontalen Druckgradienten HPG durch unterschiedliche Höhen der Wassersäule in einem hydrostatischen Ozean. Rechts: Druck in Abhängigkeit von der Höhe (oder Wassertiefe) für die beiden Schnitte im linken Teil

- der Druck in einer Schicht ist stets geringer als der in der darüber liegenden. Die Druckdifferenz ist derart, dass die mit ihr verbundene Kraft genau die Gewichtskraft der dazwischen liegenden Wassermasse kompensiert.
- die Dichte der einzelnen Schalen nimmt mit zunehmender Wassertiefe zu.

Die hydrostatische Grundgleichung beschreibt, entsprechend ihrer Definition, einen stationären Zustand, d.h. die Wasserelemente sind in Ruhe. Diese Aussage ist für die gesamten Ozeane gültig – aber nur, solange ausschließlich die vertikale Komponente betrachtet wird. Berücksichtigen wir auch die horizontale Komponente, so kann es trotz (oder gerade auf Grund) durchgehender statischer Schichtung zu einer Beschleunigung von Wasservolumina kommen.

Betrachten wir dazu einen Ozean, in dem die Wasseroberfläche lokal etwas angehoben ist, vgl. Abb. 2.2. Dies kann z.B. durch ausgedehnte Niederschläge über einem Teil des Ozeans bewirkt sein. Alle Teile des Ozeans sind hydrostatisch geschichtet, die Dichte des Wassers sei überall konstant (keine nennenswerten Temperatur- oder Salzgehaltsunterschiede). An der Wasseroberfläche ist der Druck Null (wir ignorieren die Atmosphäre – das können wir guten Gewissens tun, da sie überall einen konstanten Wert zum Druck addieren würde, die Kurven im rechten Teil von Abb. 2.2 ein Stückchen parallel nach rechts verschoben würden). Mit zunehmender Wassertiefe nimmt der Druck entsprechend der Mächtigkeit der darüber liegenden Flüssigkeitssäule zu. Entlang der (nahezu) horizontalen Linien ist der Druck konstant. Allerdings ist der Druck bei einer festen geometrischen Höhe entlang des Schnitts **A** stets niedriger als entlang des Schnitts **B**, da in **A** die darüber liegende Wassersäule geringer ist. Daraus ergibt sich ein horizontaler Druckgradient HPG (horizontal pressure gradient), vgl. rechtes Teilbild in Abb. 2.2. Dieser Druckgradient bewirkt eine Beschleunigung von Wasservolumina entlang des Gradienten.

Wenn Ihnen der horizontale Druckgradient als beschleunigendes Element noch etwas sperrig ist, können Sie sich diesen auch über die auf ein Wasserelement (schwarzes Kästchen im linken Teil von Abb. 2.2) wirkenden Kräfte veranschaulichen. Die Gravitationskraft g wirkt stets senkrecht nach unten. Die Druckgradientenkraft, in der Abbildung als Auftriebskraft FA markiert, wirkt senkrecht zu den Flächen gleichen Drucks. Im gleichmäßig geschichteten Ozean, wie es beim rechten Wasserelement der Fall ist, wirkt die Auftriebskraft damit entgegengesetzt der Schwerkraft und das Wasserelement bleibt in Ruhe. Im gestörten Bereich der Wasserblase dagegen liegen die Flächen gleichen Drucks nicht mehr horizontal. Damit weicht die Richtung der Auftriebskraft leicht von der vertikalen ab. Ihre Komponenten in vertikaler Richtung kompensiert weiterhin die Gravitationskraft, die Komponente in horizontaler Richtung dagegen bewirkt eine Beschleunigung – durch den horizontalen Druckgradienten.

Aus der Sicht eines Wasserelements ergibt sich die folgende Bewegung: die Wasserblase bewirkt eine Beschleunigung entlang des horizontalen Druckgradienten. Diese Beschleunigung hält so lange an, wie die Wasserblase besteht. Dann hat das Wasserelement seine maximale Geschwindigkeit von der Stelle der Wasserblase weg erreicht. Aufgrund seiner Trägheit bewegt es sich weiter und an der Stelle der Wasserblase bildet sich ein kleiner Trog aus. Damit entsteht ein horizontaler Druckgradient in Gegenrichtung, das Wasserelement wird verzögert bis es zum Stillstand kommt. Zu dieser Zeit ist der Trog in der Wasseroberfläche maximal und der resultierende horizontale Druckgradient übt eine rücktreibende Kraft auf das Wasserelement aus, der Prozess kehrt sich um. Auf diese Weise wird ein System sich von der Beule fort ausbreitender Wellen erzeugt. Wellen dieser Art bilden sich aus, wenn ein unterseeisches Erdbeben den Ozeanboden und damit auch den Wasserspiegel lokal anhebt. Diese Erdbeben-induzierten Wellen werden als *Tsunamis* bezeichnet.

Andere Methoden zur Erzeugung eines horizontalen Druckgradienten sind Schichtungen von Wasser verschiedener Temperatur oder unterschiedlichen Salzgehalts. Während in obigen Beispiel der horizontale Druckgradient in allen Wassertiefen gleich war, kann er bei Schichtungen von Wasser unterschiedlicher Dichte mit der Wassertiefe veränderliche Werte annehmen. Dazu gehört auch eine mögliche Umkehr seines

Vorzeichens.

Die obige Betrachtung ist gültig für eine nicht-rotierende Erde: zwar gilt so etwas ähnliches wie die hydrostatische Grundgleichung egal, ob die Erde rotiert oder nicht, die horizontalen Bewegungen in der Folge eines horizontalen Druckgradienten gestalten sich auf der rotierenden Erde aufgrund der Corioliskraft jedoch anders als auf der ruhenden Erde. Das ändert jedoch nichts an der Tatsache, dass der horizontale Druckgradient eine bestimmende Kraft in der Bewegung der Ozeane ist – auch wenn die horizontale Bewegung in erster Ordnung nicht parallel sondern senkrecht zum Druckgradienten erfolgt, wie wir im Rahmen der geostrophischen Näherung in Abschn. 5.4.1 kennen lernen werden.

Die Erweiterung der hydrostatischen Grundgleichung auf die rotierende Erde berücksichtigt als zusätzliche Kraft die Zentrifugalkraft, vgl. Abschn. 4.1.4. Diese ist eine senkrecht von der Drehachse weg gerichtete Scheinkraft, die auf dem Trägheitsgesetz beruht: 'wenn auf einen Körper keine äußeren Kräfte wirken, beharrt er im Zustand der Ruhe oder der gleichförmigen gradlinigen Bewegung.' Die Rotationsgeschwindigkeit der Erde ist zu gering, um eine Zentrifugalkraft zu erzeugen, die ein Wasserelement aus dem Gravitationsfeld heraus heben könnte. Daher erscheint die Zentrifugalkraft als eine leichte Reduktion der Gravitationskraft und wird in der Regel mit dieser zu einer effektiven Gravitation zusammen gefasst, vgl. Abschn. 4.1.4.

Diese Zusammenfassung ist am Äquator besonders einfach zu verstehen, da hier die Zentrifugalkraft der Gravitationskraft entgegen gesetzt ist. In höheren Breiten dagegen sind die beiden Kräfte nicht entgegengesetzt: die Gravitationskraft wirkt überall in Richtung auf den Erdmittelpunkt während die Zentrifugalkraft stets senkrecht zur Drehachse wirkt.¹ Als Konsequenz bleibt bei dieser Kräftebilanz eine kleine horizontale Komponente in Richtung auf den Äquator bestehen. Diese drängt das Wasser in Richtung auf den Äquator bis sich dort eine Wasserblase ausbildet und damit ein horizontaler Druckgradient in Gegenrichtung: der rotierende Wasserkörper bildet keinen Kreis sondern ein Ellipsoid.

2.1.4 Barometrische Höhenformel



In der Atmosphäre ist die Situation anders, die Luft ist kompressibel. Damit kann ρ in (2.5) nicht vor das Integral gezogen werden. Die Thermodynamik liefert für den Fall konstanter Temperatur $\rho/\rho_0 = p/p_0$. Setzen wir dies in (2.5) ein, so ergibt sich

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\rho_0}{p_0} g dh . \tag{2.8}$$

Rechts stehen jetzt Konstanten, die vor das Integral gezogen werden:

$$\int_{p_0}^p \frac{1}{p} dp = -\frac{\rho_0}{p_0} g \int_0^h dh . \tag{2.9}$$

Ausführen der Integration liefert

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{\rho_0}{p_0} gh \Rightarrow \ln p = \ln p_0 - \frac{\rho_0}{p_0} gh \tag{2.10}$$

und damit die *barometrische Höhenformel*

$$p = p_0 \exp \left\{ -\frac{g \rho_0 h}{p_0} \right\} = p_0 \exp \left\{ -\frac{h}{H} \right\} . \tag{2.11}$$

Diese Gleichung sagt aus, dass der Druck exponentiell mit der Höhe abnimmt: wenn sich die Höhe um den gleichen Wert ändert, ändert sich der Druck jeweils um den gleichen Faktor. Daher wird die *Skalenhöhe* H eingeführt

$$H = \frac{p_0}{g \rho_0} . \tag{2.12}$$

¹Dies ist ein wesentlicher Unterschied zwischen einem Wasserelement und einem Satelliten: die Satellitenbahn ist nur durch die Gravitationskraft bestimmt und die Bahnebene geht durch den Erdmittelpunkt. Das Wasserelement dagegen bewegt sich auf einer Breitenkreis-parallelen Bahn und die Kräftebilanz berücksichtigt neben der Gravitationskraft auf einen horizontalen Druckgradienten.

Sie gibt die Höhe, über die der Druck auf einen Faktor $1/e \approx 0.37$ abnimmt. Für die oben betrachtete Atmosphäre ist $H \approx 8.63$ km.

Wenn Sie in verschiedene Bücher zur Atmosphärenphysik schauen, werden Sie feststellen, dass die barometrische Höhenformel nicht nur in der in Gleichung 2.11 gegebenen Form auftritt, sondern auch in Formen, die im Exponenten der e-Funktion ein Integral enthalten. Diesen unterschiedlichen Formulierungen liegen verschiedene Annahmen zu Grunde. Gleichung 2.11 wurde unter der Annahme konstanter Temperatur hergeleitet. Beobachtungen zeigen, dass in der Atmosphäre die Temperatur mit zunehmender Höhe um -6.5 K/km abnimmt. Berücksichtigt man diesen Effekt, so hat die zu integrierende Differentialgleichung eine etwas andere Form und liefert dem entsprechend eine andere Version der barometrischen Höhenformel. Mit der hier hergeleiteten Gleichung können wir entsprechend der Voraussetzungen nur dann arbeiten, wenn die Temperaturänderung gering ist. Das ist z.B. dann der Fall, wenn wir uns auf geringe Höhenbereiche beschränken oder die Atmosphäre in großen Höhen betrachtet, da dort die Temperatur konstant ist.

2.2 Partielle und totale Ableitung

Beim Übergang von ruhenden auf bewegte Flüssigkeiten und Gase verwenden wir die Bewegungsgleichung $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$. Diese enthält im rechten Teil die vollständige Ableitung des Impulses \mathbf{p} nach der Zeit t , im linken Teil alle externen auf das Teilchen wirkenden Kräfte.

Wenn wir in der Punktmechanik die Bewegungsgleichung lösen, z.B. freier Fall mit Reibung, so setzen wir uns gleichsam auf das Teilchen, folgen seiner Bewegung und bestimmen in jedem Bahnpunkt (bzw. zu jeder Zeit) die wirkenden Kräfte. In einem kontinuierlichen Medium können wir diesen Ansatz ebenfalls verwenden: wir wählen ein Volumenelement aus, folgen seiner Bewegung und bestimmen jeweils die lokal auf das Volumenelement wirkenden Kräfte. Dieser Ansatz ist die *Lagrange'sche Beschreibung*. Mit ihrer Hilfe können wir die Geschichte eines Wasservolumens verfolgen, das mit dem Golfstrom von der Saragossa-See bis nach Nordnorwegen verbracht wurde.

Für viele praktische Anwendungen interessiert uns jedoch ein ganz anderer Ansatz. Um die Erosion an einer Buhne zu verstehen, betrachten wir ein festes Volumenelement, z.B. am Buhnenkopf, und stellen die Bilanz auf, wieviel Sediment hinein bzw. heraus getragen wurde. Die weitere Geschichte der einmal vorbei gezogenen Wasservolumina interessiert uns nicht. Auch messtechnisch verwenden wir diesen Ansatz: ein Thermometer oder eine Messboje ist raumfest. Wenn wir eine Zeitreihe der Messwerte betrachten, betrachten wir nicht die Veränderungen von Eigenschaften in einem bewegten Volumenelement, in dem immer die gleichen Moleküle enthalten sind, sondern wir betrachten Veränderungen in einem ortsfesten Volumenelement, durch das das kontinuierliche Medium strömt. Dies entspricht der *Euler'schen Beschreibung* einer Flüssigkeit.

Eine Eigenschaft ε der Flüssigkeit lässt sich dann schreiben als $\varepsilon = \varepsilon(x, y, z, t)$, wobei die räumlichen Koordinaten und die Zeit unabhängige Variablen sind. Die zeitliche Änderung von ε ist $d\varepsilon/dt = \partial\varepsilon/\partial t$, d.h. die vollständige Ableitung nach der Zeit und die partielle Ableitung nach der Zeit sind identisch, da alle zeitlichen Ableitungen der räumlichen Koordinaten verschwinden.

In der Lagrange'schen Betrachtungsweise dagegen verändern sich die räumlichen Koordinaten mit der Zeit, d.h. es ist $\varepsilon = \varepsilon(x(t), y(t), z(t), t)$. Hier müssen wir bei der Bildung der zeitlichen Ableitung die Kettenregel berücksichtigen:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{\partial\varepsilon}{\partial x} + \frac{dy}{dt} \frac{\partial\varepsilon}{\partial y} + \frac{dz}{dt} \frac{\partial\varepsilon}{\partial z} + \frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = (\mathbf{u} \cdot \nabla) \varepsilon + \frac{\partial\varepsilon}{\partial t} \quad \text{mit} \quad \mathbf{u} = \left(\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt} \right). \quad (2.13)$$

Die Änderung einer Größe ε in einem bewegten Volumenelement setzt sich also aus zwei Teilen zusammen: (a) der Änderung $\partial\varepsilon/\partial t$ von ε an einem festen Raumpunkt und (b) einer Größe, die von der relativen Bewegung \mathbf{u} zwischen dem Medium und dem Beobachter abhängt. Oder in formaler Sprechweise: die totale zeitliche Ableitung d/dt setzt sich zusammen aus einer lokalen zeitlichen Ableitung $\partial/\partial t$ und der Advektion bzw. Konvektion. Dabei ist das Produkt $(\mathbf{u} \cdot \nabla)$ ein skalarer Differentialoperator. Manchmal wird für die totale Ableitung D/Dt geschrieben. Die totale Ableitung wird auch als *individuelle* oder *substantielle Ableitung* bezeichnet, da sie sich auf die Änderung der Eigenschaft ε eines Teilchens bezieht.

Um den Unterschied zwischen den beiden Ableitungen zu veranschaulichen, betrachten wir eine Eigenschaft eines Wasservolumens, wie z.B. Salzgehalt oder Temperatur. Beginnen wir mit einem abgeschlossenen Volumen, z.B. einem Fischteich. Dann kann sich die Temperatur durch die einfallende Sonnenstrahlung ändern, der Salzgehalt durch Verdunstung. Diese Änderungen sind lokale zeitliche Änderungen. Wenden wir uns jetzt einem Wasservolumen als Segment eines Flusses zu. Die lokalen zeitlichen Veränderungen sind die gleichen wie beim Fischteich. Jetzt gibt es jedoch weitere Möglichkeiten der Änderung durch die Zufuhr (Abvektion) von Wasser aus anderen Bereichen: warmes Wasser kann dem Volumen aus einem stromaufwärts gelegenen Kraftwerk zugeführt werden, der Salzgehalt kann zunehmen, wenn die auflaufende Tide dem Volumen Wasser mit höherem Salzgehalt zuführt.

2.3 Kontinuitätsgleichung

Häufig lassen sich wesentliche Merkmale eines Systems ohne die exakte Lösung der Bewegungsgleichung alleine unter Verwendung von Erhaltungssätzen beschreiben. Die wichtigsten Erhaltungsgrößen sind Masse, Energie und Impuls.

Erhaltung einer Eigenschaft ε , z.B. der Masse, lässt sich durch eine Kontinuitätsgleichung beschreiben. Betrachten wir dazu ein Volumenelement V . In diesem kann sich ε auf zwei Weisen ändern: (a) durch Quellen oder Senken $S(\varepsilon)$ innerhalb des Volumens oder (b) durch die Konvergenz eines Flusses $\mathbf{C}(\varepsilon)$ in das Volumen hinein oder aus ihm heraus:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{C}(\varepsilon) = S(\varepsilon). \quad (2.14)$$

Für den Fluss $\mathbf{C}(\varepsilon)$ lässt sich auch schreiben $\varepsilon \mathbf{u}$. Unter Anwendung der Kettenregel wird (2.14) dann zu

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{u} = S(\varepsilon). \quad (2.15)$$

Unter Verwendung von (2.13) lässt sich dies schreiben als

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{u} = S(\varepsilon). \quad (2.16)$$

Für die Erhaltung der Masse,² also die Form einer *Kontinuitätsgleichung*, die wir häufig als die Kontinuitätsgleichung bezeichnen, gilt dann mit $j = \rho \mathbf{u}$ als der Massenstromdichte und $S(\varepsilon) = 0$:³

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{j} \quad (2.17)$$

oder

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} : \quad (2.18)$$

die Veränderung der Dichte ρ innerhalb eines Volumenelements ist eine Konsequenz der aus dem Volumenelement heraus oder in es hinein strömenden Materie.

Mit Hilfe des Gauß'schen Satzes (10.17) lässt sich die Kontinuitätsgleichung auch in einer integralen Form angeben. Dazu integrieren wir (2.17) bzw. (2.18) über ein Volumen V :

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \int_V \nabla \cdot \mathbf{j} dV. \quad (2.19)$$

²Bei einer Atmosphäre oder einem Ozean diskutieren wir die Massenerhaltung eher nur im Bezug auf Massenelemente. Dann ist es sinnvoller, statt der Masse die Masse eines Volumenelements, also die Dichte, einzusetzen. Daher ist die in dieser Form der Kontinuitätsgleichung betrachtete Eigenschaft nicht die Masse m sondern die Dichte ρ .

³Außer in der Elementarteilchenphysik gibt es keine Quellen oder Senken für Masse.

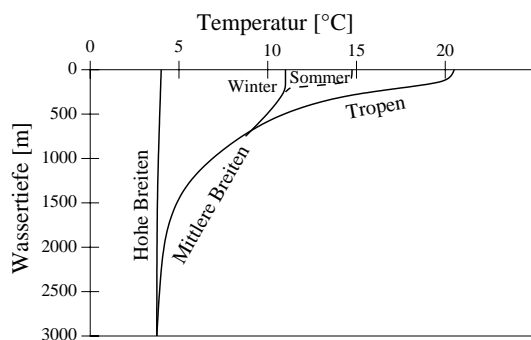


Abbildung 2.3. Typische Temperaturprofile im freien Ozean. Unterhalb einer relativ dünnen Oberflächenschicht ändert sich die Temperatur kaum noch

Hier können wir auf der linken Seite die zeitliche Ableitung vor das Integral ziehen und auf der rechten Seite durch Anwendung des Gauß'schen Satzes (10.17) aus dem Volumenintegral ein Integral über die Oberfläche $\sigma(V)$ des Volumens machen:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \, dv = - \oint_{\sigma(V)} \mathbf{j} \, d\sigma. \quad (2.20)$$

Die integrale Form der Kontinuitätsgleichung ist die anschaulichere, da auf der linken Seite einfach die im Volumen enthaltene Masse steht und auf der rechten die Massenströme über die Begrenzung des Volumens.

Wasser ist inkompressibel. Vernachlässigen wir Mischungsvorgänge und Wärmeleitung, so bleibt die Dichte eines Volumenelements stets konstant, d.h. es ist $d\rho/dt = 0$, und die Kontinuitätsgleichung lässt sich schreiben als

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (2.21)$$

Diese Beziehung gilt ebenfalls für $\rho = \text{const.}$

2.4 Der geschichtete Ozean

Dieser erste Abschnitt beschäftigt sich im wesentlichen mit einer Beschreibung und Erläuterungen der Muster von Temperatur, Salzgehalt und Dichten, wie sie in den Ozeanen gefunden wird; anschließend wird die Zustandsgleichung beschrieben und es werden grundlegende Begriffe wie Geopotential, potentielle Temperatur und Stabilität eingeführt.

2.4.1 Die grundlegenden Beobachtungen

Temperatur

Mit wenigen Ausnahmen nimmt die Temperatur der Ozeane mit zunehmender Wassertiefe ab. Diese Abnahme ist in der Regel direkt unter der Oberfläche stärker als in größerer Tiefe. In einem typischen Temperatur-Höhenprofil wie in Abb. 2.3 finden wir eine Oberflächenschicht mit einer Dicke von einigen 10 m. Diese Schicht wird als *Mischungsschicht* bezeichnet, da die Windsysteme an der Oberfläche für eine gute Durchmischung dieser Schicht und damit für nahezu konstante Temperatur sorgen. Unterhalb der Mischungsschicht befindet sich eine Schicht mit einem starken Temperaturgradienten, die *Thermokline*.

Unterhalb der Thermokline nimmt die Temperatur nur noch sehr langsam mit der Tiefe ab, bis die Schichtung zumindest in der unteren Hälfte der Ozeane wieder ungefähr isotherm ist. Ungefähr 75% des Ozeanwassers hat aufgrund dieser Schichtung Temperaturen im Bereich von 0 bis 4°C.

Die Temperaturen in der Mischungsschicht zeigen eine Abhängigkeit von Jahreszeit und geographischer Breite, die Temperaturen in der Thermokline eine Abhängigkeit von der geographischen Breite. Unterhalb der Thermokline existiert weder eine Jahreszeitenabhängigkeit noch eine Breitenabhängigkeit.

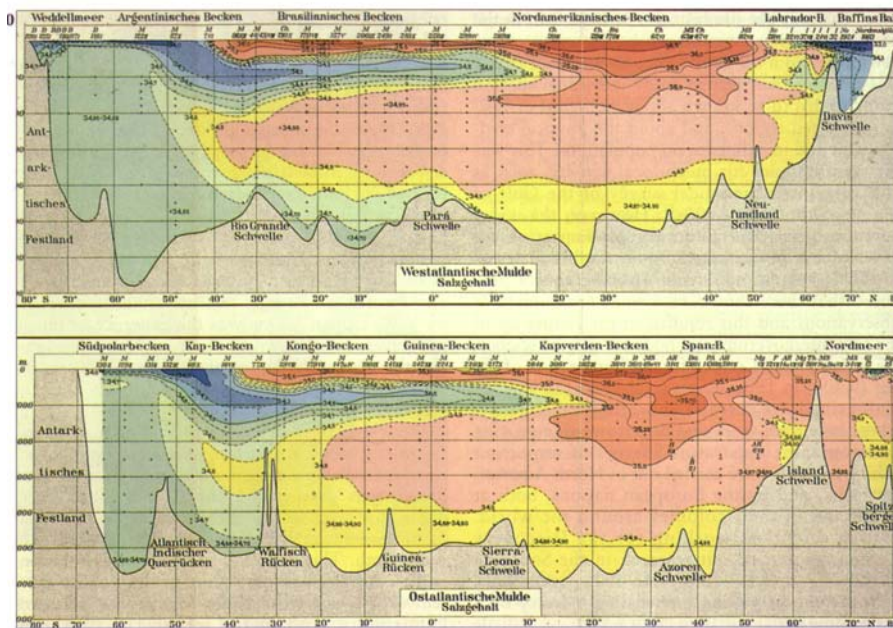


Abbildung 2.4. Longitudinale Verteilung des Salzgehalts im Atlantischen Ozean, Zusammenfassung der Beobachtungen der Meteor und früherer Expeditionen durch Georg Wüst; in Summerhayes und Thorpe (1996)

Die Temperaturschichtung entsteht durch die Absorption der einfallenden solaren Strahlung in den obersten Schichten der Ozeane: mehr als 50% der auf den Ozean auftreffenden elektromagnetischen Strahlung ist bereits innerhalb des ersten Meters absorbiert und selbst in den klarsten Bereichen der Ozeane gelangt weniger als 1% der auftreffenden Strahlung bis in Wassertiefen von mehr als 100 m. In küstennahen Bereichen, in denen das Wasser durch biologische Materie oder aufgewirbeltes Sediment getrübt ist, erfolgt eine Absorption von 99% der einfallenden Strahlung innerhalb der ersten 10 m.

In der Mischungsschicht wird die Wärme von der Oberfläche durch Turbulenz bis in einige 10 m Wassertiefe transportiert. Da das Wasser in der Mischungsschicht insbesondere im Sommer wärmer ist als in der Thermokline, ist seine Dichte geringer und damit besteht keine Möglichkeit zum vertikalen Austausch – Wärme kann also nur durch den langsamen Prozess der Wärmeleitung in größere Tiefen transportiert werden.

Salzgehalt

Ein weiterer wichtiger Parameter zur Beschreibung und Klassifizierung von Ozeanwasser ist der Salzgehalt, vgl. auch Tabelle 1.4. Alle auf der Erde vorhandenen Elemente können im Ozeanwasser nachgewiesen werden, allerdings sind 87% der im Wasser gelösten Salze Natriumchlorid. Ihre Messung erfolgt meistens durch Bestimmung der Leitfähigkeit, als Einheit wird daher neben % auch psu (practical salinity unit) verwendet.

Der Salzgehalt der Ozeane variiert nur über geringe Bereiche. Der Gesamtsalzgehalt in ca. 3/4 der Ozeane liegt im Bereich zwischen 34.5 und 35 psu, extreme Abweichungen nach oben finden sich in Bereichen hoher Verdunstung (Totes Meer), Abweichungen nach unten in den Bereichen mit großer Frischwasserzufuhr, z.B. Flussmündungen. Für viele Betrachtungen können wir von einem konstanten Salzgehalt der Ozeane, entsprechend Tabelle 1.4 ausgehen. Daher können kleine Unterschiede im beobachteten Salzgehalt als Indikatoren für Transport- und Mischungsprozesse verwendet werden.

Abbildung 2.4 gibt einen Überblick über longitudinale Verteilung des Salzgehalts im Atlantik wie sie in den 1920ern durch die Meteor bestimmt wurde. Der Salzgehalt schwankt im Bereich von 34.5 und 37 psu. Die höchsten Werte finden sich in niedrigen Breiten an der Oberfläche, da dort dem Ozean durch Verdunstung Wasser entzogen wird. Mit zunehmender Tiefe nimmt der Salzgehalt ab, insbesondere in tieferen Becken sammelt sich, trotz seiner geringeren Dichte, salzarmes Wasser. In hohen Breiten (auf der südlichen Hemisphäre deutlich stärker als auf der nördlichen) erfolgt ein Eintrag von Frischwasser (Abschmelzen der Niederschläge von den Polkappen). Aufgrund der niedrigen Temperaturen hat dieses

Wasser trotz seines geringen Salzgehalts eine relativ große Dichte und erstreckt sich auf der südlichen Hemisphäre als Zunge unter der salzhaltigeren Oberflächenschicht in einer Tiefe von mehreren hundert Metern bis zum Äquator. Im westlichen Teil des Nordatlantik sammelt sich dieses kalte salzarme Wasser in einem Becken nördlich der Davies-Schwelle und reicht nur oberflächennah bis ca. 60° Nord. Im östlichen Nordatlantik ist das salzarme Wasser kaum zu identifizieren: zum einen, da durch den Golfstrom stets salzhaltiges warmes Wasser aus den niedrigen Breiten des westlichen Atlantiks zugeführt wird, zum anderen, da im östlichen Nordatlantik keine hinreichende Zufuhr von salzarmem Schmelzwasser erfolgt (kaum vergletscherte Landflächen).

Insgesamt wird aus Abb. 2.4 die relativ gute Durchmischung des Hauptwasserkörpers deutlich sowie die Einflüsse der Zufuhr von Frischwasser bzw. der Verdunstung und des Reliefs des Meeresbodens durch die Bildung relativ abgeschlossener Becken. In der Ostsee findet sich, wenn auch auf wesentlich kleineren räumlichen Skalen, ein ähnliches Muster, vgl. 10.3.2.

Dichte

Die Dichte des Meerwassers hängt von Temperatur, Salzgehalt und Wassertiefe (bzw. hydrostatischem Druck) ab. Sie nimmt zu mit zunehmender Wassertiefe, zunehmendem Salzgehalt und abnehmender Temperatur. Das komprimierte Seewasser in einer Tiefe von 4000 m hat eine Dichte von 1046 kg/m³ verglichen mit 1028 kg/m³ an der Wasseroberfläche.

Der Ozean ist eine geschichtete Flüssigkeit (stratified flow). Seine Dichte nimmt auch dann mit der Tiefe zu, wenn der Effekt der Kompression entfernt wurde. Zwar betragen die Dichteunterschiede zwischen Oberflächen- und Tiefenwasser dann nur noch wenige ‰, jedoch ist dieser Unterschied ausreichend, um im Ozean eine deutliche Schichtung zu erzeugen und damit die Bewegungsmuster stark zu beeinflussen.

2.4.2 Die Zustandsgleichung

Die Zustandsgleichung haben wir in Abschn. 2.1.1 bereits für ganz einfache Systeme eingeführt. Hier wollen wir uns mit einer dem System Ozean eher angemessenen Beschreibung befassen.

Die Zustandsgleichung liefert uns einen Zusammenhang zwischen den drei Parametern Druck p , Dichte ρ und Temperatur T : $p = p(\rho, T)$.

Der größte Teil des Ozeanwassers fällt in einen relativ schmalen Temperatur- und Salzgehaltsbereich. Für viele Abschätzungen können wir daher von einem homogen durchmischten Ozean ausgehen, in dem das Wasser eine Temperatur von 2°C und einen Salzgehalt von 35 psu hat, entsprechend einer Dichte von 1028 kg/m³. In vielen Situationen, z.B. bei der Herleitung von windgetriebenen Wellen und Strömungen können wir sogar von einem inkompressiblen Ozean ausgehen.

Für viele Anwendungen lässt sich eine einfache lineare Zustandsgleichung für den geschichteten Ozean angeben:

$$\rho - \rho_o = [\langle a \rangle (T - T_o) + \langle b \rangle (S - S_o) + \langle k \rangle p] \quad (2.22)$$

mit

$$\begin{aligned} \langle a \rangle &= -0.15 \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ }^\circ\text{C}) \\ \langle b \rangle &= 0.78 \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ psu}) \\ \langle k \rangle &= 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ dbar}) \end{aligned} \quad (2.23)$$

als Mittelwerten und

$$\begin{aligned} \rho_o &= 1027 \text{ kg}/\text{m}^3 \\ T_o &= 10^\circ\text{C} \\ S_o &= 35 \text{ psu} \end{aligned} \quad (2.24)$$

als den Standardwerten. Mit diesem Verfahren lassen sich Dichten bis auf $\pm 0.5 \text{ kg}/\text{m}^3$ entsprechend 0.5 ‰ genau bestimmen.

Für einige Probleme muss die Dichteschichtung des Ozeans jedoch mit noch größerer Genauigkeit bekannt sein. Dann sind weder die Annahmen eines homogenen Ozeans noch einer einfachen linearen Zustandsgleichung angemessen. Die Zustandsgleichung für Seewasser ist so weit bekannt, dass sich für gegebene Temperatur und gegebenen Salzgehalt die Dichte auf wenige Teile pro Million bestimmen lässt. Im Gegensatz zur Zustandsgleichung eines idealen Gases lässt sich diese Zustandsgleichung jedoch nicht aus Grundprinzipien ableiten sondern nur aus einem Fit an experimentelle Daten. Aufgrund der großen Zahl von Parametern und der Variabilität der Koeffizienten für z.B. Temperaturexpansion und Kompressibilität muss man auf tabellierte Werte oder numerische Verfahren bei der Lösung dieser Zustandsgleichung zurück greifen.

Die größte und gleichzeitig komplizierteste Variabilität zeigt der thermische Ausdehnungskoeffizient. Dieser variiert zwischen nahezu Null bei niedrigen Temperaturen und etlichen Zehntausendsteln pro Kelvin bei den höchsten Ozeantemperaturen. Außerdem wechselt er bei ungefähr 4°C sein Vorzeichen: bei höheren Temperaturen nimmt der Ausdehnungskoeffizient mit der Temperatur zu, bei niedrigeren nimmt er mit fallender Temperatur zu. Dies führt auf die Dichteanomalie des Wassers. Dieser Vorzeichenwechsel im Ausdehnungskoeffizienten wird bei Seewasser allerdings kaum beobachtet: mit zunehmendem Salzgehalt nimmt der Gefrierpunkt des Seewassers ab, ebenso wie die Temperatur, bei der die Dichte maximal wird.

Bevor wir die Näherungen für die Zustandsgleichung angeben können, müssen wir einige in der Ozeanographie gebräuchliche Abkürzungen übernehmen. Da die Dichte von Seewasser nur in einem relativ geringen Bereich schwankt, werden die ersten beiden Ziffern weg gelassen:

$$\sigma_{S,T,p} = \rho_{S,T,p} - 1000[\text{kg/m}^3] = (\rho_{S,T,p} - 1) \cdot 10^3, \tag{2.25}$$

d.h. statt $\rho = 1026.4 \text{ kg/m}^3$ gibt man nur $\sigma = 26.4 \text{ kg/m}^3$ an. Die Indizes geben an, dass die Dichte σ bzw. ρ bei einem Salzgehalt S , einer Temperatur T und einem Druck p über Atmosphärendruck betrachtet wird. Häufig wird die Dichte in Bezug auf ein bestimmtes Druckniveau angegeben, z.B. σ_t als Druck auf Meeressniveau, σ_4 als Druck auf der 4000 db Fläche. Auch ein Bezug der Dichte auf die potentielle Temperatur (s.u.) kann erfolgen: σ_θ . Typische Werte für σ_t liegen zwischen 26 und 29.2 im tiefen Ozean und bis herab zu 20 in der Deckschicht, in küstennähe bei hinreichender Zufuhr von Süßwasser sogar nahe Null.

Die mittlere isothermische Kompressibilität $\tilde{\kappa}_{\text{isoth}}$ ist gegeben durch

$$\alpha_{S,T,p} = \alpha_{S,T,0}(1 - \tilde{\kappa}_{\text{isoth}} p). \tag{2.26}$$

Für die isotherme Kompressibilität ergibt sich

$$\kappa_{\text{isoth}} = -\frac{1}{\alpha_{S,T,p}} \left(\frac{\partial \alpha_{S,T,p}}{\partial p} \right)_T = \frac{\tilde{\kappa}_{\text{isoth}} + p \frac{\partial \tilde{\kappa}_{\text{isoth}}}{\partial p}}{1 - \tilde{\kappa}_{\text{isoth}} p}. \tag{2.27}$$

In der Ozeanographie wird häufig ein spezifisches Volumen $\alpha = 1/\rho$ anstelle der Dichte angegeben. Wie bei der Dichte wird auch hier eine abkürzende Schreibweise verwendet: die spezifische Volumenanomalie δ oder die thermosterische Anomalie $\Delta_{s,t}$. Die *spezifische Volumenanaomalie* ist die Differenz zwischen dem gemessenen spezifischen Volumen und dem von Seewasser bei gleichem Druck aber einer Temperatur von 0°C und einem Salzgehalt von 35 psu:

$$\delta = \alpha_{S,T,p} - \alpha_{35,0,p}. \tag{2.28}$$

Die *thermosterische Anomalie* ist das Äquivalent zum spezifischen Volumen σ_t :

$$\Delta_{S,T} = \alpha_{S,T,0} - \alpha_{35,0,0}. \tag{2.29}$$

Als Näherungsfunktionen zur Bestimmung der Dichte als Funktion von Temperatur, Salzgehalt und Druck geben Fofonoff et al. (1958) einige grundlegende Formeln. Für σ_o (das ist ein Maß für den Druck auf Meeressniveau, Erklärung durch (2.25)) ergibt sich in Abhängigkeit vom Salzgehalt S

$$\sigma_o = \sum_n B_n S^n \tag{2.30}$$

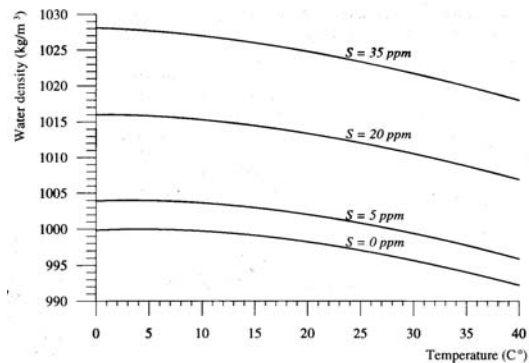


Abbildung 2.5. Dichte von Wasser in Abhängigkeit vom Salzgehalt und von der Temperatur (Massel, 1999)

mit allen $B_n = 0$ außer

$$\begin{aligned}
 B_0 &= -0.0934458632 \\
 B_1 &= +0.814876577 \\
 B_2 &= -4.82496140 \cdot 10^{-4} \\
 B_3 &= +6.76786136 \cdot 10^{-6} .
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

Die Dichte in Abhängigkeit von der Temperatur ist für verschiedene Werte des Salzgehalts in Abb. 2.5 gegeben.

Die Abhängigkeit des Drucks σ_T von der Temperatur T lässt sich annähern durch

$$\sigma_T = \frac{\sum_i A_i T^i}{T + a_o} + \sum_i \sum_j A_{ij} \sigma_o^i T^j \tag{2.32}$$

mit allen $A_i = 0$ und allen $A_{ij} = 0$ außer

$$\begin{aligned}
 a_o &= +67.26 \\
 A_1 &= +4.53168426 \\
 A_2 &= -0.545959111 \\
 A_3 &= -1.98248399 \cdot 10^{-3} \\
 A_4 &= -1.43803061 \\
 A_{10} &= +1.0 \\
 A_{11} &= -4.7867 \cdot 10^{-3} \\
 A_{12} &= 9.8185 \cdot 10^{-5} \\
 A_{13} &= -1.0843 \cdot 10^{-6} \\
 A_{21} &= +1.8030 \cdot 10^{-5} \\
 A_{22} &= -8.164 \cdot 10^{-7} \\
 A_{23} &= +1.667 \cdot 10^{-8} .
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Für das spezifische Volumen α_{STp} gilt die Näherungsformel

$$\alpha_{STp} = \alpha_{STO} \left(1 - \frac{4.886 \cdot 10^{-6} p}{1 + 1.83 \cdot 10^{-5} p} + \sum_i \sum_j \sum_k A_{ijk} p^i \sigma_o^j T^k \right) \tag{2.34}$$

mit allen $A_{ijk} = 0$ außer

$$\begin{aligned}
 A_{100} &= -2.2072 \cdot 10^{-7} \\
 A_{101} &= +3.6730 \cdot 10^{-8} \\
 A_{102} &= -6.63 \cdot 10^{-10} \\
 A_{103} &= +4.00 \cdot 10^{-12} \\
 A_{110} &= +1.725 \cdot 10^{-8}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{111} &= -3.28 \cdot 10^{-10} \\
A_{112} &= +4.00 \cdot 10^{-12} \\
A_{120} &= -4.50 \cdot 10^{-11} \\
A_{121} &= +1.00 \cdot 10^{-12} \\
A_{200} &= -6.68 \cdot 10^{-14} \\
A_{201} &= -1.24064 \cdot 10^{-12} \\
A_{202} &= +2.14 \cdot 10^{-14} \\
A_{210} &= -4.248 \cdot 10^{-13} \\
A_{211} &= +1.206 \cdot 10^{-14} \\
A_{212} &= -2.000 \cdot 10^{-16} \\
A_{220} &= +1.8 \cdot 10^{-15} \\
A_{221} &= -6.0 \cdot 10^{-17} \\
A_{301} &= 1.5 \cdot 10^{-17} .
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Für die spezifische Volumen-anomalie δ gilt

$$10^5 \delta_{STp} = \alpha_{STp} - \frac{\sum_n D_n p^n}{1 + 1.83 \cdot 10^{-5} p} \tag{2.36}$$

mit allen $D_n = 0$ außer

$$\begin{aligned}
D_0 &= +0.97264310 \\
D_1 &= +1.326963 \cdot 10^{-5} \\
D_2 &= -6.227603 \cdot 10^{-12} \\
D_3 &= -1.885115 \cdot 10^{-16} .
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Die Struktur dieser Gleichungen zeigt deutlich, wie kompliziert die Abschätzungen geworden sind. Auch wird an der Form deutlich, dass es sich um reine mathematische Anpassungen an Messkurven handelt – eine physikalische Interpretation liegt zumindest nicht mehr auf der Hand.

2.4.3 Dynamische Höhe bzw. Geopotential

In der Ozeanographie verwendet man, ebenso wie in der Meteorologie, für die vertikale Koordinate nicht die Höhe bzw. Meerestiefe sondern eine abgeleitete Koordinate, die bei der Beschreibung von Bewegungen effizienter eingesetzt werden kann.

Die Verwendung einer konventionellen Höhenangabe für die vertikale Koordinate ist dann sinnvoll, wenn man z.B. einen Körper auf einer Oberfläche abrollen lässt. Dann liefert die Höhenangabe gleichzeitig Informationen über die potentielle Energie und aus einem Höhengradienten lässt sich die Kraft auf den Körper und damit die Entwicklung seiner Bewegung bestimmen.

In der Atmosphäre oder den Ozeanen ist die Bewegung weniger stark durch Oberflächen bestimmt. Hier ist die vertikale Bewegung (oder Schichtung) durch die Gravitation bestimmt, die horizontale Bewegung dagegen durch die Druckgradienten in einer Ebene. Bei der Herleitung des geostrophischen Flusses in Abschn. 4.3.1 werden wir von der Annahme Gebrauch gemacht, dass zur Beschreibung der Bewegung nur die horizontale Komponente zu betrachten ist (bei konstanter vertikaler Komponente) und den Druckgradienten als treibende Kraft verwendet. In diese Beschreibung geht die Vorstellung ein, wir könnten die Wasserelemente auf einer Fläche konstanter potentieller Energie bzw. konstanten Geopotentials bewegen.

Formal können wir das spezifische Volumen und die spezifische Volumen-anomalie verwenden, um die dynamische Höhe oder das Geopotential und die dynamische Höhen-anomalie oder die Geopotentialdifferenz herzuleiten. Dazu gehen wir von der hydrostatischen Grundgleichung in der Form

$$\alpha dp = -g dz \tag{2.38}$$

aus. Diese Form wird verwendet, da im Ozean die Dichte in Abhängigkeit vom Druck und nicht in Abhängigkeit von der geometrischen Tiefe angegeben wird. Das Integral der Dichte über einen gewissen

Druckbereich, d.h. das Integral über die linke Seite von (2.38) ist die *dynamische Höhe* D , ihre Einheit ist Energie pro Masse, J/kg, bzw. m^2/s^2 :

$$D = \int_{p_1}^{p_2} \alpha \, dp . \quad (2.39)$$

Der Unterschied in der dynamischen Höhe zweier Stationen A und B ist gleich der Differenz im horizontalen Druckgradienten über das gleiche Tiefen- bzw. Druckintervall zwischen den beiden Stationen:

$$D_A - D_B = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_A \, dp - \int_{p_1}^{p_2} \alpha_B \, dp = \int_{p_1}^{p_2} (\alpha_A - \alpha_B) \, dp . \quad (2.40)$$

Zieht man von dieser Gleichung die entsprechenden Größen für den Standardozean ab, so ergibt sich mit der *dynamischen Höhenanomalie* das *Geopotential* ΔD

$$\Delta D_A - \Delta D_B = \int_{p_1}^{p_2} (\delta_A - \delta_B) \, dp . \quad (2.41)$$

2.4.4 Die potentielle Temperatur

Die vertikale Bewegung eines Luftpakets in der Atmosphäre bzw. eines Wasserpakets im Ozean ist stets mit einer Volumenänderung verbunden: aufsteigende Materiepakete gelangen in Bereiche geringeren Drucks und expandieren, absinkende Materiepakete dagegen werden komprimiert. Diese Volumenänderung hat auch Konsequenzen für die Temperatur des Materiepakets: diese verringert sich bei Expansion (also beim Aufstieg) und nimmt bei Kompression zu. Ein Wasserpaket, das in 5000 m Wassertiefe mit einer Temperatur von 1°C startet, hat bei seiner Ankunft an der Wasseroberfläche nur eine Temperatur von 0.58°C . Welchen Wert geben wir als die Temperatur des Wasserpakets an? Wir haben zwei Bezugsmöglichkeiten: wir können die in-situ Temperatur als die gemessene Temperatur angeben und erhalten dann für die Temperatur des Wasserpakets verschiedene Werte, je nachdem in welcher Tiefe wir diese bestimmen. Oder wir können dem Wasserpaket eine konstante Temperatur zuordnen, die es unabhängig von der Wassertiefe hat, und die es annehmen würde, wenn wir es adiabatisch, d.h. ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung, an die Wasseroberfläche befördern würden. Letzteres wären die 0.58° in obigem Beispiel, diese Temperatur wird als die *potentielle Temperatur* bezeichnet. Oder als Definition: die potentielle Temperatur ist die Temperatur, die ein Wasserelement annimmt, wenn wir es adiabatisch auf das Meeressniveau heben.

Das Konzept der *potentiellen Temperatur* lässt sich aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik herleiten: die Änderung der inneren Energie U in einer Masse setzt sich zusammen aus der der Masse zugeführten Wärme Q und der an der Masse verrichteten Arbeit W

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta W . \quad (2.42)$$

Gehen wir davon aus, dass kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet, d.h. der Prozess verläuft adiabatisch, so gilt

$$\Delta U = \Delta W . \quad (2.43)$$

Die Änderung der inneren Energie U muss also gleich der an der Materie verrichteten Arbeit sein.

Beispiel: Für ein ideales Gas könnten wir mit Hilfe der Gasgleichung einen einfachen Zusammenhang zwischen der Änderung der inneren Energie und der verrichteten Arbeit angeben. Es wäre

$$dU = -p \, dV . \quad (2.44)$$

Unter Verwendung der Gasgleichung und der Abkürzung $c_p - c_V = R$ ergibt sich

$$c_p dT = -RT \frac{dV}{V}. \quad (2.45)$$

Integration führt zuerst auf

$$\int \frac{dT}{T} = - \left(\frac{c_p}{c_V} - 1 \right) \int \frac{dV}{V} \quad (2.46)$$

und dann auf

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}, \quad (2.47)$$

wobei $\gamma = c_p/c_V$ als das Verhältnis der spezifischen Wärmen verwendet wurde. Umschreiben der Gleichung liefert verschiedene Formen der *Poisson-Gleichung*

$$T V^{\gamma-1} = \text{const}, \quad (2.48)$$

$$p V^\gamma = \text{const} \quad (2.49)$$

oder

$$\frac{T^\gamma}{p^{\gamma-1}} = \text{const}. \quad (2.50)$$

□

Die potentielle Temperatur ist bestimmt durch die in-situ Temperatur des Wasservolumens und die Variation der Temperatur mit dem Druck:

$$\vartheta = T - \Delta\vartheta = T + \int_0^p \frac{\partial T_{\text{ad}}}{\partial p} dp. \quad (2.51)$$

Typische Werte von $\Delta\vartheta$ liegen im Bereich von 0.1°C pro 1000 db.

Für den realen Ozean lässt sich kein einfacher Zusammenhang zwischen potentieller Temperatur, Temperatur und Wassertiefe angeben, da sich der Ozean nicht durch eine einfache Zustandsgleichung beschreiben lässt. Die *potentielle Temperatur* ϑ wird hier, ebenso wie die *potentielle Dichte* σ_ϑ aus Tabellen entnommen. Generell gilt, dass die Effekte der adiabatischen Erwärmung bzw. Abkühlung in der Atmosphäre deutlich stärker ausgeprägt sind als in den Ozeanen.: in der Atmosphäre beträgt der *adiabatische Temperaturgradient* 5 bis 10 K/km, in den Ozeanen zwischen 0.1 und 0.15 K/km.



Als Näherungsformel für die potentielle Temperatur ϑ als Funktion der Temperatur T in $^\circ\text{C}$, des Salzgehalt S in ‰ und des Drucks p in db gibt Bryden (1973) die folgende Beziehung

$$\Delta\vartheta = \sum_i \sum_j \sum_k A_{ijk} p^i (S - 35)^j T^k \quad (2.52)$$

mit allen $A_{ijk} = 0$ außer

$$\begin{aligned} A_{100} &= +0.36504 \cdot 10^{-4} \\ A_{101} &= +0.83198 \cdot 10^{-5} \\ A_{102} &= -0.54065 \cdot 10^{-7} \\ A_{103} &= +0.40274 \cdot 10^{-9} \\ A_{110} &= +0.17439 \cdot 10^{-5} \\ A_{111} &= -0.29778 \cdot 10^{-7} \\ A_{120} &= -0.41057 \cdot 10^{-10} \\ A_{200} &= +0.89309 \cdot 10^{-8} \\ A_{201} &= -0.31628 \cdot 10^{-9} \end{aligned}$$

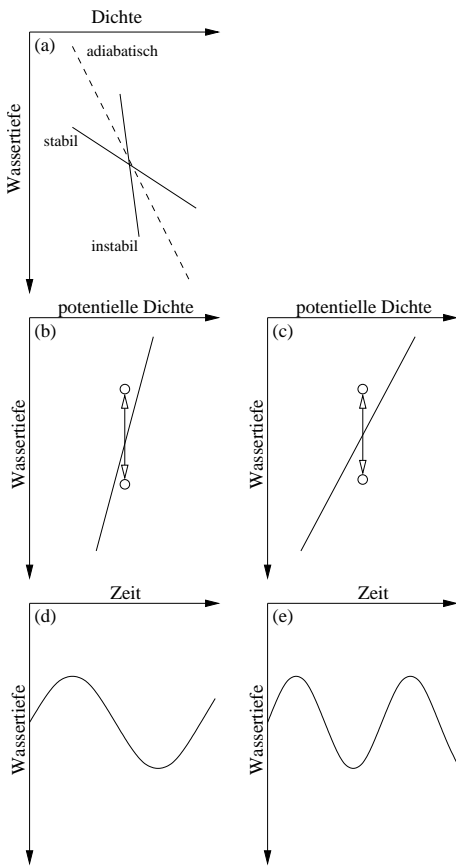


Abbildung 2.6. Stabilität: (a) Dichte-Tiefen-Diagramm: die gestrichelte Linie entspricht einer adiabatischen Schichtung. Ist der reale Dichtegradient flacher, so ist die Schichtung instabil, ist er steiler, so ist sie stabil. (b) und (c) Potentielle Dichte vs. Wassertiefe: hier ist nur die reale Schichtung eingetragen, die adiabatische wird zum Vergleich nicht benötigt, sie entspräche einer senkrechten Linie. In beiden Fällen ist die Schichtung stabil, in (c) ist der Gradient größer als in (b). (d) und (e) geben die Oszillation eines Luftpakets für die beiden darüber gezeigten Fälle; Dämpfung durch Reibung wurde hier vernachlässigt

$$\begin{aligned}
 A_{202} &= +0.21987 \cdot 10^{-11} \\
 A_{300} &= -0.16056 \cdot 10^{-12} \\
 A_{301} &= +0.50484 \cdot 10^{-14} .
 \end{aligned}
 \tag{2.53}$$

Die potentielle Temperatur ist ein wichtiger Parameter bei der Untersuchung der folgenden Probleme:

- die dreidimensionale Bewegung von Wassermassen, d.h. der Transport über unterschiedliche Wassertiefen.
- die potentielle Temperatur gibt ein Maß für die Stabilität der Schichtung des Ozeans – auch wenn dieser Zusammenhang exakt nur bei einem konstanten Salzgehalt gilt.
- mit Hilfe des Konzepts der potentiellen Temperatur lassen sich die Tiefen (bzw. Höhen) unterseeischer Rücken, die verschiedene Meeresbecken von einander trennen, bestimmen.

2.4.5 Stabilität

Vertikale Bewegungen in kontinuierlichen Medien sind mit Änderungen der Dichte und der Temperatur verbunden. Wir können die *Stabilität* als ein Maß für die Arbeit einführen, die benötigt wird, um ein Volumenelement nach unten oder nach oben zu bewegen. Diese hängt von der Dichteschichtung des Mediums ab.

Die Bedeutung der Stabilität können wir uns an einem in einem Ballon eingeschlossenen Wasservolumen veranschaulichen, das weder Wärme noch Materie mit seiner Umgebung austauschen kann. Wenn wir diesen Ballon aus seiner Ruhelage nach oben auslenken, so dehnt sich das Volumen aus und kühlt sich ab. Dabei verändert sich die Dichte; der Vorgang erfolgt adiabatisch. Das weitere Schicksal des Ballons hängt von seiner Umgebung ab. Ist das Wasser adiabatisch geschichtet (gestrichelte Linie in Teil (a) in Abb. 2.6), so ändert sich die Dichte der Umgebung auf die gleiche Weise wie die innerhalb des Ballons.

War der Ballon vor seiner Auslenkung im Gleichgewicht mit seiner Umgebung, so ist er es auch danach; die Auslenkung bewirkt nur eine Verschiebung des Ballons.

Betrachten wir jetzt die Situation, dass der reale Dichtegradient kleiner ist als der adiabatische. Dann nimmt die Dichte der Umgebung langsamer mit zunehmender Höhe ab als die innerhalb des Ballons und der Ballon erfährt einen zusätzlichen Auftrieb. War der Ballon anfangs im Gleichgewicht mit seiner Umgebung, so erfährt er nach einer Auslenkung nach oben eine Kraft, die ihn weiter nach oben treibt. Diese Schichtung ist instabil. Bei einer Auslenkung nach unten gilt die entsprechende Argumentation: das Volumenelement wird komprimiert und seine Dichte nimmt zu. Da die Dichte der Umgebung langsamer zunimmt, ist das ausgelenkte Volumenelement zu schwer, um von seiner Umgebung im Gleichgewicht gehalten zu werden und es fällt nach unten.

Für den Fall, dass der reale Dichtegradient größer ist als der adiabatische, ergibt sich eine stabile Schichtung. Wird das Volumenelement nach oben ausgelenkt, so nimmt seine Dichte langsamer ab als die der Umgebung. Damit steht das ausgelenkte Volumenelement nicht mehr im Gleichgewicht mit der Umgebung sondern erfährt eine nach unten gerichtete, d.h. rückstellende Kraft. Dies führt zu einer Schwingung des Volumenelements um seine Ruhelage.

Die Darstellung in Teil (a) von Abb. 2.6 hat den Nachteil, dass man neben der beobachteten Dichteschichtung stets auch die adiabatische Dichteschichtung in das Diagramm eintragen muss, um zu erkennen, um eine gegebene Schichtung labil oder stabil ist. Dies lässt sich durch die Verwendung der potentiellen Dichte anstelle der Dichte vermeiden. Teilbilder (b) und (c) in Abb. 2.6 zeigen zwei Beispiele für eine stabile Schichtung. Bei einer adiabatischen Schichtung ist die potentielle Dichte von der Wassertiefe unabhängig, d.h. sie würde in dem Diagramm durch eine senkrechte Linie repräsentiert. Jede Abweichung von der Senkrechten zeigt eine nicht-adiabatische Schichtung an: bei positiver Steigung eine stabile Schichtung, bei negativer eine labile. Eine geringe Abweichung von der Senkrechten entspricht einer geringen Abweichung von der adiabatischen Schichtung, d.h. die Schichtung in (c) ist deutlich stabiler als die in (b). Die beiden unteren Teilbilder geben die zu den jeweiligen stabilen Schichtungen gehörenden Oszillationen: je stabiler die Schichtung, um so größer die rücktreibende Kraft und um so kürzer die Schwingungsperiode.

Eine weitere Konsequenz aus Abb. 2.6 betrifft die Definition der Stabilität: eine Definition auf der Basis der Dichteschichtung $\partial\rho/\partial z$ wäre mühsam, da zu ihrer Auswertung stets der adiabatische Dichtegradient zum Vergleich herangezogen werden müßte. Stattdessen verwendet man die Schichtung in der potentiellen Dichte und erhält als ein Maß für die Stabilität E

$$E(S, \vartheta) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho_{\vartheta}(S, \vartheta)}{\partial z} . \tag{2.54}$$

Da die Kompressibilität sich mit der Temperatur ändert, ist diese Gleichung nicht sehr genau. Sie lässt sich durch Hinzufügen eines Korrekturterms verbessern

$$E(S, \vartheta) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho_{\vartheta}(S, \vartheta)}{\partial z} - \frac{g}{c^2} \tag{2.55}$$

mit g als der Gravitationsbeschleunigung und c als der Schallgeschwindigkeit in Seewasser, die ihrerseits eine Funktion von Temperatur, Dichte und Druck ist.

In der Ozeanographie wird häufig ein anderes Stabilitätsmaß verwendet, die Brunt-Väisälä-Frequenz. Sie gibt ein Maß für die im unteren Teil von Abb. 2.6 dargestellte Schwingungsdauer und ist damit auch ein indirektes Maß für den über die Rückstellkraft in die Schwingungsdauer eingehenden Gradienten der potentiellen Dichte. Die Periodendauer einer solchen Schwingung ist gegeben als

$$T = \frac{2\pi}{f_{BV}} \tag{2.56}$$

mit der Brunt-Väisälä Frequenz

$$f_{BV} = \sqrt{gE} = \sqrt{g \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho_{\vartheta}(S, \vartheta)}{\partial z} - \frac{g}{c^2} \right)} . \tag{2.57}$$

Die kürzesten im Ozean beobachteten Periodendauern liegen im Bereich von 1 min, entsprechend einer Stabilität von $E = 10^{-3}/m$. Im tieferen Ozean mit einer Stabilität von $10^{-7}/m$ bis $10^{-8}/m$ liegen

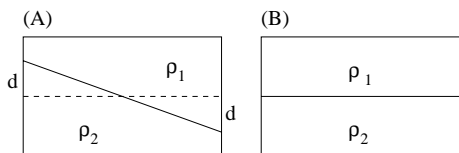


Abbildung 2.7. Zwei-Schicht-Ozean mit horizontaler und geneigter Isopykne. Je stärker die Neigung, um so stärker die Potentialdifferenz

die Peridendauern im Bereich von 3 bis 5 Stunden. Ist der Ozean adiabatisch geschichtet, so wird die Periodendauer unendlich, da es aufgrund der fehlenden rückstellenden Kraft nicht zur Ausbildung einer Schwingung kommt.

2.4.6 Einige Folgen des geschichteten Ozeans

Die Schichtung bzw. die Stabilität eines Ozeans hat Folgen sowohl für den vertikalen als auch den horizontalen Transport.

Die Bedeutung der Schichtung für den vertikalen Transport ist aus der Diskussion der Stabilität in Abschn. 2.4.5 unmittelbar einsichtig: eine stabile Schichtung unterbindet den vertikalen Transport. Damit hängt aber auch die potentielle Energie in einer Wassersäule von der Stabilität der Schichtung ab: je stabiler die Schichtung, um so mehr Arbeit muss verrichtet werden, um die Wassersäule zu durchmischen. In einer vollständig durchmischten Wassersäule, d.h. in einer Wassersäule, in der die potentielle Dichte von der Höhe unabhängig ist, ist für eine Vermischung bzw. für einen vertikalen Transport keine weitere Energiezufuhr erforderlich: in dieser Säule ist die potentielle Energie maximal.

Formal erhalten wir für die potentielle Energie PE in verschiedenen Schichtungen die folgenden Ausdrücke. In einer Schichtung in einer Wassersäule der Höhe z mit konstanter potentieller Dichte ϱ gilt

$$PE = \langle \varrho \rangle g \frac{z^2}{2} . \tag{2.58}$$

Bei einem konstanten Gradienten in der potentiellen Dichte über einen Bereich von $\langle \varrho \rangle - \Delta\varrho$ bis $\langle \varrho \rangle + \Delta\varrho$ erhalten wir für die potentielle Energie

$$PE = \langle \varrho \rangle g \frac{z^2}{2} - \Delta\varrho g \frac{z^2}{6} . \tag{2.59}$$

Bei einer Flüssigkeitssäule aus zwei Schichten gleicher Mächtigkeit $z/2$ und der potentiellen Dichten $\langle \varrho \rangle - \Delta\varrho$ im oberen und $\langle \varrho \rangle + \Delta\varrho$ im unteren Bereich ergibt sich für die potentielle Energie

$$PE = \langle \varrho \rangle g \frac{z^2}{2} - \Delta\varrho g \frac{z^2}{4} . \tag{2.60}$$

Damit nimmt die Menge an Energie, die dem Ozean zu einer Durchmischung zugeführt werden muss, mit zunehmender Stabilität zu. Starke Winde an der Oberfläche können genug Energie zuführen, um selbst bei stabiler Schichtung eine *Mischungsschicht* mit $\varrho(z) = \text{const}$ zu erzeugen. Auch starke Turbulenz, z.B. in Bereichen mit starker Tidenströmung, kann zu einer verbesserten Durchmischung beitragen. In der Thermokline ist eine Durchmischung nur schwer zu erreichen, da dort einerseits die Schichtung sehr stabil ist, andererseits jedoch die Kräfte, die die zur Durchmischung notwendige Energie eintragen könnten, nur schwach sind. Im tiefen Ozean ist die Schichtung zwar weniger stabil, die durchmischenden Kräfte verschwinden jedoch fast vollständig, so dass auch eine geringe Stabilität ausreichend ist, um für die meiste Zeit eine Durchmischung zu unterbinden.

Für die horizontale Durchmischung ist die Stabilität der Ozeanschichtung nicht so bedeutsam: zwar wird Energie benötigt, um ein Volumenelement senkrecht zu einer *Isopykne*⁴ zu transportieren, für den Transport parallel dazu ist jedoch kaum zusätzliche Energie aufzuwenden. In einer idealen Flüssigkeit müßte überhaupt keine Energie für eine Bewegung entlang der Isopyknen aufgebracht werden. Zwar ist der Ozean keine ideale Flüssigkeit, jedoch ist die für die Bewegung parallel zu den Isopyknen aufzubringende Energie bedeutend geringer als die für eine Bewegung senkrecht zu ihnen, d.h. die horizontale Durchmischung

⁴Line bzw. Fläche konstanter potentieller Dichte.

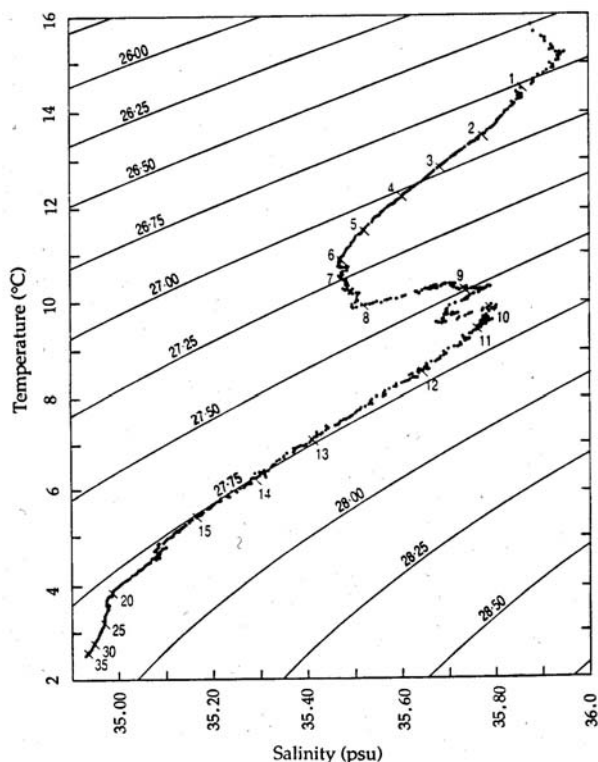


Abbildung 2.8. TS-Diagramm einer hydrographischen Station im Nordatlantik Knauss (1997)

funktioniert wesentlich effizienter als die vertikale, das Verhältnis der relevanten Transportparameter liegt in der Ordnung von 10^8 .

Die Schichtung des Ozeans kann zur Beschleunigung von Volumenelementen verwendet werden, d.h. die Schichtung, bzw. genauer der Gradient in der Schichtung, ist eine Quelle kinetischer Energie. Betrachten wir dazu einen Ozean mit einer vertikalen Schichtung und einen mit einer geneigten Isopykne, vgl. Abb. 2.7. Die potentielle Energie im vertikal geschichteten Ozean ist geringer als in dem mit geneigter Isopykne. Die geneigte Isopykne ist mit einem horizontalen Druckgradienten verbunden, der seinerseits zu einer Bewegung von Volumenelementen führen kann. Im Falle der horizontalen Isopykne tritt kein horizontaler Druckgradient auf, es existiert also auch keine Kraft zur Beschleunigung von Teilchen. Der Unterschied in der potentiellen Energie zwischen den beiden Fällen wird als *verfügbare potentielle Energie* bezeichnet:

$$VPE = PE(A) - PE(B) = \frac{1}{6} (\rho_2 - \rho_1) g d^2 . \quad (2.61)$$

Diese potentielle Energie steht zur Umwandlung in kinetische Energie zur Verfügung.

2.4.7 T – S-Diagramme

Temperatur-Salzgehalt-Diagramme sind ein einfaches Maß zum Vergleich der Schichtung in verschiedenen Bereichen des Ozeans. In diesen Diagrammen wird die Temperatur gegen den Salzgehalt aufgetragen. Ferner sind Linien gleicher potentieller Dichte σ_t markiert, vgl. Abb. 2.8. Die Form dieser Linien gibt einen Hinweis auf die Nichtlinearität der Zustandsgleichung.⁵ Die Messwerte werden als Punkte in dem Diagramm eingetragen, die Marker sind in Abständen von 100 m gegeben. Aus der Messreihe wird deutlich, dass in diesem Beispiel die potentielle Dichte mit der Tiefe zunimmt: anfangs relativ stark, d.h. die Schichtung ist recht stabil, in größerer Tiefe dagegen nur noch langsam, d.h. die Stabilität der Schichtung ist geringer. Die Kurven gleicher potentieller Dichte in den TS-Diagrammen verändern sich mit der Wassertiefe, bei Messungen über einen großen Höhen- bzw. Druckbereich ist dies durch die Verwendung mehrerer Diagramme (bzw. gleichzeitiger Verwendung von σ_t , σ_1 und σ_4) zu berücksichtigen.

⁵Für eine einfache lineare Zustandsgleichung wie z.B. (2.22) würden sich gerade Linien ergeben.

Empfohlene Literatur

Als Literatur zum Kapitel sind insbesondere geeignet Dietrich et al. (1975) und Knauss (1997).

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Welcher Druck wirkt auf eine Seegurke, die in 4800 m Wassertiefe schwimmt? Angenommen, die Seegurke habe eine Fläche von 200 cm^2 . Wieviele Kilo müßten Sie dem Tier aufbürden, damit es dem gleichen Druck ausgesetzt ist? Wenn Sie dieses Gewicht auf die Seegurke auflegen, empfindet diese es dann genauso wie den Wasserdruck in ihrer normalen Lebensumwelt?
2. Wenn die Seegurke fast 5 km Wassersäule auf ihren Schultern hat, kann sie dann überhaupt schwimmen oder wird sie flach auf den Meeresboden gepreßt?
3. Was sind die Zustandsgrößen für Atmosphäre und Ozean?
4. Welche physikalischen Eigenschaften sind hauptsächlich für Dichteschwankungen des Meerwassers verantwortlich?
5. Erläutern Sie die Bedeutung eines horizontalen Druckgradienten für die Bewegung im Ozean.
6. Erläutern Sie mit Hilfe des horizontalen Druckgradienten die Auslösung einer Welle.
7. Der Druck wird im Meer als skalare Größe verwendet. Gibt es Situationen, in denen eine formal komplexere Betrachtung des Drucks erforderlich wird?
8. Beschreiben Sie die formalen Zusammenhänge zwischen hydrostatischer Grundgleichung und barometrischer Höhenformel sowie die entscheidenden Unterschiede.
9. Erläutern Sie den Unterschied zwischen Lagrange'scher und Euler'scher Betrachtungsweise einer Flüssigkeit.
10. Erläutern Sie den Unterschied zwischen partieller und totaler Ableitung.
11. Erläutern Sie konvektive und partielle Ableitung an einem Beispiel.
12. Wodurch ist die Mischungsschicht charakterisiert?
13. Erläutern und skizzieren Sie das Temperaturprofil eines Ozeans sowie seine Abhängigkeit von der Breite und der Jahreszeit.
14. Was ist die Thermokline? Wodurch wird sie bestimmt?
15. Was versteht man unter dem Geopotential?
16. Wie ist das Geopotential definiert?
17. Was ist die potentielle Temperatur? Welche Vorteile hat die Verwendung der potentiellen Temperatur?
18. Erläutern Sie den Zusammenhang zwischen potentieller Temperatur und Stabilität einer Schichtung.
19. Geben Sie typische Werte für den vertikalen Temperaturgradienten in Ozean und Atmosphäre.
20. Erläutern Sie die Brunt-Väisälä-Frequenz. In welchem Zusammenhang wird sie verwendet?
21. Erläutern Sie stabile und instabile Schichtungen des Ozeans an Hand des Dichte- oder Temperaturgradienten.

22. Erläutern Sie, warum eine stabile Schichtung zur Ausbildung von Wellen im Ozean führen kann. Wovon hängt die Frequenz dieser Wellen ab?
23. Wie ist die Stabilität E einer Schichtung definiert?
24. Erläutern Sie den Zusammenhang zwischen Schichtung und verfügbarer potentieller Energie.
25. Was versteht man unter verfügbarer potentieller Energie?
26. Ist die potentielle Energie bei einer stabilen oder bei einer instabilen Schichtung größer? Begründen Sie.

Rechenaufgaben

1. Eis hat eine Dichte $\rho_{\text{Eis}} = 0.92 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, Wasser hat $\rho_{\text{Wasser}} = 1.03 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Wieviele Prozent eines Eisbergs tauchen ein?
2. Ein Holzklotz der Masse $m = 3.67 \text{ kg}$ und der relativen Dichte 0.6 soll so mit Blei behaftet werden, daß er zu 90 % in Wasser eintaucht. Wieviel Blei ($\rho_{\text{Blei}} = 14.2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$) ist erforderlich, wenn (a) das Metall auf dem Holzklotz und (b) das Metall unter dem Holzklotz befestigt ist?
3. Ein 4 cm hoher Holzquader sinkt in Benzin ($\rho_{\text{Benzin}} = 0.7 \text{ g/cm}^3$) um $h = 0.8 \text{ cm}$ tiefer als in Wasser. Welche Dichte ρ_{Holz} hat das Holz?

Formale Aufgaben

1. Skizzieren Sie die Herleitung der hydrostatischen Grundgleichung.
2. Skizzieren Sie die Herleitung der Kontinuitätsgleichung.
3. Leiten Sie die Gleichung $PE = \langle \rho \rangle gz^2/2$ für die potentielle Energie in einer Wassersäule der Höhe z und der Dichte $\langle \rho \rangle$ her.
4. Leiten Sie die Gleichung $PE = \langle \rho \rangle gz^2/2 - \Delta \rho gz^2/6$ für die potentielle Energie in einer Wassersäule der Höhe z und der über einen Bereich $\langle \rho \rangle - \Delta \rho$ bis $\langle \rho \rangle + \Delta \rho$ variierenden Dichte her.
5. Leiten Sie die Gleichung $PE = \langle \rho \rangle gz^2/2 - \Delta \rho gz^2/4$ für die potentielle Energie in einer Wassersäule der Höhe z bestehend aus zwei Hälften der Dichte $\langle \rho \rangle - \Delta \rho$ im oberen und $\langle \rho \rangle + \Delta \rho$ im unteren Bereich her.

Kapitel 3

Energiebilanz

Der Antrieb für alle Prozesse in den Ozeanen sowie den Austausch zwischen Ozean und Atmosphäre stammt aus der durch die solare Einstrahlung zur Verfügung gestellten Energie. In diesem Kapitel werden wir uns als Einführung mit einer einfachen Wärmebilanz der Ozeane befassen, an der wir auch die auftretenden Transportprozesse einführen werden. Da der wichtigste Transportprozess die Ein- bzw. Ausstrahlung ist, werden wir uns mit den Strahlungsgesetzen und einfachen Beispielen für eine Strahlungsbilanz etwas genauer beschäftigen, um dann zum Ende des Kapitels eine erste detaillierte Energiebilanz aufstellen zu können, aus der sich die grundlegenden atmosphärischen und ozeanischen Bewegungen ableiten lassen.

3.1 Einfache Wärmebilanz über dem Ozean

Die Wärmebilanz eines Körpers, also auch eines Wasservolumens des Ozeans, berücksichtigt alle Prozesse der Wärmez- und -abfuhr. Dazu gehören

- die *solare Einstrahlung*, beschrieben durch die *Solarkonstante*. Der absorbierte Anteil ist die um die Albedo (reflektierten Anteil, vgl. Tabelle 3.1) verringerte Einstrahlung. Im Mittelwert beträgt die auf die Ozeanoberfläche fallende Strahlungsenergie Q_s der Sonne 200 W/m^2 .¹
- die von der Atmosphäre emittierte und teilweise vom Ozean absorbierte *thermische Infrarotstrahlung*.
- die von der Ozeanoberfläche emittierte thermische Infrarotstrahlung. Sie wird mit der atmosphärischen Infrarotstrahlung zu einem Strahlungsstrom Q_b zusammengefasst.
- der bei der *Verdunstung* von Wasser an die Atmosphäre abgegebenen latenten Wärme Q_e (Index e von evaporation), sowie
- dem Wärmeaustausch Q_h zwischen Ozean und Atmosphäre aufgrund von *Wärmeleitung* und *Konvektion*, d.h. dem Transport fühlbarer Wärme.
- der *Advektion* Q_V von Wasser anderer Temperatur aus benachbarten Volumenelementen. Dieser Term kann in einer globalen Energiebilanz vernachlässigt werden, da er zwar zu einer Umverteilung der Wärmemenge innerhalb des Ozeans führt, nicht jedoch zu einem Austausch von Wärme mit einem anderen Reservoir (Atmosphäre bzw. bei Abstrahlung Weltraum).

Eine weitere, jedoch vernachlässigbar kleine Energiequelle, ist die Wärme aus dem Erdinneren. Dieser Wärmestrom beträgt ungefähr $1/20 \text{ W/m}^2$, also weniger als ein Promill der solaren Einstrahlung.

¹Diesen Wert kann man mit Hilfe einer mittleren Absorption und Rückstreuung durch die Atmosphäre wie in Abb. 3.9 dargestellt abschätzen unter Berücksichtigung der Breitenverteilung der einfallenden Strahlung, der mittleren Tageslänge und der Variation des Sonnenstandes während eines Tages. Als einfachste Abschätzung kann man von einer Solarkonstante von 1360 W/m^2 ausgehen, die von einer Querschnittsfläche πR_E^2 absorbiert wird. Die reale Fläche, die zur Absorption beiträgt, ist die gesamte Erdoberfläche, also $4\pi R_E^2$. Mit dieser Abschätzung sind sowohl Tag- und Nachtunterschiede als auch die Breitenverteilung der einfallenden Strahlung berücksichtigt, es ergibt sich ein Wert von 340 W/m^2 . Davon werden 30% direkt reflektiert, s.u., ein weiterer, geringerer Anteil geht durch Streuung verloren, so dass ungefähr 200 W/m^2 verbleiben.

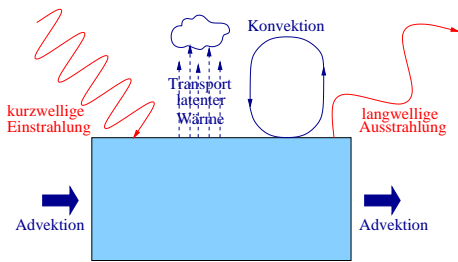


Abbildung 3.1. Einfache Wärmebilanz eines Ozeanvolumens

Da wir davon ausgehen, dass sich im langjährigen Mittel die Ozeane nicht erwärmen, müssen sich diese Wärmeströme die Waage halten:

$$\langle Q_s \rangle = \langle Q_b \rangle + \langle Q_e \rangle + \langle Q_h \rangle . \tag{3.1}$$

Obwohl diese Bilanz im zeitlichen und räumlichen Mittel erfüllt sein muss, muss sie zu keiner Zeit und an keinem Ort gelten. Sie muss nicht einmal an einem Ort im Mittel über ein Jahr gelten. So wird im Sommer der Oberflächenschicht mehr Wärme zugeführt als von ihr abgegeben wird, so dass sich die Wassertemperatur erhöht. Diese Wärme wird teilweise im Winter abgestrahlt, teilweise jedoch auch mit den Ozeanströmungen in andere Bereiche transportiert.

Um zumindest die Speicherung und Abgabe von Wärme in der Oberflächenschicht zu berücksichtigen, müssen wir die Bilanzgleichung um einen Term Q_T erweitern, der die abgegebene oder gespeicherte Wärme berücksichtigt, sowie einen Term Q_V , der die Advektion von Wärme in andere Bereiche des Ozeans beschreibt. Diese Bilanz lässt sich schreiben als

$$Q_T = Q_S - Q_b - Q_e - Q_h - Q_v . \tag{3.2}$$

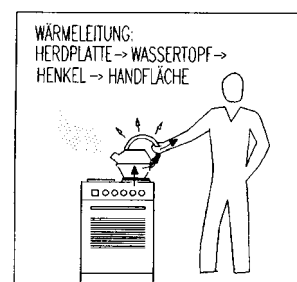
Da der Strahlungstransport der wichtigste Energietransportmechanismus und auch die Solarkonstante als Kenngröße für die auf den Ozean einfallende Energie eine strahlungsbezogene Größe ist, wollen wir uns im Folgenden zuerst etwas genauer mit Strahlung und Strahlungstransport beschäftigen. Die anderen Wärmetransportmechanismen werden anschließend behandelt.

3.1.1 Wärmetransportprozesse – anschaulich



Die folgende Darstellung ist etwas anthropozentrisch, da aus einem alten Bauphysikskript übernommen, – 3.2 sollte aber zur anschaulichen Beschreibung der Prozesse ok sein.

Wärmeleitung erfolgt durch Stöße zwischen den Elektronen, Atomen, Molekülen oder Ionen oder durch Gitterschwingungen (z.B. in einem Kristall) innerhalb eines Stoffes oder zwischen verschiedenen Stoffen (z.B. bei Berührung kalter wärmeleitender Flächen; zwischen dem Menschen und der Umgebungsluft). Da Wärmeleitung auf der direkten Wechselwirkung stofflicher Bestandteile beruht, ist stets ein direkter Kontakt notwendig. In Abb. 3.2 erfolgt die Wärmeleitung von der heißen Herdplatte über den Kessel in dessen Henkel und von dort auf die Hand des Menschen. Wärmeleitung kann durch Isolation unterbunden werden: entweder können die Stoffe getrennt werden (wer faßt schon im Winter gerne kaltes Metall an) oder ein Isolator mit geringer Wärmeleitfähigkeit kann eingefügt werden (Topflappen in Abb. 3.2).



Durch Wärmeleitung wird sowohl die Bekleidung als auch die direkt an der Hautoberfläche befindliche Luft erwärmt, so daß sich ein Wärmefilm um den Menschen herum bildet.

Konvektion ist ebenfalls mit der Bewegung von Materie verbunden, allerdings sind hier nicht die irregulären Zitterbewegungen einzelner Moleküle von Bedeutung sondern die kollektive Bewegung von Luftmassen (Luftstrom, Zug). Dabei wird die Wärme von der bewegten Materie mitgeführt, vgl. Abb. 3.3. Das ist das Prinzip der Zentralheizung, es ist ebenso ein wichtiger Bestandteil des Wärmetransports vom Heizkörper zu den Personen im Raum.

Abbildung 3.2: Prinzip des Wärmetransports durch Wärmeleitung Pistohl (1996)

Da Konvektion mit der Luftbewegung verbunden ist, wird sie durch Zwangs- und Fugenlüftung beeinflusst. Starke Luftbewegung, insbesondere kalter Luft, zerstören den Wärme- und Feuchtefilm, der sich in ruhiger Luft um den Menschen bildet, und bewirken damit eine erhöhte Wärmeabgabe (Frieren bei Zugluft). Neben dem Wärme- und Feuchtefilm wird durch die Konvektion auch der Feuchtefilm um den Menschen zerstört, so dass Konvektion gleichzeitig mit einer erhöhten Verdunstung verbunden ist.

Wärmestrahlung ist eine Eigenschaft jeden Körpers mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunktes. Die abgegebene Wärmemenge steigt mit der Temperatur des Körpers (Stefan-Boltzmann Gesetz), sie ist ferner von den Materialeigenschaften abhängig. Unter 'normalen' Bedingungen trägt der Wärmetransport durch Strahlung ungefähr zu 50% zum Wärmeverlust des Menschen bei. Im Gegensatz zu allen anderen Wärmetransportprozessen ist der Strahlungstransport nicht an Materie gebunden: Wärmestrahlung ist elektromagnetische Strahlung und kann sich selbst im Vakuum ausbreiten (bestes Beispiel: Strahlung von der Sonne), allerdings kann sich Wärmestrahlung durch relativ komplizierte Strahlungstransportprozesse (Absorption und Emission) auch in Materie ausbreiten, d.h. die simple Existenz von Materie verhindert der Strahlungstransport nicht (bestes Beispiel: Wärmeverluste durch die Verglasung eines Fensters, in Infrarotaufnahmen von Gebäuden besonders gut zu erkennen).

Verdunstung oder *Transport latenter Wärme* beruht darauf, daß bei der Verdunstung der verdunstenden Flüssigkeit Wärme zugeführt bzw. diese dem Körper entzogen werden muß (Verdunstungskälte). Verdunstung unterscheidet sich von den vorangegangenen Prozessen. Zwar ist auch hier wieder die Bewegung von Materie von Bedeutung (Übergang von Wassermolekülen aus Körpergewebe wie Haut oder Schleimhäute an die Luft, Bildung eines Feuchtefilms), jedoch wird dabei die umgebende Luft nur feuchter, nicht jedoch wärmer. Die Bedeutung der Verdunstung am Wärmetransport ist hochgradig variabel: in sehr feuchter Luft kann durch die Verdunstung nicht einmal 10% der Wärme abgeführt werden (in schwüler Luft nutzt Schwitzen daher nicht viel) während in trockener Luft bis zu 60% des Wärmetransports über die Verdunstung erfolgen können.

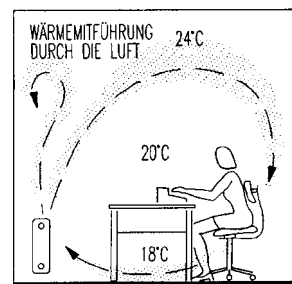


Abbildung 3.3: Prinzip des Wärmetransports durch Konvektion Pistohl (1996)



Abbildung 3.4: Prinzip der Wärmestrahlung Pistohl (1996)

3.2 Strahlung und Strahlungsgesetze

Da die solare Einstrahlung die treibende Kraft der atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation ist, die Strahlungsgesetze auch für einige diagnostische Methoden (z.B. Messung der Effektivtemperaturen vom Satelliten aus) verwendet werden, und außerdem Strahlung in der Anfängervorlesung häufig etwas stiefmütterlich behandelt wird, nimmt hier die Darstellung von Grundbegriffen und Gesetzen einen recht breiten Raum ein.

3.2.1 Phänomenologisch

Die *Leuchtkraft* L_{\odot} der Sonne, d.h. die von der Sonne pro Zeiteinheit abgegebene Energiemenge bzw. der *Strahlungsstrom*, beträgt $L_{\odot} = 3.8 \cdot 10^{24}$ J/s. Der Sonnenradius R_{\odot} beträgt ungefähr 700 000 km. Damit strahlt jede Einheitsfläche (jeder cm^2) der Sonnenoberfläche eine Energiestromdichte q_{\odot} von

$$q_{\odot} = L_{\odot}/4\pi R_{\odot}^2 = 6.28 \cdot 10^3 \text{ J/cm}^2\text{s} \tag{3.3}$$

ab. Nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz ergibt sich aus der Energiestromdichte eine effektive Temperatur des emittierenden Körpers, in diesem Falle der Sonne, von

$$T_{eff} = 5770 \pm 10 \text{ K} . \tag{3.4}$$

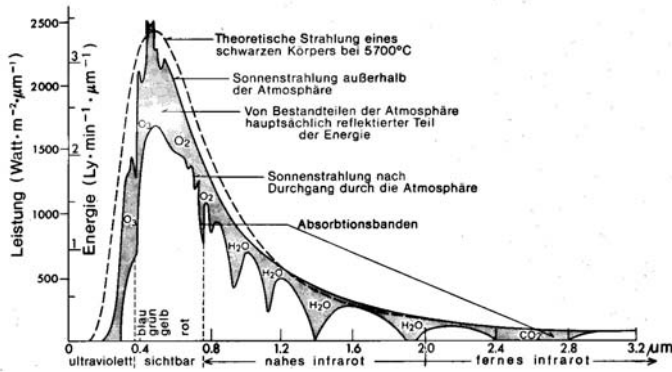


Abbildung 3.5. Energieverteilungsspektrum der solaren Strahlung vor und nach dem Durchgang durch die Erdatmosphäre. Die gestrichelte Linie gibt zum Vergleich die theoretische Energieverteilung für einen schwarzen Körper mit der Oberflächentemperatur der Sonne (Weischet, 1983)

Mit r_e als dem mittleren Radius der Erdbahn ($r_e = 1 \text{ AE} = 149.6 \cdot 10^6 \text{ km}$, bezeichnet als eine astronomische Einheit) beträgt die Energiestromdichte am Ort der Erde allerdings nur noch

$$S_{\odot} = \frac{L_{\odot}}{4\pi r_e^2} = 1.36 \cdot 10^{-1} \text{ J cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 1.36 \text{ kW m}^{-2} . \tag{3.5}$$

S_{\odot} wird als die *Solarkonstante* bezeichnet und ist für das Klima auf der Erde von zentraler Bedeutung. Auf sehr langen Zeitskalen ist die Leuchtkraft der Sonne und damit die Solarkonstante allerdings alles andere als konstant: im Laufe der Entwicklung des Sonnensystems (ca. 4.6 Milliarden Jahre) hat sich die Leuchtkraft der Sonne und damit auch die Solarkonstante nach modernen Theorien um 25-30% vergrößert. Auch auf kurzen Zeitskalen ist die Solarkonstante nicht konstant, allerdings sind nach heutiger Erkenntnis diese Variationen zu gering, um einen Einfluss auf Wetter oder Klima zu haben.

Die solare elektromagnetische Strahlung lässt sich in fünf Wellenlängenbereiche einteilen. Diese haben teilweise unterschiedliche Entstehungsorte und -mechanismen auf der Sonne und liefern unterschiedliche Beiträge zum gesamten Energiefluss der Sonne:

- Röntgenstrahlung und extremes Ultraviolett (EUV) mit Wellenlängen unter 1800 \AA tragen ungefähr $10^{-3}\%$ zum Energiefluss der Sonne bei. Sie entstehen in der Korona bzw. in der Chromosphäre.
- Ultraviolett (UV) mit Wellenlängen zwischen 1800 und 3500 \AA trägt zu 9% zum Energiefluss bei und entsteht in der Photosphäre und in der Korona.
- sichtbares Licht zwischen 3500 und 7500 \AA trägt mit 40% zum Energiefluss bei. Es entsteht in der Photosphäre, genauso wie die
- Infrarot-Strahlung (IR, 7500 \AA bis 10^7 \AA), die 51% zum Energiefluss beiträgt.
- Einen extrem geringen Beitrag liefert die Radioemission oberhalb 1 mm ($10^{-10}\%$), die wie die Röntgenstrahlung in der Korona entsteht.

Abbildung 3.5 gibt das *Energiespektrum* der solaren Strahlung für den Bereich UV bis Infrarot, d.h. die Verteilung der von der Sonne bei bestimmten Frequenzen abgestrahlten Energie. Die obere durchgezogene Kurve gibt die spektrale Verteilung außerhalb der Erdatmosphäre, die untere durchgezogene Kurve die am Erdboden gemessene Verteilung. Die gestrichelte Linie gibt die theoretische spektrale Verteilung für einen schwarzen Körper mit einer Oberflächentemperatur von 6000 K (in Übereinstimmung mit der oben aus der Leuchtkraft abgeschätzten Effektivtemperatur) wieder. Abgesehen vom ultravioletten Bereich, in dem die Sonne anscheinend wesentlich weniger Energie abstrahlt als ein schwarzer Körper dieser Temperatur, gibt die Beschreibung durch einen schwarzen Strahler die solare Emission relativ gut wieder.

Die am Erdboden ankommende solare Strahlung zeigt in ihrer Energieverteilung die folgenden Eigenschaften:

- Das Energiemaximum liegt im sichtbaren Spektralbereich bei 500 nm bis 600 nm (grün bis gelb). Damit stimmt das Energiemaximum der Strahlung mit dem Empfindlichkeitsmaximum des menschlichen Auges überein (bzw. das Auge hat sich im Laufe der Evolution an dieses Maximum angepasst).
- Rasche Abnahme der Energie im ultravioletten Bereich (das ist dem Leben sehr förderlich, vgl. Ozonproblem).

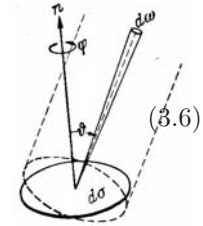
- Im infraroten Bereich gelangt ein großer Teil der solaren Strahlung nicht bis auf den Erdboden sondern wird bereits in der Atmosphäre absorbiert. Die Absorption erfolgt dabei hauptsächlich durch Wasserdampf und Kohlendioxid, die Absorber in diesem Bereich sind die gleichen, die auch die terrestrische Ausstrahlung absorbieren.

Dieser letzte Punkt ist insbesondere für das Verständnis des Treibhauseffektes (wohlgemerkt, hier ist nicht alleine der durch den Menschen verstärkte Treibhauseffekt gemeint, sondern der allgemeine Treibhauseffekt).

3.2.2 Definition Strahlungsfeld

Betrachten wir ein Flächenelement $d\sigma$ in einem Strahlungsfeld. Die *differentielle Intensität* I_ν ist die Energiemenge, die pro Zeiteinheit von der Fläche $d\sigma$ im Frequenzintervall $d\nu$ unter dem Winkel θ zur Flächennormalen \mathbf{n} in den Raumwinkelbereich $d\omega$ abgegeben wird:

$$dE_\nu(\theta, \phi) = I_\nu(\theta, \phi) d\nu \cos \theta d\sigma d\omega .$$

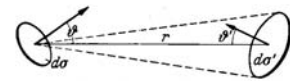


Dabei ist $d\sigma \cdot \cos \theta$ der Querschnitt des Strahlungsbündels. Bezieht man die spektrale Intensität nicht auf die Frequenz sondern auf die Wellenlänge, so gilt wegen $c = \lambda \nu$ zunächst $d\nu = -c/\lambda^2 d\lambda$. Dann ist aber wegen $I_\nu d\nu = -I_\lambda d\lambda$ auch $\nu I_\nu = \lambda I_\lambda$.

Die *Gesamtstrahlung* oder gesamte Intensität ergibt sich aus der differentiellen Intensität durch Integration über alle Frequenzen:

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda .$$

Betrachte nun die von einem Flächenelement $d\sigma$ einem zweiten Flächenelement $d\sigma'$ im Abstand r pro Zeiteinheit zugestrahlte Energie dE . Wie aus nebenstehender Abbildung ersichtlich, sollen die Normalen von $d\sigma$ und $d\sigma'$ mit der Verbindungslinie r die Winkel θ bzw. θ' einschließen. Dann füllt $d\sigma'$ von $d\sigma$ aus gesehen den Raumwinkel $d\omega = \cos \theta' d\sigma'/r^2$. Also gilt



$$dE = I_\nu d\nu \cos \theta d\sigma d\omega = I_\nu d\nu \frac{\cos \theta d\sigma \cos \theta' d\sigma'}{r^2} .$$

Umgekehrt erfüllt $d\sigma$ von $d\sigma'$ aus gesehen den Raumwinkel $d\omega' = \cos \theta d\sigma/r^2$, d.h. es ist auch

$$dE = I_\nu d\nu \cos \theta' d\sigma' d\omega' .$$

Damit ist also die Intensität I_ν unabhängig vom Ort des Beobachters, d.h. die Intensität der Sonnenstrahlung ist in unmittelbarer Nähe der Sonne genauso groß wie an der Erde oder am Neptun.

Das, was wir im Alltagssprachgebrauch häufig als Intensität im Sinne von Stärke einer Strahlungsquelle bezeichnen, ist der *Strahlungsstrom* bzw. die *Energiestromdichte* als die Gesamtstrahlung durch ein Flächenelement:

$$q_\nu d\sigma = \pi F_\nu d\sigma = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi d\sigma .$$

Dieser Strahlungsstrom lässt sich in einen nach oben und einen nach unten gerichteten Anteil zerlegen:

$$q^+ = \pi F_\nu^+ = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$$

und

$$q^- = \pi F_\nu^- = - \int_{\pi/2}^{\pi} \int_0^{2\pi} I_\nu \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi, \tag{3.12}$$

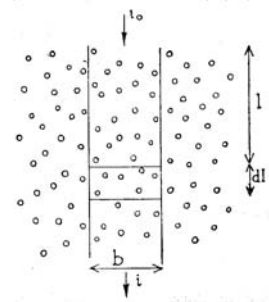
d.h., es gilt $q_\nu = q_\nu^+ - q_\nu^-$. Die Gesamtstrahlung ergibt sich daraus wieder durch Integration über alle Frequenzen:

$$q = \int_0^\infty q_\nu \, d\nu. \tag{3.13}$$

3.2.3 Emission, Absorption und Streuung

Nachdem wir die Begriffe zur Beschreibung elektromagnetischer Strahlung eingeführt haben, wollen wir jetzt die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie betrachten. Beim Durchgang von Strahlung durch Materie vermindert sich die Intensität der Strahlung, da ein Teil absorbiert wird, ein anderer Teil gestreut wird. Während bei der Absorption ein Lichtquant $h\nu$ in eine andere Energieform (eventuell auch in ein anderes Quant $h\nu'$) umgewandelt wird, wird bei der Streuung ein Lichtquant $h\nu$ absorbiert und ein ebenso geartetes Lichtquant $h\nu$ in beliebiger Raumrichtung emittiert, d.h. die Streuung bewirkt keine Energie- sondern nur eine Richtungsänderung. Zur quantitativen Beschreibung wird der *spektrale Absorptionskoeffizient* a_ν und der *spektrale Streukoeffizient* s_ν eingeführt. Die Summe der beiden Koeffizienten beschreibt die totale Abschwächung von Strahlung beim Durchgang durch Materie und wird als *Extinktionskoeffizient* $\kappa_\nu = a_\nu + s_\nu$ bezeichnet.

Der Elementarprozess der Absorption findet zwar auf molekularer bzw. atomarer Ebene statt, jedoch liefert Minnaert (1992) ein einfaches, makroskopisches Analogon. Solange sich ein Wald nur über eine geringe Tiefe erstreckt, kann man in der Ferne noch den hellen Himmel zwischen den Baumstämmen hindurch sehen. Daher muss es eine einfache Relation geben, nach der ein bestimmter Teil des Lichts ungehindert zwischen den Baumstämmen durchgelassen werden kann. Nehmen wir nun an, dass die Bäume statistisch verteilt sind mit N Bäumen pro m^2 (Dichte) und dass der Baumdurchmesser in Augenhöhe mit D (Wirkungsquerschnitt) angegeben werden kann.



Betrachten wir nun ein Bündel Lichtstrahlen der Breite b , das bereits eine Strecke l durch den Wald zurückgelegt hat. Von der ursprünglichen Intensität I_0 ist jetzt nur noch I übrig. Laufen die Lichtstrahlen noch eine kurze Strecke dl weiter, so verringert sich die Intensität nochmals geringfügig um di , wobei gilt

$$\frac{dI}{I} = - \frac{N \cdot D \cdot b \cdot dl}{b} = -ND \, dl. \tag{3.14}$$

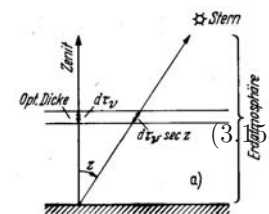
Das Produkt ND aus der Dichte der Bäume und deren Durchmesser können wir dabei zum Extinktionskoeffizienten κ zusammenfassen.

Durch Integration lässt sich die Abschwächung der Intensität beim Durchgang durch eine Materieschicht der Dicke z bei einem Einfallswinkel θ gegenüber der Normalen beschreiben durch das *Bouguer-Lambert-Beer'sches Gesetz* in der Form

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu \, ds = -\kappa_\nu I_\nu \, dz \sec \theta.$$

Um die Winkelabhängigkeit nicht immer explizit in das Absorptionsgesetz hineinstecken zu müssen, führt man die *optische Tiefe* τ ein:

$$\tau_\nu(s) = \int_0^s \kappa_\nu \, ds. \tag{3.16}$$



Eine Schicht der optischen Tiefe $\tau_\nu = 1$ schwächt einen Strahl dann auf $e^{-1} = 37\%$ seiner ursprünglichen Intensität ab. Eine Schicht mit $\tau_\nu \gg 1$ wird als optisch dick bezeichnet, eine Schicht mit $\tau_\nu \ll 1$ ist optisch dünn. Die optische Tiefe τ wird bei der Behandlung von Strahlungstransportprozessen häufig als Ersatz für die vertikale Koordinate verwendet.

Betrachten wir jetzt den Fall reiner Absorption, d.h. die von der Strahlung durchsetzte Schicht emittiert nicht selbst (die absorbierte Strahlung wird gleichsam verschluckt), so ergibt sich für die Intensität in der Tiefe z :

$$I(z) = I(0) \cdot \exp \left[-\kappa_\nu(z') \int_0^z \kappa_z dz' \sec \theta \right] = I(0) \exp(-\tau_\nu(s)) . \tag{3.17}$$

Während in obiger Formel die absorbierte Strahlung verschwindet, ist im realen Fall davon auszugehen, dass die absorbierte Strahlung wieder abgestrahlt wird. Dazu wird der *spektrale Emissionskoeffizient* ϵ_ν eingeführt. Dann strahlt ein Volumenelement dV pro Zeiteinheit im Frequenzintervall $d\nu$ in den Raumwinkel $d\omega$ die Energiemenge

$$I_\nu = \epsilon_\nu d\nu dV d\omega , \tag{3.18}$$

d.h. die Ausstrahlung eines Volumenelements dV ist pro Zeiteinheit gegeben durch:

$$I = dV \int_0^\infty \int_\omega \epsilon_\nu d\nu d\omega , \tag{3.19}$$

und damit im Falle der Isotropie der emittierten Strahlung:

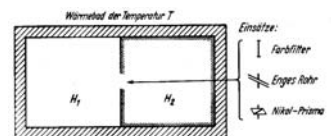
$$I = dV \cdot 4\pi \int_0^\infty \epsilon_\nu d\nu . \tag{3.20}$$

Die *Strahlungsdichte* u_ν ist die Strahlungsenergie pro Volumenelement. Durch die Fläche $d\sigma$ wird unter dem Winkel $d\theta$ pro Sekunde die Energiemenge $I_\nu d\sigma \cos \theta d\omega$ in den Raumwinkel $d\omega$ abgestrahlt. Mit ds als dem Weegelement entlang der Ausbreitungsrichtung ist ein Volumenelement gegeben als $dV = ds \cdot d\sigma$. In dieses Volumenelement fließt dann zu jedem Zeitpunkt eine Strahlungsenergie $I_\nu d\sigma dt d\omega$ mit $dt = ds/c$. Integration über alle Raumwinkelelemente liefert die gesamte im Volumenelement dV enthaltene Strahlungsenergie $u_\nu dV$ mit

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int_\omega I_\nu d\omega . \tag{3.21}$$

3.2.4 Strahlungsgesetze

Besonders einfache Verhältnisse ergeben sich bei einem Strahlungsfeld, das sich mit seiner Umgebung im *thermodynamischen Gleichgewicht*, manchmal auch als *Temperaturgleichgewicht* bezeichnet, befindet. Dann gibt es eine einfache Charakterisierung des von einem Körper ausgesandten Strahlungsfeldes in Abhängigkeit von seiner Temperatur. Betrachten wir dazu einen Hohlraum, dessen Wände auf einer konstanten Temperatur T gehalten werden (z.B. in einem Wärmebad dieser Temperatur). Von diesen



Wänden werde Strahlung in den Hohlraum emittiert und die aus diesem auf die Wände fallende Strahlung wird von letzterem ganz oder zum Teil absorbiert. Je größer die Strahlungsmenge im Hohlraum ist, umso größer wird auch die auf die Wände fallende Menge sein, und um so größer auch die von ihnen absorbierte Menge. Die Menge der Strahlung im Hohlraum wird daher zu- oder abnehmen, bis der Verlust durch Absorption der von den Wänden ununterbrochen emittierten Strahlung gerade das Gleichgewicht

hält. Die Gleichgewichtsverteilung der Strahlung, sowohl im Bezug auf ihre Dichte als auch auf ihre Frequenz wird daher durch die Temperatur der Wände vollkommen bestimmt. Das *Kirchhoff-Planck'sche-Gesetz* für einen beliebigen Körper im thermodynamischen Gleichgewicht beschreibt das Verhältnis von Absorptions- zu Emissionsvermögen:

$$\varepsilon_\lambda = a_\lambda S_\lambda(T) . \quad (3.22)$$

Darin ist die *Ergiebigkeit* $S_\lambda(T)$, auch als *Quellfunktion* bezeichnet, eine universelle Funktion der Temperatur und der Frequenz. Für $a_\lambda = 1$, d.h. also für maximale Absorption, ergibt sich dann eine maximale Ausstrahlung für diese Temperatur T .

Bohren wir ein kleines Loch in den obigen Hohlraum, so verschluckt dieses durch mehrfache Absorption und Reflektion im Innern alle auftreffende Strahlung. Der Hohlraum stellt daher einen *schwarzen Körper* dar, die von dem Hohlraum ausgehende Strahlung wird demzufolge als *schwarze Strahlung* oder *Schwarzkörperstrahlung* bezeichnet. Ist $a_\lambda = 1$ für alle λ (schwarzer Körper), so wird die universelle Funktion $S(T)$ im Kirchhoff-Planck'schen-Gesetz (3.51) durch das *Planck'sche Strahlungsgesetz* beschrieben. Diese gibt an, wieviel Strahlungsenergie pro Wellenlängeneinheit von der Flächeneinheit eines schwarzen Körpers in einer Zeiteinheit in einen Einheitsraumwinkel abgestrahlt wird:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1} \quad (3.23)$$

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} . \quad (3.24)$$

Die gesamte Ausstrahlung eines schwarzen Körpers ergibt sich durch Integration über die Plancksche Strahlungskurve und wird als *Stefan-Boltzmann-Gesetz* bezeichnet:

$$q = \pi F = \pi \int_0^\infty B_\lambda(T) d\lambda = \sigma T^4 . \quad (3.25)$$

Die Strahlungskonstante σ beträgt $8.26 \cdot 10^{-11} \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ K}^{-4}$ bzw. $5.6708 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$. Für einen beliebigen anderen Körper lässt sich, solange sich für diesen ein *mittleres Emissionsvermögen* $\bar{\varepsilon}$ bestimmen lässt, die von einer Einheitsfläche in einer Zeiteinheit in den Halbraum abgegebene Gesamtenergie bestimmen als:

$$q = \pi F = \pi B(T) = \sigma \bar{\varepsilon} T^4 . \quad (3.26)$$

Das Stefan-Boltzmann-Gesetz wird in den weiteren Betrachtungen häufiger verwendet werden, da es sehr einfache Abschätzungen über die Temperatur eines Körpers gestattet. Dabei wird das Gesetz des öfteren auch auf emittierende Körper angewandt, die keine schwarzen Strahler sind. In dem Falle wird die gesamte Ausstrahlung des Körpers als ein Maß für die *Effektivtemperatur* eines Körpers betrachtet, d.h. als ein Maß für die Temperatur, die ein schwarzer Körper haben müsste, um den gleichen Gesamtstrahlungsstrom zu emittieren:

$$\pi F = \sigma T_{eff}^4 . \quad (3.27)$$

Die Effektivtemperatur wird manchmal auch als die *Strahlungstemperatur* bezeichnet.

Das *Wien'sche Verschiebungsgesetz* ergibt sich aus dem Plank'schen-Strahlungsgesetz durch Ableitung und Null setzen. Es beschreibt die Wellenlänge des Maximums der Planckschen Kurve in Abhängigkeit von der Temperatur:

$$\lambda_{max} T = const = 2884 \mu\text{m K} . \quad (3.28)$$

Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Maximum der emittierten Strahlung also zu niedrigeren Wellenlängen bzw. höheren Frequenzen. Mit Hilfe des Wien'schen Verschiebungsgesetzes lässt sich bei bekannter Wellenlänge der Maximalintensität unter der Annahme, dass der Strahler ein schwarzer Körper sei, dessen Temperatur abschätzen.

Bodenbedeckung	Albedo
Schnee:	
- frisch gefallen	75 - 95%
- gealtert	40 - 70%
See-Eis	30 - 40%
Wasser	7 - 20%
Wolken	40 - 90%
Sand	20 - 45%
Vegetation	5 - 25%
Beton	17 - 27%
Asphalt	5 - 10%

Tabelle 3.1: Albedo-Werte wichtiger Oberflächen. Die Albedo bezeichnet das Reflexionsvermögen eines Materials bezüglich der einfallenden kurzwelligigen solaren Strahlung

3.2.5 Albedo

Die *Albedo* A ist das Verhältnis von reflektierter zu einfallender solarer, d.h. kurzwelliger, Strahlung. Man kann die Albedo auch als Reflektivität oder Reflektionsvermögen bezeichnen. Tabelle 3.1 fasst die Werte der Albedo für einige Materialien zusammen. Die absorbierte Strahlung ist durch das $(1-A)$ fache der einfallenden Strahlung gegeben. Die Albedo ist also eine Größe, die bestimmt, in welcher Weise ein Körper (z.B. Erdoberfläche oder Wolke) in den Strahlungshaushalt der Atmosphäre eingreift.

Materialien mit ungefähr gleicher Albedo können allerdings gegenüber der Sonneneinstrahlung unterschiedlich reagieren: in einer Sandwüste erfolgt die Absorption in einer relativ dünnen Oberflächenschicht mit schlechtem Wärmeleitungsvermögen. Die Wüste heizt sich daher tagsüber oberflächlich stark auf und strahlt die aufgenommene Energie nachts relativ schnell wieder an die Atmosphäre ab. Die Folge sind starke Tag-Nacht-Variationen in der Temperatur. Im Meer erfolgt die Absorption dagegen bis in wesentlich tiefere Schichten. Zusätzlich kann sich die Wärme durch Wellen, Wärmeleitung und Turbulenz verteilen. Der Ozean verteilt die aufgenommene Energie also auf ein großes Volumen, das sich dadurch nicht so stark erwärmt wie der Wüstenboden. Die nächtlichen Strahlungsverluste über die Oberfläche sind geringer – damit sind auch die Tag-Nacht-Variationen geringer und der Ozean wirkt als Wärmespeicher.

Obwohl die Albedo sehr stark von der Bedeckung des Erdbodens (Art der Vegetation, Wüsten, Bebauung, Flächenversiegelung und -nutzung, Schnee- und Eisbedeckung) abhängig ist, lässt sich für verschiedene Bereiche der Erde zumindest ein Flächenmittel angeben: In den mittleren Breiten sind große Gebiete vegetationsbedeckt und es ergibt sich eine mittlere Albedo von 16%. Für die Ozeane der Tropen und der mittleren Breiten ergibt sich eine Albedo von ca. 8%, die schneebedeckten Tundren der nördlichen Breiten haben eine Albedo von 80%, verschneite Waldflächen dagegen nur eine von 40%.

3.2.6 (Natürlicher) Treibhauseffekt

Die bisher behandelten Strahlungsgesetze können wir an einem einfachen Beispiel anwenden, der Bestimmung der Effektivtemperatur der Erde. Dazu stellen wir uns die Erde als eine homogene rotierende Kugel vor mit einer Albedo von 30% (das entspricht der beobachteten mittleren Albedo), allerdings ohne Atmosphäre. Die einzigen Wärmetransportprozesse sind die Absorption der einfallenden Sonnenstrahlung und die Emission von thermischer Infrarotstrahlung. Da sich die Erde weder erwärmt noch abkühlt, müssen sich beide Strahlungsströme im Mittel die Waage halten.

Die Einstrahlung ist durch die Solarkonstante S_{\odot} bestimmt. Von dieser wird ein Anteil A sofort in den Weltraum zurück reflektiert, ein Anteil $1 - A$ absorbiert. Für den absorbierten Strahlungsstrom erhalten wir also $(1 - A)S_{\odot}$. Die gesamte absorbierte Energie ergibt sich durch Multiplikation mit der Fläche, über die dieser Strahlungsstrom einfällt. Ausführlich könnten wir hier die der Sonne zugewandte Hemisphäre der Erde nehmen und für jeden Breiten- und Längenbereich berücksichtigen unter welchem Winkel die Strahlung auftritt und dann integrieren. Wir können uns diesen Ansatz aber auch ersparen: die Absorption erfolgt über eine Fläche, die der Querschnittsfläche der Erde entspricht, d.h. über πR_{\oplus}^2 ,

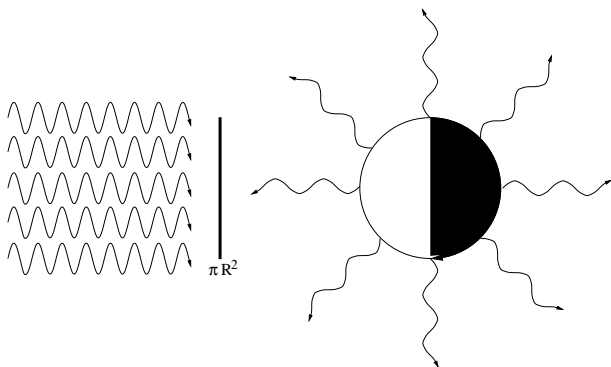


Abbildung 3.6. Abschätzung der Effektivtemperatur der Erde aus der Strahlungsbilanz

vgl. Abb. 3.6.

Die Ausstrahlung erfolgt nach dem Stefan–Boltzmann–Gesetz. Für den Strahlungsstrom ergibt sich dann σT^4 . Da die Erde rotiert, wird dieser Strahlungsstrom sowohl auf der Tag- als auch auf der Nachtseite emittiert, d.h. die Ausstrahlung erfolgt über die Oberfläche $4\pi R_E^2$ der Kugel. Damit ergibt sich für die Strahlungsbilanz

$$(1 - A) S_{\odot} \pi R_E^2 = \sigma T^4 4\pi R_E^2 . \tag{3.29}$$

Auflösen nach T ergibt für die Effektivtemperatur

$$T = \sqrt[4]{\frac{(1 - A) S_{\odot}}{\sigma}} \approx 253 \text{ K} . \tag{3.30}$$

Die so ermittelte effektive Temperatur von 253 K liegt zwar bereits in der richtigen Größenordnung, ist aber verglichen mit der beobachteten mittleren Bodentemperatur von 287 K um 34°C zu niedrig und liegt noch deutlich unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser. Die Differenz zwischen der beobachteten mittleren Temperatur und der hier ermittelten Effektivtemperatur ergibt sich durch den *Treibhauseffekt*: die in unserem Modell vernachlässigte Atmosphäre läßt zwar die kurzwellige solare Strahlung ohne Absorption passieren, die langwellige terrestrische Ausstrahlung dagegen wird am Wasserdampf und anderen Spurengasen (im wesentlichen CO₂) absorbiert. Dies führt zu einer Erwärmung der Atmosphäre. Diese strahlt dann ebenfalls langwellige Infrarotstrahlung ab, von der ein Teil in den Weltraum entweicht, ein Teil aber auch auf den Erdboden trifft und dort zu einer weiteren Erwärmung beiträgt. Diese recycelte terrestrische Ausstrahlung ist es, die den Treibhauseffekt ausmacht. Dabei handelt es sich jedoch nicht um den durch die anthropogenen Einträge von Spurengasen bedingten Treibhauseffekt sondern die natürlich in der Atmosphäre vorkommenden treibhauswirksamen Spurengase wie Wasserdampf und Kohlendioxid.

3.3 Wiederholung: Wärme und Wärmetransport

Abschnitt werden grundlegende Konzepte zu Wärme und Wärmetransport aus der Grundvorlesung wiederholt, einige Formulierungen sind gegenüber den Grundlagen so verändert, dass sie dierekt auf die Bedingungen der Ozeane übertragen werden können.

3.3.1 Wärme und Wärmemenge

Die Temperatur T ist ein Maß für die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle eines Stoffes, die Wärmemenge Q kann dann als die kinetische Energie der im Stoff enthaltenen Moleküle interpretiert werden. Bei der Erhöhung der Temperatur wird einem Stoff eine *Wärmemenge*

$$\Delta Q = c m \Delta T = c \rho V \Delta T = s V \Delta T \tag{3.31}$$

zugeführt. Darin ist c [J/(kg K)] die *spezifische Wärmekapazität* als ein Maß für die Energie, die die Moleküle bei Erhöhung der Temperatur gewinnen. Die spezifische Wärmekapazität wird daher auch

als Wärmespeicherkapazität bezeichnet. In kontinuierlichen Medien wird häufig die *Wärmespeicherzahl* $s = c_Q$ [J/(m³K)] verwendet, d.h. eine spezifische Wärmekapazität, die nicht auf die Masse sondern auf das Volumen bezogen ist.

Der *Wärmestrom*

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt} \quad (3.32)$$

gibt die Änderung der Wärmemenge pro Zeit an, seine Einheit ist eine Leistung. Er steht mit dem *Strahlungsstrom* q als der Leistung pro Fläche bzw. der von einer Flächeneinheit in einer Zeiteinheit emittierten Strahlungsenergie in Beziehung über

$$q = \frac{\dot{Q}}{A}. \quad (3.33)$$

Die spezifische Wärmekapazität in (3.31) ist keine Konstante sondern verändert sich z.B. mit der Temperatur. Mit c_p wird die *spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck* bezeichnet. Für sie gilt

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial T^2}\right)_p \quad (3.34)$$

mit α als dem spezifischen Volumen, dessen Temperaturabhängigkeit sich gemäß (2.34) beschreiben lässt. Typische Werte der Druckabhängigkeit von c_p geben eine Abnahme von ca. 0.8% pro 1000 db.

Für die *spezifische Wärme* c_v bei konstantem Volumen gilt

$$c_v = c_p + T \frac{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_p^2}{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_T} = c_p - \alpha T \frac{e^2}{\kappa_{\text{isoth}}} \quad (3.35)$$

mit e als dem Koeffizienten der Wärmeausdehnung und κ_{isoth} als der Kompressibilität bei konstanter Temperatur. Der letzte Term ist relativ klein, so dass c_v maximal 2% kleiner ist als c_p . Das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten $\gamma = c_p/c_v$ für Meerwasser mit einem Salzgehalt von 34.85‰ beträgt bei 0°C 1.0004, bei 30°C 1.0207.

3.3.2 Verdunstung

Gleichung (3.31) kann nur dann angewendet werden, wenn die Materie während der Temperaturänderung im gleichen Aggregatzustand bleibt. Verändert sich dieser (z.B. bei Verdunstung oder Kondensation), so ändert sich die im Körper enthaltene Wärmemenge ohne dass es zu einer Änderung der Temperatur kommt. In diesem Fall wird eine Wärmemenge

$$Q = m c_{\text{Agg}} \quad (3.36)$$

zugeführt, wobei c_{Agg} die spezifische Wärmekapazität bei dem Wechsel eines Aggregatzustands bezeichnen soll, d.h. die latente Schmelz- oder Verdampfungswärme, vgl. Tab. 1.2.

Die Wärmemenge, die benötigt wird, um 1 g Seewasser zu verdunsten, variiert leicht mit der Temperatur und dem Salzgehalt; als Faustregel kann man einen Wert von 2400 J annehmen. Im Jahresmittel verdunstet eine 1.2 m dicke Schicht Oberflächenwasser von den Ozeanen. Dies lässt sich in einen Energiestrom von 100 W/m² umrechnen. Von den drei Prozessen in (3.1), die für eine Wärmeabfuhr verantwortlich sind, ist die Verdunstung damit der wichtigste.

Allerdings ist die Verdunstung weder messtechnisch noch theoretisch einfach zu erfassen. Knauss (1997) liefert dafür eine sehr anschauliche Erklärung. Stellen Sie sich dazu eine in Ruhe befindliche isotherme Luftschicht über einem ebenfalls in Ruhe befindlichen isothermen Ozean vor. Beide Medien haben gleiche Temperatur. In diesem Fall gibt es keine Turbulenz und aufgrund der gleichen Temperaturen von Ozean und Atmosphäre wird auch keine Konvektion angeregt. In diesem Fall ist eine vernünftige Berechnung der

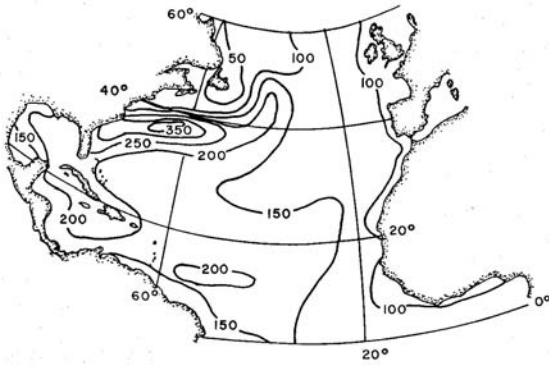


Abbildung 3.7. Abgeschätzte Verdunstungsrate über dem Nordatlantik in cm/Jahr. Im Bereich des Golfstroms liegt diese Rate ungefähr das dreifache über dem globalen Mittel. Fehler in derartigen Abschätzungen können bis zu 30% betragen (Knauss, 1997)

Verdunstungsrate möglich, solange man die Temperatur des Wassers und die relative Luftfeuchte kennt. Diese Rechnungen ließen sich auch durch Laborexperimente verifizieren.

Im realen Ozean ist die Situation etwas anders. Der Wind führt zur Bildung von Wellen an der Wasseroberfläche und damit zu Turbulenz in der darüber liegenden Luftschicht. Schon ab Windgeschwindigkeiten von 5–6 m/s steilen sich die Wellen so weit auf, dass sie zu brechen beginnen und Gischt in die Luft geschleudert wird. Gleichzeitig werden Luftblasen in den Wasserkörper eingebracht. Als generelle Faustregel gilt, dass Luft bei geringer relativer Luftfeuchtigkeit aus dem bewegten Ozean wesentlich mehr Wasserdampf aufnehmen kann als aus dem ruhigen Ozean.²

Ein weiterer Effekt beeinflusst die Verdunstung. Meistens ist der Ozean ein oder zwei Grad wärmer als die Atmosphäre. Dadurch wird Konvektion angeregt: die direkt über der Wasseroberfläche liegende, mit Feuchtigkeit stark angereicherte Luftschicht wird erwärmt, steigt auf, und wird statt dessen durch trockenere Luft aus höheren Schichten ersetzt. Diese kann mehr Feuchtigkeit aufnehmen und der Vorgang wiederholt sich.

Anschaulich lassen sich diese Prozesse einfach beschreiben, ebenso wie die Abhängigkeiten:

- die Verdunstung nimmt mit zunehmendem Temperaturunterschied (stets Wasser wärmer als Atmosphäre) zwischen Wasser und Atmosphäre zu.
- die Verdunstung nimmt zu mit abnehmender relativer Luftfeuchtigkeit.
- die Verdunstung nimmt zu mit zunehmender Windgeschwindigkeit.

Auf Basis dieser theoretischen Überlegungen gibt es verschiedene Ansätze, den Transport latenter Wärme durch die Ozeanoberfläche zu beschreiben. Dazu werden die beiden Prozesse entsprechend der oben genannten Abhängigkeiten parametrisiert.

Die einfachste Abschätzung für die transportierte Menge latenter Wärme nimmt einem linearen Zusammenhang an zwischen der Windgeschwindigkeit v , der Differenz der relativen Feuchtigkeiten e_a der Luft in einer gewissen Höhe (meist 10 m) oberhalb der Wasseroberfläche und e_W an der Wasseroberfläche, und einer numerischen Konstanten c_e :

$$Q_e = c_e (e_w - e_a) v . \quad (3.37)$$

Dabei wird die Turbulenz durch die Windgeschwindigkeit parametrisiert, die Konvektion geht in die beiden unterschiedlichen relativen Luftfeuchten ein. Andere Ansätze berücksichtigen die Windgeschwindigkeit v nicht explizit sondern parametrisieren sie in der Konstanten c_e mit oder verwenden turbulente Austauschkoefizienten, wie in Abschn. 6.2.3 beschrieben.

Als ein Beispiel für die Ergebnisse derartiger Rechnungen ist in Abb. 3.7 die über das Jahr gemittelte Verdunstungsrate für den Nordatlantik dargestellt. An diesem Beispiel wird die große räumliche Variabilität der Verdunstungsraten deutlich. Die Kombination kalter und relativ trockener Luftmassen, die vom

²Sie können sich dies mit einem einfachen Argument plausibel machen: Wellen und insbesondere die Wassertröpfchen der Gischt haben zusammen eine wesentlich größere Oberfläche als es der unbewegte Ozean hätte. Damit liegt ein wesentlich größere Zahl von Wassermolekülen an der Grenzfläche zwischen Wasser und Luft. Bei geringer relativer Luftfeuchtigkeit führt die normale Brown'sche Bewegung der Moleküle dazu, dass weniger Wassermoleküle aus der Luft in den Ozean übergehen als umgekehrt – Verdunstung findet statt. Und im bewegten Ozean über eine viel größere Fläche als im ruhigen Ozean.

nordamerikanischen Kontinent über den trockenen Golfstrom geweht werden, und relativ hohen Windgeschwindigkeiten erzeugen die höchsten Verdunstungsraten in irgendeiner ozeanischen Region: teilweise mehr als 1 cm pro Tag. Aus dieser Abbildung wird auch deutlich, dass die Wassertemperatur nicht der einzige die Verdunstung bestimmende Faktor ist: über den warmen äquatorialen Ozeanen ist die Verdunstung deutlich geringer – zum einen ist die Temperaturdifferenz zur Atmosphäre kleiner, zum anderen ist die Luftfeuchtigkeit relativ hoch. Aber auch die trockenen Luftmassen der hohen Breiten führen nicht zu einer hinreichend hohen Verdunstung, da hier die Temperaturen generell zu gering sind und trockene kalte Luft keine großen Feuchtigkeitsmengen aufnehmen kann – selbst wenn der Temperaturunterschied zwischen Wasser und Luft groß ist.

3.3.3 Fühlbare Wärme

Der Transport fühlbarer Wärme entsteht durch Wärmeleitung und Konvektion. Auch hier ist die Richtung des Wärmestroms eindeutig, da der Ozean, wie schon beim Transport latenter Wärme erwähnt, in der Regel wärmer ist als die Atmosphäre – mit Ausnahme einiger küstennaher Bereiche, in denen Luftmassen noch ihre kontinentalen Eigenschaften behalten haben. Wie bei der Verdunstung trägt auch hier die Turbulenz den Hauptanteil am Wärmetransport.

Auch für den Transport fühlbarer Wärme werden verschiedene empirische Modelle aufgestellt. Der Wärmestrom wird dabei größer mit zunehmender Temperaturdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre und mit zunehmender Windgeschwindigkeit, da letztere als ein Indikator für eine Zunahme des Transports über die Grenzfläche Ozean–Atmosphäre verwendet werden kann. Die einfachste formale Darstellung ist

$$Q_h = c_h (T_w - T_a) v \quad (3.38)$$

mit T_w und T_a als den Temperaturen des Oberflächenwassers bzw. der direkt über der Wasseroberfläche liegenden Atmosphärenschicht, v als der Windgeschwindigkeit und c_h als einer empirisch bestimmten Konstanten. Alternativ kann auch hier mit turbulenten Austauschkoefizienten gearbeitet werden.

Die Probleme dieser Formulierung sind ähnlich denen bei der Beschreibung des Transports latenter Wärme. Typische Fehler liegen im Bereich von 30% bei einem sensiblen Wärmestrom von 15 W/m². Diese Unsicherheit machen eine Auswertung der Wärmebilanz nicht einfacher.

Der der Transport latenter Wärme ebenso wie der Transport sensibler Wärme von den gleichen Parametern bestimmt werden, gibt es verschiedene Versuche, beide Transportprozesse ins Verhältnis zu setzen. Der Quotient Q_l/Q_h wird als *Bowen-Verhältnis* oder die *Bowen-Zahl* bezeichnet, benannt nach Bowen, der diese Prozedur 1926 erstmals vorschlug. Jüngere Beobachtungen lassen jedoch vermuten, dass die beiden Prozesse nicht so einfach skalieren, dass eine derartige Verhältnisbildung sinnvoll ist.

3.3.4 See-Eis und Formation der Halokline

Die bisher beschriebene Bilanzgleichung ist für die freien Wasserflächen der Ozeane sinnvoll. Zu jeder Zeit sind jedoch 6 bis 8% der Wasserfläche mit Eis bedeckt. Für diese Bereiche gilt eine andere Energiebilanz.

- die Eisbedeckung verhindert, dass einfallende solare Strahlungsenergie bis auf die Wasseroberfläche gelangt. Stattdessen wird aufgrund der hohen Albedo von 30 bis 40% (bei frisch gefallenem Schnee sogar 95%) ein großer Teil der auftreffenden Energie reflektiert.
- die nicht reflektierte einfallende Strahlung wird innerhalb weniger mm vom Eis absorbiert.
- aufgrund der festen Eisoberfläche trägt der Wind und damit die turbulente Bewegung nicht zum Austausch bei.

Der einzige Transportprozess von einfallender Strahlung ist die Wärmeleitung durch das Eis. Da das Eis jedoch kälter ist als das darunter liegende Wasser, ist dieser Wärmestrom vom Wasser in das Eis gerichtet – die Energie der einfallenden solaren Strahlung dagegen wird nicht vom Eis in den Ozean transportiert. In Bereichen mit dauerhafter Eisbedeckung gibt es also nur einen Wärmestrom vom Ozean in das Eis und von dort an die Atmosphäre: der Ozean ist eine Wärmequelle. Die Wärme, die während des Sommers absorbiert wird, taut die Oberfläche des Eises an, d.h. die Eisdecke wird verdünnt, es kommt jedoch nicht

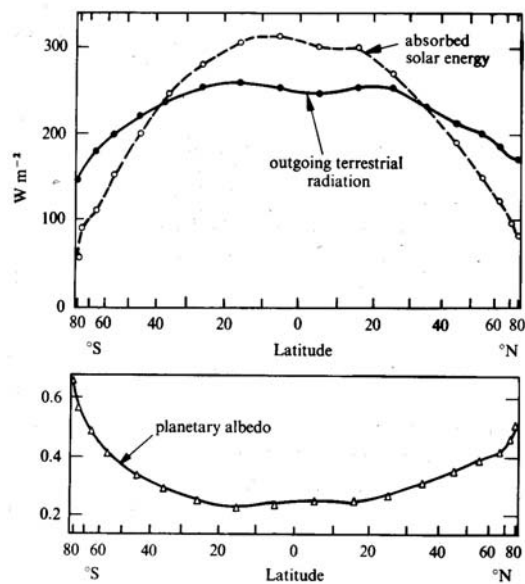


Abbildung 3.8. Breitenverteilung der Strahlungsbilanz der Erde (oben) und der Albedo (unten) (Houghton, 1986)

zu einer Wärmezufuhr an den Ozean. Nur an den Rändern des Eisschildes schmilzt dieser, so dass dem Ozean mit dem Schmelzwasser und durch Vergrößerung der freien Fläche Wärme zugeführt wird.

Während des Winters ist die Menge der einfallenden solaren Strahlung sehr gering; in hohen Breiten ist sie zumindest über dem arktischen Ozean Null. Allerdings sind diese Regionen auch nicht vollständig mit Eis bedeckt: Wind und Strömungen bewirken in einigen Bereichen dichte Packungen von Eis, die zu hohen Rücken aufgedrückt werden können. Dabei entstehen an anderen Stellen jedoch auch eisfreie Wasserflächen, in denen die oben beschriebenen Wärmetransportprozesse (mit Ausnahme der verschwindenden einfallenden solaren Strahlung) stattfinden können. In diesen Bereichen kann der Wärmestrom bis zu 250 W/m^2 betragen; aus Satellitenbeobachtungen lässt sich die eisfreie Wasserfläche zu 5 bis 15% im Winter abschätzen. Im Sommer ist sie ungefähr doppelt so groß. Diesen eisfreien Bereichen wird eine große Bedeutung für die Wärmebilanz der Ozeane in hohen Breiten zugeschrieben.

Die Variation in der Dicke der Eisschicht kann in Analogie zur Ausbildung und Dissipation der *Thermokline* im freien Ozean betrachtet werden: im Winter, wenn der Wärmeverlust von der Oberfläche groß ist, wird die Schicht dicker. Im Sommer dagegen wird die überschüssige einfallende solare Strahlung zum Schmelzen des Eises verwendet. An den Rändern des Eisfeldes schmilzt dieses vollständig, in den polaren Bereichen reduziert sich seine Stärke durch Schmelzen und Verdunstung. Neues Eis im zentralen arktischen Ozean wächst um ca. 1.5 m während des ersten Jahres und anschließend um 0.2 m/Jahr. Diesem kontinuierlichen Wachstum ist eine jährliche Oszillation überlagert.

3.4 Strahlungsbilanz

Bevor wir versuchen, eine vollständige Energiebilanz der Ozeane aufzustellen, beginnen wir mit der globalen Strahlungsbilanz, da der Wärmetransport durch Strahlung den Hauptteil des Wärmetransports ausmacht.

Für die lokale Strahlungsbilanz sind zwei Faktoren von Bedeutung:

- die lokale Albedo, die auf Grund der Arktischen und Antarktischen Eisflächen in hohe Breiten ihre Maximalwerte annimmt.
- der (breitenabhängige) solare Zenithwinkel.

Beide Effekte zusammen führen zu einer starken Absorption solarer Strahlung in niedrigen Breiten, da dort der Zenithwinkel groß ist (die Sonne steht zumindest Mittags nahezu senkrecht am Himmel) und gleichzeitig die Albedo klein ist, d.h. der größte Teil der auftreffenden solaren Einstrahlung wird auch absorbiert.

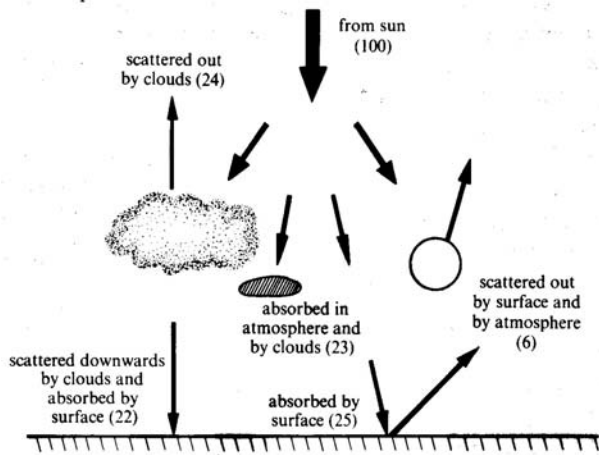


Abbildung 3.9. Strahlungsbilanz der Atmosphäre: wechselwirkung der einfallenden Strahlung mit der Erdatmosphäre (Houghton, 1986)

Die breitenabhängige Albedo ist in Abb. 3.8 dargestellt (unterer Teil), zusammen mit der breitenabhängigen Strahlungsbilanz der Erde (oberer Teil). In der Strahlungsbilanz fällt auf, dass die hohen Breiten mehr Strahlung abgeben als sie von der Sonne aufnehmen (positive Strahlungsbilanz), während in der Nähe des Äquators mehr Strahlung absorbiert als emittiert wird (negative Strahlungsbilanz). Die Tatsache, dass die hohen Breiten weniger Strahlung absorbieren als emittieren, ist ein Hinweis darauf, dass es einen Mechanismus geben muss, der Energie von niedrigen zu hohen Breiten transportiert. Dabei handelt es sich um die globale Zirkulation. Im Breitenmittel ist die Strahlungsbilanz ausgewogen, d.h. es wird genauso viel Energie emittiert wie absorbiert.

Vom Weltraum aus gesehen lässt sich eine mittlere planetare Albedo definieren als die Menge der einfallenden Sonnenstrahlung, die sofort wieder in den Weltraum zurück reflektiert wird. Dieser Wert beträgt ca. 30% (Möller, 1973). Der Wert setzt sich zusammen aus der an Wolkenoberflächen reflektierten Strahlung (24% der einfallenden Strahlung) und der an Molekülen der Atmosphäre und am Boden reflektierten Strahlung (6% der einfallenden Strahlung), vgl. Abbildung 4.3. Die restlichen 70% der einfallenden kurzwelligeren Strahlung werden in der Atmosphäre und in Wolken absorbiert (23%), von Wolken in Richtung auf den Erdboden gestreut und dort absorbiert (22%) oder treffen direkt auf den Erdboden auf und werden absorbiert (25%).

Auf den Erdboden trifft jedoch nicht nur die direkte Sonnenstrahlung I_o , sondern auch ein Teil der diffusen Himmelsstrahlung D (der andere Teil wird in den Weltraum abgestrahlt). Beide zusammen werden als die *Globalstrahlung* G bezeichnet:

$$G = I_o \sin \theta + D . \tag{3.39}$$

Die Globalstrahlung schwankt mit Breite, Jahres- und Tageszeit. Für klimatologische Betrachtungen, insbesondere im Bezug auf die Breitenabhängigkeit, wird in der Regel die Globalstrahlung anstelle der direkt einfallenden Sonnenstrahlung verwendet (vgl. z.B. Weischet (1983)). Von der auf die Erde fallenden

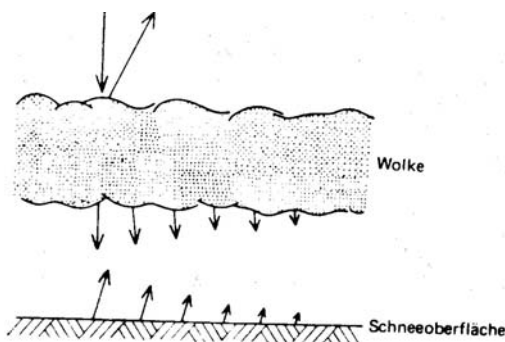


Abbildung 3.10. Globalstrahlung: Bei bedecktem Himmel entsteht über einer ausgedehnten Schneefläche eine wiederholte Reflexion zwischen der Wolkenunterseite und der Schneefläche, die beide eine hohe Albedo haben. Die Strahlung wird dadurch diffus und ihre Intensität ist höher als über einer nicht schneebedeckten Fläche (Liljequist and Cehak, 1984)

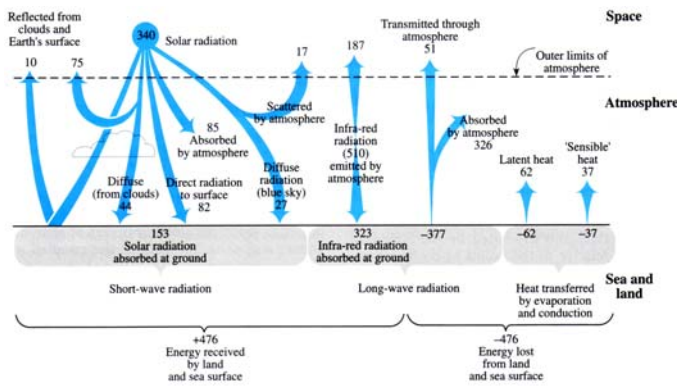


Abbildung 3.11. Energiebilanz in der Atmosphäre: alle Flüsse sind in W/m^2 gegeben. Summerhayes und Thorpe (1996) auf der Basis von Nieburger et al. (1982)

Strahlung wird nur der Teil $(1-A)$ absorbiert, d.h. für die absorbierte Globalstrahlung gilt:

$$G_{abs} = (1 - A) G = (1 - A) (I_0 \sin \theta + D) . \quad (3.40)$$

Bei bedecktem Himmel ist die Globalstrahlung aufgrund der hohen Albedo der Wolken (ca. 75%) wesentlich geringer als bei wolkenlosem Himmel. Über einem weiträumig verschneiten Gebiet (hohe Albedo) lässt sich die Globalstrahlung durch Mehrfachreflektion zwischen den Wolken und der Schneeoberfläche erhöhen, vgl. Abb. 3.10.

3.5 Energiebilanz: Atmosphäre

Da die Erde in hohen Breiten eine positive Strahlungsbilanz hat, in niedrigen jedoch eine negative, muss es meridionale Energietransportmechanismen geben, die für einen Ausgleich sorgen. Um diesen Mechanismen auf die Spur zu kommen, müssen wir uns etwas genauer mit der Energiebilanz der Atmosphäre und der Ozeane auseinander setzen.

Das deutlichste Zeichen des meridionalen Energietransports ist der bereits erwähnte Gradient in der Strahlungsbilanz zwischen Äquator und Pol; die treibende Kraft ist der Gradient in der einfallenden Sonnenstrahlung, vgl. Abb. 3.8. Der meridionale Energietransport wird im wesentlichen durch die Atmosphäre bewirkt, die Ozeane tragen ca. 30–40% zu diesem Energietransport bei – wobei ein Teil der ozeanischen Strömungen, insbesondere die Oberflächenströmungen, ihrerseits wieder durch die Atmosphärische Bewegung beeinflusst sind.

3.5.1 Energiebilanz der Atmosphäre

Hinweise zu den Möglichkeiten des Wärme- bzw. Energietransports bekommen wir, wenn wir uns die Energiebilanz in der Atmosphäre etwas genauer ansehen, vgl. Abb. 3.11. Die einfallende solare Strahlung wird reflektiert, gestreut und absorbiert. Der in der Atmosphäre und am Erdboden absorbierte Anteil der einfallenden kurzwelligeren Strahlung führt zur Erwärmung. Diese Wärme wird, ähnlich wie wir es bereits bei den Ozeanen am Anfang des Kapitels diskutiert haben, im Wesentlichen über drei Mechanismen abtransportiert:

- Emission langwelliger Strahlung: gemäß Wien'schem Verschiebungsgesetz (3.28) sind die Temperaturen so gering, dass das Maximum im Infraroten Bereich liegt. Daher sind die Planck'schen Kurven der beiden nahezu schwarzen Strahler Sonne und Erde soweit gegeneinander verschoben, dass die kurzwellige Strahlung der Sonne die Erdatmosphäre ohne nennenswerte Absorption passieren kann, die langwellige Strahlung der Erde dagegen nahezu vollständig in der Atmosphäre absorbiert wird, vgl. Abb. 3.12. Diese Absorption und Re-Emission im thermischen Infrarot ist für den Treibhauseffekt verantwortlich. Dieser ist in Abb. 3.11 durch die $323 W/m^2$ bezeichnet, beträgt also ungefähr 25% des durch die Solarkonstante gegebenen Strahlungsstroms. Emission langwelliger Strahlung trägt die Hauptlast am Wärmetransport vom Erdboden in die Atmosphäre und ist der einzige Mechanismus, der einen Energietransport in den Weltraum bewirkt.



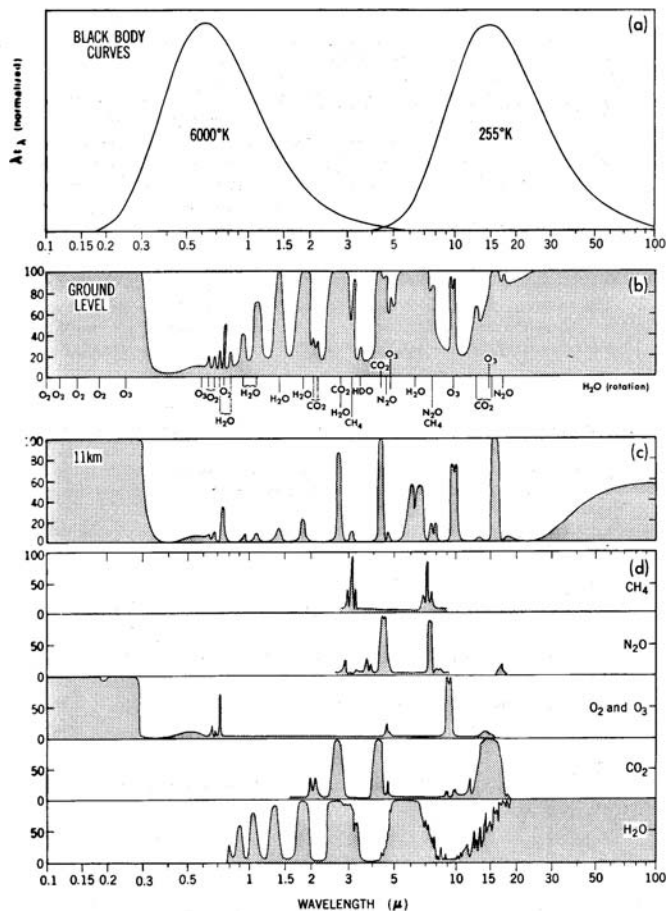


Abbildung 3.12. (a) Schwarzkörperstrahlung der Sonne (6000 K) und der Erde (255 K) sowie (b) Absorption der Atmosphäre insgesamt, (c) Absorption des Teils der Atmosphäre oberhalb 11 km und (d) Absorption der Atmosphäre für ausgewählte Spurengase (Peixeto and Oort, 1982)

- Transport fühlbarer Wärme, d.h. Konvektion. Die Bewegung wärmerer Luftpakete gegen einen Temperaturgradienten und die Mitführung wärmerer Luftpakete mit dem Wind führen zu effizientem Wärmetransport. Die molekulare Wärmeleitung, d.h. der Energietransport durch direkte Stöße benachbarter Moleküle ist in der Luft, ebenso wie im Ozean, viel langsamer als der Transport durch Konvektion und kann daher vernachlässigt werden.
- Transport latenter Wärme: Konvektion führt zu einem fühlbaren Wärmetransport, der Transport latenter Wärme erfolgt ebenfalls mit den bewegten Luftmassen, ist jedoch nicht fühlbar. Latente Wärme ist die im Wasserdampf gespeicherte Wärme: bei der Verdunstung wird dem Wasser Energie zugeführt, die bei seiner Kondensation in höheren (und damit kälteren³) Atmosphärenschichten wieder frei wird.

Die Bedeutung des Transports latenter Wärme lässt sich mit Hilfe von Abb. 3.13 veranschaulichen. Dort sind die Wasserreservoirs und die Flüsse zwischen diesen angegeben: die Verdunstung vom Land

³Der vertikale Temperaturgradient in der unteren Atmosphäre beträgt für trockene Luft 10 K/km, für feuchte Luft 6.5 K/km. Letzterer ist kleiner, da der Atmosphäre bei der Kondensation des Wasserdampfs dessen Kondensationswärme zugeführt wird.

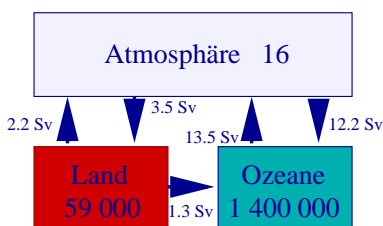


Abbildung 3.13. Verdunstung und Niederschlag. Angegeben sind die Größen der Wasser(dampf)reservoirs in 10³ km³ sowie die Flüsse zwischen ihnen (1 Sv = 10⁶ m³/s). Basierend auf den Werten in Baumgartner and Reichel (1975)

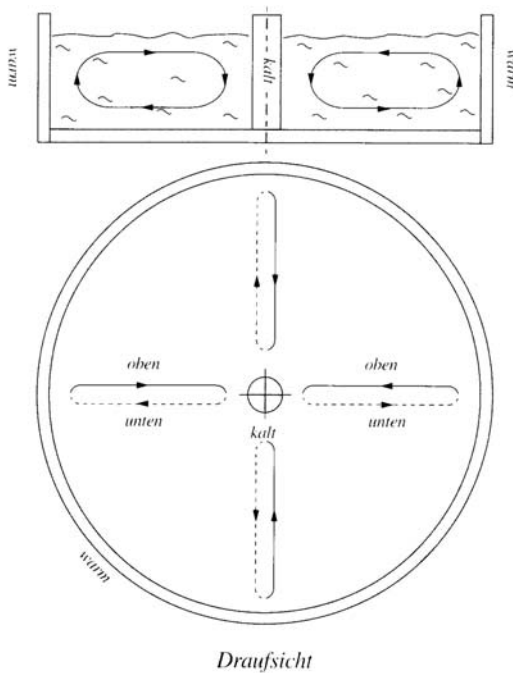


Abbildung 3.14. Wassertrog als Modellexperiment für die großräumige Strömung zwischen Äquator (geheizten Rand) und Pol (gekühlte Mitte) (Luchner, 1994)

in die Atmosphäre ist geringer als der Niederschlag aus der Atmosphäre auf das Land, die Differenz fließt über die Flüsse in die Ozeane ab. Diese Differenz zeigt sich auch wieder in der größeren Verdunstung aus den Ozeanen verglichen mit der Wasserzufuhr durch Niederschläge. Die unterschiedlichen Verdunstungs/Niederschlagsmuster geben einen Hinweis auf den Transport des Wasserdampfes bzw. der Wassertröpfchen in den Wolken in der Atmosphäre. Dieser Transport ist auch wirklich mit einem Energietransport verbunden: die Energie wird über den Ozeanen zur Verdunstung des Wassers zugeführt. Der größte Teil dieser Energie wird erst dann wieder frei, wenn beim Aufgleiten der wasserdampfhaltigen Luft auf ein Hindernis (Kontinent) die Kondensation einsetzt.

3.5.2 Windsysteme und globale Zirkulation

Der Strahlungstransport ist für die Energiebilanz innerhalb einer Luftsäule maßgeblich, da die großen Energieströme mit der langwelligen terrestrischen Ausstrahlung gekoppelt sind. Für den meridionalen Transport von Energie vom Äquator zu den Polen dagegen ist der Transport fühlbarer und latenter Wärme entscheidend, d.h. die großräumige atmosphärische Zirkulation.

Das Temperaturgefälle zwischen dem Äquator und den Polen ist der Motor der *großskaligen atmosphärischen* oder *globalen Zirkulation*. Dass ein derartiger Temperaturgradient eine Strömung antreiben kann, können wir uns in einem einfachen Modellexperiment klarmachen. Abbildung 3.14 zeigt dazu einen Wassertrog, der an der Außenseite (entspricht dem Äquator) geheizt wird, in der Mitte (Pole) jedoch gekühlt wird. Dann bildet sich eine Konvektionsströmung aus: An den warmen Rändern (Äquator) ist die Luft leicht und steigt auf. Am Boden entsteht daher ein geringerer, in der Höhe ein höherer Druck als weiter innen im Gefäß (bei niedrigeren Breiten). In Bodennähe strömt daher Wasser in Richtung auf den Rand (Äquator) zu, in der Höhe dagegen vom Rand in Richtung auf die Mitte (Pol). Am Pol kühlt dieses Wasser ab, wird schwerer und sinkt auf den Boden des Gefäßes, wo es in Richtung Äquator strömt. Auf diese Weise bildet sich eine einfache Konvektionszelle aus, die für einen Wärmetransport Äquator-Pol sorgt. Derartige Zellen werden *Hadley-Zellen* genannt, da ihre Existenz erstmals 1735 von Hadley für die Erdatmosphäre postuliert wurde. Nach Hadleys Vorschlag sollte es auf der Erde zwei derartige Zellen geben, jeweils eine auf der Nord- und auf der Südhalbkugel.

Nehmen wir die im Zusammenhang mit Abb. 3.14 hergeleitete Konvektionszelle und damit auch Hadley's Vorschlag ernst, so sollten wir am Boden eine stete Nord-Süd-Strömung beobachten: der Wind würde aus nördlicher Richtung wehen, vgl. linker Teil von Abb. 3.15. Diese Windrichtung würde aber, zumindest für

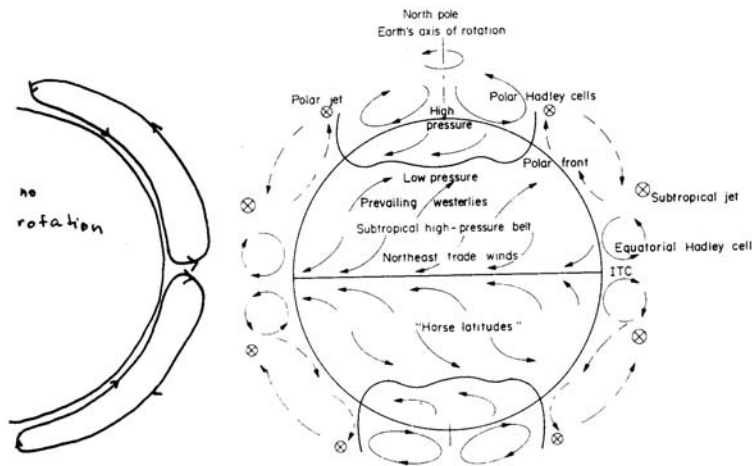


Abbildung 3.15. Hypothetische Hadley-Zirkulation (links) und Zirkulationsmuster auf der Erde (rechts) (Kandel, 1980)

unsere Breiten, unserer Erfahrung vollkommen widersprechen. Für Norddeutschland kommt der Wind vorherrschend aus westlicher Richtung, manchmal auch aus östlicher Richtung. Damit wäre die Strömung eher als breitenkreisparallel zu bezeichnen und nicht, wie eine Pol-Äquator-Strömung, senkrecht zu den Breitenkreisen ausgerichtet.

Unser einfaches Modell beruht allerdings auch auf einigen (stillschweigenden) Annahmen, die von der Natur nicht erfüllt werden. Wir haben bisher nicht berücksichtigt, dass (a) die Erde rotiert, d.h. auf ein bewegtes Luftpaket wirkt die Coriolis-Kraft, (b) die Erde keine glatte Kugel ist sondern eine typische Verteilung von See- und Landmassen aufweist, und (c) eine Strömung nicht zwingend laminar sein muss (d.h. glatt, eben, entspricht z.B. der Bewegung eines Wassertropfens auf einer Scheibe oder einer Wandtafel), sondern dazu tendiert, turbulent zu werden (Wildbach; Wirbelbildung und Ablösung).

Arbeiten wir diese Effekte der Reihe nach ab. Die mit der Rotation der Erde verbundene Coriolis-Kraft bewirkt, dass sich keine meridionale (d.h. längenkreisparallele) Strömung ausrichten kann. Da sich die Erde unter der Konvektionszelle wegdreht, würde sofort eine scheinbare Ablenkung entstehen, der Wind am Boden würde daher nicht aus nördlicher sondern aus nordöstlicher Richtung wehen.

Wahrscheinlich alle drei Effekte zusammen bewirken eine Aufspaltung der Hadley-Zelle, so dass sich pro Hemisphäre drei Zellen ergeben (Abb. 3.15, rechts). Die Zellen in der Nähe des Äquators und an den Polen verhalten sich wie Hadley-Zellen (Aufsteigen in niedrigen Breiten, Absinken bei höheren Breiten), die mittlere Zelle jedoch zeigt einen, allerdings schwächeren, Konvektionsstrom in die Gegenrichtung. An den Grenzen der Zellen bilden sich *Fronten* (Polarfront, Subtropenfront) und in der Höhe *Strahlströme*, sogenannte *Jets*, aus. Diese Jets sind für das Wettergeschehen von Bedeutung, da sie gleichsam ein Leitsystem für die wandernden Tiefdruckgebiete darstellen. Diese Fronten und die damit verbundenen Jets tendieren dazu, sich ständig mal polwärts mal äquatorwärts auszubeulen (*Rossby-Wellen*). Dabei kann es zu Vorstößen tropischer Warmluft polwärts oder zu Kaltlufteinbrüchen in Richtung Äquator kommen. Diese Ausbeulungen können sich abschnüren und zur Ausbildung wandernder Druckgebilde führen. Das Ausbeulen der Fronten ist dadurch bedingt, dass die Windgeschwindigkeiten der Jets so hoch sind (ca. 300 km/h), dass die Strömung turbulent ist. Dadurch kommt es zur Bildung von Wirbeln, die sich ablösen können. Ein ähnliches Phänomen wird auch beim Golfstrom beobachtet.

Die Ausbildung von Rossby-Wellen lässt sich auch im Modell erzeugen. Dazu ersetzen wir das ruhende System aus Abb. 3.14 durch ein rotierendes System, vgl. 3.16. In diesem Fall bildet sich nicht eine Konvektionszelle zwischen dem warmen und dem kalten Rand aus sondern die Konvektionszelle wird aufgebrochen in zwei Systeme von Konvektionszellen, je eins am warmen und am kalten Rand, sowie als Trennung zwischen diesen beiden eine *Rossby-Welle*. Dieses relativ einfache Modell erlaubt es also, die wesentlichen Merkmale der globalen atmosphärischen Zirkulation zu reproduzieren.

Modifikationen am Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol (z.B. durch das Verändern der Albedo der Pole durch Abschmelzen der Eisflächen oder durch eine allgemeine Erwärmung/Abkühlung der Erde, die in der Regel zu stärkeren Temperaturänderungen an den Polen als am Äquator führt) würden daher sowohl die großräumige Zirkulation verändern, als auch über die Entstehung und Wanderung der

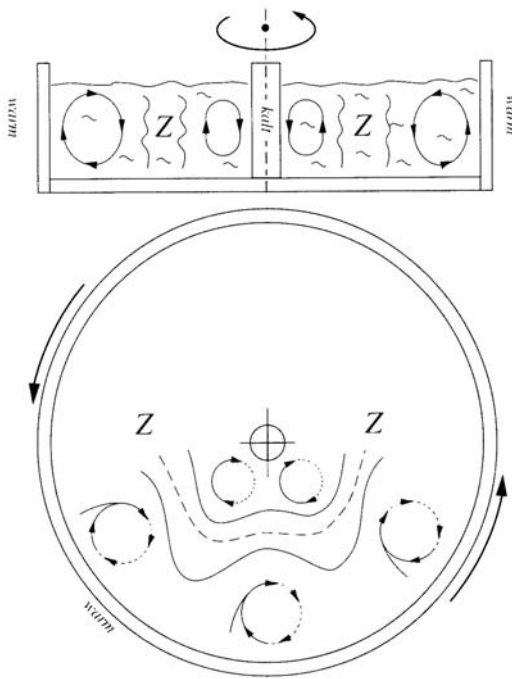


Abbildung 3.16. Rossby-Wellen im Modelltrog: der Wassertrog rotiert und es stellt sich ein anderer Strömungstyp ein (Luchner, 1994)

Druckgebilde das Wettergeschehen.

Abbildung 3.17 zeigt einen Querschnitt durch die Meridionalzirkulation zusammen mit der jahreszeitlichen Verlagerung der Zirkulationsglieder und der damit verbundenen Niederschlagsregime. Als erstes fällt an diesem Schnitt auf, wie unterschiedlich die Konvektionszellen ausgebildet sind: die äquatornahe Hadley-Zelle ist gleichsam ein Lehrbuchbeispiel für eine Konvektionszone: gut ausgebildet und in sich relativ geschlossen. Die mittlere Zelle (Ferrel-Zelle) dagegen ist nur als ein relativ schwacher Wirbel angedeutet. Die polare Hadley-Zelle ist deutlicher, allerdings kann man erkennen, dass sie nicht geschlossen ist, sondern ein Austausch mit der äquatorialen Hadley-Zelle besteht.

Die Bedeutung der großskaligen Zirkulation für das Klima in bestimmten Landstrichen lässt sich am besten an den beiden äquatorialen Hadley-Zellen veranschaulichen. Am Äquator steigt die Luft auf (*innertropische Konvergenzzone ITC*), beim Aufsteigen kondensiert der Wasserdampf und regnet aus, es entsteht das typische tropische Klima: heiss aufgrund der hohen Sonneneinstrahlung und nass aufgrund der großen Regenmengen. Die Luft, die innerhalb der tropischen Konvergenzzone aufgestiegen ist, ist am oberen Rand der Hadley-Zelle sehr trocken. Sie wandert dann vom Äquator weg und sinkt bei ungefähr 30° nördlicher bzw. südlicher Breite ab. Dabei erwärmt sich die Luft, so dass in diesen Bereichen heiße, aber extrem trockene Luft zugeführt wird (in größerem Maßstab der gleiche Effekt wie beim Föhn). Die Wüstengürtel der Erde lassen sich auf diese Weise verstehen. Je nach Jahreszeit verschiebt sich die äquatoriale Hadleyzelle etwas. Dies erklärt sich aus der Neigung der Erdochse: das Maximum der solaren

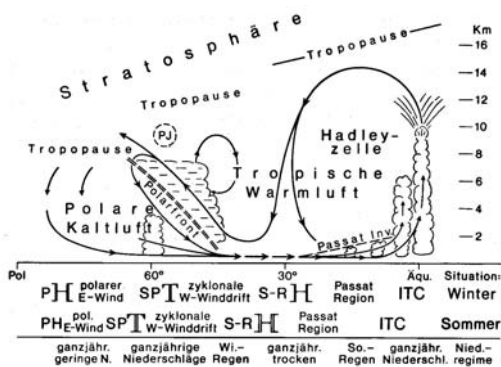


Abbildung 3.17. Schematischer Vertikalschnitt durch die meridionale Zirkulation auf einer Halbkugel mit der jahreszeitlichen Verlagerung der Zirkulationsglieder und den Folgen für die Niederschlagsregime (Weischet, 1983)

Einstrahlung liegt im Nordsummer nördlich, im Nordwinter südlich des Äquators. Entsprechend wandert die ITC im Nodsommer etwas in nördlicher Richtung, es gibt daher in niedrigen Breiten (ca. 15°N) Bereiche, die im Sommer durch Regen bestimmt sind, im Winter aber trocken sind. Entsprechend verschiebt sich auch der nördliche Rand der Hadley-Zelle zu höheren Breiten, d.h. es entstehen bei ca. 35°N Gürtel, in denen es im Winter regnet, im Sommer dagegen sehr trocken ist.

3.6 Energiebilanz der Ozeane

Die physikalischen Grundlagen für den polwärts gerichteten Wärmetransport durch die Ozeane sind die gleichen wie in der Atmosphäre: der Temperaturgradient zwischen Äquator und Pol ist der Motor jeden Strömungssystems.

Der Wärmetransport der Ozeane durch Strömungen ist jedoch wesentlich komplexer als in der Atmosphäre, da die Kontinente die Ausbildung freier Strömungssysteme verhindern. Neben der bereits in der Atmosphäre als wichtig identifizierten Coriolis-Kraft müssen wir bei einer Beschreibung der ozeanischen Zirkulationsmuster auch die durch die Kontinente gegebenen Randbedingungen berücksichtigen. Formal erfolgt hier die Beschreibung hauptsächlich durch Berücksichtigung der Reibungskräfte. Wir können jedoch eine wichtige Information aus der Atmosphäre direkt übernehmen: dort haben wir gelernt, dass Zirkulationssysteme drei-dimensional sind, d.h. es entstehen nicht nur die horizontalen (und zumindest am Boden leicht beobachtbaren Windsysteme), sondern durch die Ausbildung der Konvektionszellen gibt es auch stets Bereiche, in denen ein vertikaler Transport stattfindet. In den Ozeanen ist die Zirkulation selbstverständlich auch dre-dimensional, allerdings sind die für ein Aufquellen oder Absinken von Wassermassen verantwortlichen Kräfte komplexer. Insbesondere an den Westküsten der Kontinente spielen hier auch vom Wind getriebene Strömungen eine entscheidende Rolle. Um diese einzelnen Aspekte des Energietransports besser würdigen zu können, müssen wir uns in Kap. 4 zunächst einige Grundlagen der Hydrodynamik erarbeiten, insbesondere die Bewegungsgleichung, und können dann in Kap. 5 auf die Strömungssysteme eingehen.

Empfohlene Literatur

Als Literatur kann jedes Buch zur Atmosphärenphysik oder zur Ozeanographie verwendet werden, z.B. Dietrich et al. (1975), Grädel und Crutzen (1984), Houghton (1986), Knauss (1997), Peixeto and Oort (1982) oder Roedel (1994).

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Welche Wärmetransportprozesse müssen in der Wärmebilanz des Ozeans berücksichtigt werden?
2. Erläutern Sie den Unterschied zwischen latenter und fühlbarer Wärme.
3. Geben Sie eine Definition der Solarkonstante.
4. Erläutern Sie den Zusammenhang zwischen dem Planck'schen Strahlungsgesetz und dem Stefan-Boltzmann-Gesetz.
5. Erläutern Sie den Zusammenhang zwischen dem Planck'schen Strahlungsgesetz und dem Wien'schen Verschiebungsgesetz.
6. Geben Sie eine grobe Verteilung der von der Sonne emittierten Energie der elektromagnetischen Strahlung auf verschiedene Frequenzbereiche.
7. Das Stefan-Boltzmann-Gesetz ist streng nur für einen schwarzen Körper gültig. Wie kann man sich bei anderen Körpern behelfen?

8. Welche Bedeutung hat die Effektivtemperatur?
9. Steht die Effektivtemperatur in einer systematischen Beziehung zur realen Temperatur des Körpers?
10. Was versteht man unter Albedo?
11. Warum ist die aus einer einfachen Strahlungsbilanz ermittelte Effektivtemperatur der Erde niedriger als die beobachtete mittlere Bodentemperatur?
12. Was verstehen Sie unter dem Treibhauseffekt?
13. Warum unterscheidet man zwischen einem natürlichen und einem anthropogenen Treibhauseffekt. Welcher der beiden hat den größeren Einfluss?
14. Warum ist die Verdunstung und der damit verbundene Wärmetransport über den Ozeanen nicht im Laborexperiment zu simulieren?
15. Von welchen Parametern hängt die Verdunstung über den Ozeanen ab?
16. Geben Sie eine einfache Parametrisierung für den Transport latenter Wärme über dem Ozean. Begründen Sie die Abhängigkeiten.
17. Von welchen Parametern hängt der Transport fühlbarer Wärme ab?
18. Geben Sie eine einfache Parametrisierung für den Transport fühlbarer Wärme.
19. Wie beeinflusst Eisbedeckung den Wärmetransport und damit die Wärmebilanz?
20. Skizzieren Sie die Wärmeströme durch eine mit Meereis bedeckte Ozeanfläche.
21. Diskutieren Sie die Breitenabhängigkeit der globalen Strahlungsbilanz.
22. Welche relativen Anteile haben Ozeane und Atmosphäre am polwärtigen Wärmetransport? Diskutieren Sie Gemeinsamkeiten und Unterschiede der beiden Transportmedien (natürlich nur im Hinblick auf den Wärmetransport).
23. Stellen Sie eine Energiebilanz von Erdboden/Meeresoberfläche und Atmosphäre auf (schematische Darstellung der verschiedenen Wärmeflüsse, keine Zahlen erforderlich aber vielleicht Hinweise, welche Flüsse sich die Waage halten müssen).
24. Warum kann der Treibhauseffekt funktionieren: die solare Strahlung kommt praktisch ungehindert durch die Atmosphäre, dann müsste die terrestrische Ausstrahlung doch ebenfalls durchkommen.
25. Warum ist der vertikale Temperaturgradient für trockene Luft größer als für feuchte?
26. Was ist eine Hadley-Zelle?
27. Was für ein atmosphärisches Zirkulationsmuster würde sich bei einer ruhenden Erde ergeben?
28. Erläutern Sie die globale atmosphärische Zirkulation, insbesondere im Hinblick auf Zellen und typische Windsysteme am Boden.
29. Warum können die Ozeane nicht das globale atmosphärische Zirkulationssystem ausbilden? Welche Gemeinsamkeiten zwischen den Zirkulationssystemen finden sich dennoch?

Rechenaufgaben

1. Berechnen Sie, unter der Annahme einer mittleren Solarkonstante von 200 W/m^2 die Erwärmung einer 10 m dicken Schicht von Ozeanwasser innerhalb eines Monats.
2. Die Oberfläche eines 20°C und eines 4°C warmen Ozeans strahlen (jeweils als schwarze Körper) in das Weltall ab. Nehmen Sie an, dass keine weitere Wärmezufuhr oder -abfuhr erfolgt. Wie stark ändert sich die Temperatur einer 1 m dicken Ozeanschicht während einer Stunde/eines Tages/einer Woche/eines Monats?
3. Wie lange benötigen Sie, um bei einer mittleren Solarkonstante von 200 W/m^2 eine 2 cm dicke Schicht Ozeanwasser zu verdunsten? (keine weiteren Wärmequellen, keine Strahlungsverluste)

Zum vertieften Nachdenken

1. Das Wasser (insgesamt 250 l) in einem Solarkollektor hat im Laufe des Tages eine Temperatur von 70°C angenommen. Entwickeln Sie ein Modell, um die Abkühlung des Wassers im Laufe der Nacht zu bestimmen, unter den Annahmen, dass das Wasser als schwarzer Körper strahlt und dass der einzige Wärmetransport die Ausstrahlung ist.
2. Entwickeln Sie ein einfaches numerisches Modell, um den Tagesgang der Temperatur in einer 1 m dicken Ozeanschicht zu bestimmen, wenn die einzigen Wärmetransportprozesse Ein- und Ausstrahlung sind.
3. Skizzieren Sie ein einfaches Modell (Flussdiagramm?) zur Berechnung zeitlichen Entwicklung der Ozeantemperatur.

Abschätzungen

1. Machen Sie eine ganz einfache Abschätzung der mittleren (räumlich und zeitlich gemittelt) einfallenden solaren Strahlung. (Solarkonstante 1360 W/m^2)
2. Geben Sie eine einfache Abschätzung der Effektivtemperatur der Erde.
3. Vollziehen Sie das Statement, dass die mittlere jährliche Verdunstung einer 1.2 m mächtigen Ozeanschicht einem Energiestrom von ungefähr 100 W/m^2 entspricht, durch eine einfache Abschätzung nach. (Verdunstungswärme 2400 kJ/kg)

Kapitel 4

Hydrodynamik

In diesem Kapitel sollen einige Grundlagen der Hydrodynamik wiederholt werden. Dazu zählen insbesondere die Bewegungsgleichung (Navier-Stokes) in ihren verschiedenen Darstellungsformen sowie die Bernoulli-Gleichung, die die Energierhaltung in kontinuierlichen Medien beschreibt. Dieser Satz von Grundgleichungen bildet zusammen mit der Kontinuitätsgleichung eine Art Glaubensbekenntnis: sie sind zwar nicht ausreichend, um alle Phänomene in einem Ozean zu beschreiben, aber egal wie komplex das Phänomen und wie kompliziert unsere Beschreibung desselben – letztere darf nicht im Widerspruch zu den Grundgleichungen stehen. Wir werden auch die komponentenweise Darstellung der Bewegungsgleichung und die Skalenanalyse zur Identifikation der wichtigsten Terme der Bewegungsgleichung kennen lernen.

4.1 Bewegungsgleichung

Die Bewegungsgleichung in einem kontinuierlichen Medium, auch als *Impulsbilanz* bezeichnet, basiert, wie alle Bewegungsgleichungen, auf dem zweiten Newton'schen Axiom

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{p}}{dt} . \quad (4.1)$$

Die Änderung des Bewegungszustandes (Impulses) ergibt sich aus den auf das Teilchen wirkenden Kräften. Da wir bei der Beschreibung von kontinuierlichen Medien Volumenelemente statt Massen betrachten, bietet sich der Übergang auf Dichten an. Dazu teilen wir (4.1) durch das Volumen V und erhalten

$$\mathbf{f} = \varrho \frac{d\mathbf{p}}{dt} \quad (4.2)$$

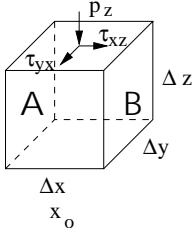
mit $\mathbf{f} = \mathbf{F}/V$ als der Kraftdichte, d.h. der auf ein Volumenelement bezogenen Kraft.

In diese Bewegungsgleichung sind jetzt auf der linken Seite die relevanten Kräfte bzw. Kraftdichten einzusetzen. Davon gibt es, je nach betrachtetem System, verschiedene, so dass in ganzer Zoo von Bewegungsgleichungen entsteht. Wir werden hier zuerst alle für geophysikalische kontinuierliche Systeme relevanten Kräfte zusammenfassen und am Ende des Abschnitts einen Bezug zu den häufig zitierten Gleichungen herstellen.

4.1.1 Druckgradientenkraft

Die Druckgradientenkraft haben wir bei der Herleitung der hydrostatischen Grundgleichung (2.5) bereits auf einer makroskopischen Basis kennen gelernt, auch wenn wir sie dort nicht explizit benannt haben.

Zur formalen Herleitung eines Ausdrucks für die Druckgradientenkraft wenden wir uns einer mikroskopischen Betrachtungsweise zu. Bereiche eines Gases mit unterschiedlichen Drücken p üben eine Kraft auf die Gasbestandteile aus: diese bewegen sich von Bereichen hohen Druckes in solche mit niedrigem


 Abbildung 4.1. Normalkräfte p und Scherkräfte τ an einem kubischen Volumenelement

Druck. Diese Kraft ist proportional dem Druckgradienten $-\nabla p$ und wird daher als Druckgradientenkraft bezeichnet.

Druck ist eine Folge der thermischen Bewegung der Gasbestandteile, im folgenden kurz als Teilchen bezeichnet. Die Druckgradientenkraft führt durch die Teilchenbewegung zu einem Transport von Impuls in ein Volumenelement hinein oder aus ihm heraus. Betrachten wir dazu ein Volumenelement $V|_{x_o} = \Delta x \Delta y \Delta z$ and der Stelle x_o , vgl. Abb. 4.1. Betrachten wir nur die Bewegung entlang der x -Achse. Dann gelangen Teilchen nur durch die Flächen A und B in das Volumen bzw. aus ihm heraus. Während eines Zeitintervalls bewegen sich $\Delta n = \Delta n_v v_x \Delta y \Delta z$ Teilchen mit der Geschwindigkeit v_x durch A hindurch in positive x -Richtung. Dabei ist $n_v = \int \int f(v_x, v_y, v_z) dv_y dv_z$ die Teilchenzahldichte von Teilchen der Geschwindigkeit v_x und f die Verteilungsfunktion der Teilchen, z.B. die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung.

Jedes Teilchen trägt einen Impuls mv_x . Der Gesamtimpuls P_A^+ , der durch die Fläche A in positive x -Richtung transportiert wird, ist dann

$$P_A^+ = \Sigma \Delta n_v m v_x^2 \Delta y \Delta z = \Delta y \Delta z \left[\frac{1}{2} m \langle v_x^2 \rangle n \right]_{x_o - \Delta x} . \quad (4.3)$$

Dabei wurde die Summe über Δn_v ersetzt durch den Mittelwert $\langle v_x^2 \rangle$ der Verteilungsfunktion multipliziert mit der Teilchenzahldichte n . Der Faktor $\frac{1}{2}$ deutet dabei an, dass nur die Hälfte der Teilchen im benachbarten Volumenelement bei $V|_{x_o - \Delta x}$ an der Stelle $x_o - \Delta x$ eine Geschwindigkeit in die positive x -Richtung haben und damit Impuls durch die Fläche A in das Volumen $V|_{x_o}$ transportieren können.

Allerdings gibt es auch Teilchen innerhalb $V|_{x_o}$ die eine Geschwindigkeit in positiver x -Richtung haben und daher Impuls durch die Fläche B aus dem Volumen heraus tragen. Diese bewirken einen Impulstransport

$$P_B^+ = \Delta y \Delta z \left[\frac{1}{2} m \langle v_x^2 \rangle n \right]_{x_o} . \quad (4.4)$$

Der Gesamtgewinn an positivem x -Impuls im Volumenelement V_{x_o} ist daher

$$P_A^+ - P_B^- = -\Delta y \Delta z \frac{1}{2} m \Delta x \frac{\partial n \langle v_x^2 \rangle}{\partial x} . \quad (4.5)$$

Teilchen, die sich in negative x -Richtung bewegen, verdoppeln den Impulsgewinn, da sie negativen x -Impuls in negative x -Richtung transportieren. Damit ergibt sich

$$\frac{\partial}{\partial t} (m n v_x) \Delta x \Delta y \Delta z = -m \frac{\partial}{\partial x} (n \langle v_x^2 \rangle) \Delta x \Delta y \Delta z . \quad (4.6)$$

Die Teilchengeschwindigkeit v_x lässt sich in zwei Anteile zerlegen: die mittlere Geschwindigkeit u_x der Strömung mit $u_x = \langle v_x \rangle$ und die thermische Geschwindigkeit $v_{x_{th}}$ mit $\langle v_{x_{th}} \rangle = 0$. Letztere ist durch eine ein-dimensionale Maxwell-Verteilung beschrieben. Zwischen der mittleren thermischen Geschwindigkeit und der Temperatur besteht der Zusammenhang

$$\frac{1}{2} m \langle v_{x_{th}}^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad (4.7)$$

mit k_B als der Boltzmann-Konstanten. Damit lässt sich (4.6) schreiben als

$$\frac{\partial}{\partial t} (m n v_x) = -m \frac{\partial}{\partial x} \left[n \left(\langle u_x^2 \rangle + 2 \langle u_x v_{x_{th}} \rangle + \langle v_{x_{th}}^2 \rangle \right) \right] . \quad (4.8)$$

Der letzte Term auf der rechten Seite kann durch (4.7) ersetzt werden. Der mittlere verschwindet, da u_x als Konstante aus der Mittelung ausgeklammert werden kann und damit gilt $\langle u_x v_{x_{\text{th}}} \rangle = u_x \langle v_{x_{\text{th}}} \rangle = 0$. Damit ergibt sich

$$\frac{\partial}{\partial t}(nm u_x) = -m \frac{\partial}{\partial x} \left(n u_x^2 + \frac{n k_B T}{m} \right). \quad (4.9)$$

Partielle Differentiation der rechten Seite mit $n u_x^2 = n u_x u_x$ sowie Ausführen der partiellen Differentiation auf der linken Seite liefert

$$mn \frac{\partial u_x}{\partial t} + m u_x \frac{\partial n}{\partial t} = -m u_x \frac{\partial(n u_x)}{\partial x} - m n u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial(n k_B T)}{\partial x}. \quad (4.10)$$

Der zweite Term auf der linken Seite und der erste Term auf der rechten Seite heben sich aufgrund der Kontinuitätsgleichung (2.17) heraus. Mit der Definition des Drucks als

$$p = n k_B T \quad (4.11)$$

lässt sich die Gleichung zusammenfassen als

$$mn \left(\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) = mn \frac{d u_x}{d t} = - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (4.12)$$

Verallgemeinerung auf drei Dimensionen liefert unter Berücksichtigung von (2.13) für die *Druckgradientenkraft*

$$\mathbf{F}_{\nabla p} = -\nabla p. \quad (4.13)$$

oder

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p. \quad (4.14)$$

4.1.2 Gravitationskraft

Die einfachste Erweiterung der Bewegungsgleichung berücksichtigt neben der Druckgradientenkraft die Gravitationskraft. Diese führt in (4.14) einen zusätzlichen Term \mathbf{g} ¹ ein:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g}. \quad (4.15)$$

Diese Gleichung ist die *Euler Gleichung* und wird häufig für die einfachsten Abschätzungen von Bewegungen in der Atmosphäre oder den Ozeanen verwendet.

Wenn Sie in (4.15) die linke Seite gleich Null setzen, ergibt sich die hydrostatische Grundgleichung 2.5, wie wir sie weiter oben anschaulich hergeleitet haben.

Da die Euler Gleichung keine Reibungskräfte berücksichtigt, kann sie nur für ideale Flüssigkeiten verwendet werden. Außerdem kann die Euler-Gleichung nur Bewegungen auf relativ kleinen räumlichen Skalen beschreiben, da die Erde ein rotierendes Bezugssystem ist und daher die Coriolis-Kraft und die Zentrifugalkraft berücksichtigt werden müssen.

4.1.3 Schubspannungstensor und Reibungskräfte

Bei der Verallgemeinerung von (4.12) haben wir stillschweigend vorausgesetzt, dass x_i -Impuls nur in x_i -Richtung transportiert wird und dass das Medium isotrop ist. Diese Annahmen sind in einem idealen Gas

¹In der Atmosphärenphysik wird, aufgrund der größeren vertikalen Ausdehnung des Systems, nicht die Erdbeschleunigung verwendet, sondern $GM_{\text{Erde}} \mathbf{r}/r^3$ mit G als der allgemeinen Gravitationskonstanten, M_{Erde} als der Masse der Erde und r als dem Abstand vom Erdmittelpunkt. Im Ozean ist aufgrund der geringen Wassertiefen die Vereinfachung auf \mathbf{g} ausreichend.

bzw. in einer idealen Flüssigkeit gerechtfertigt. In einem viskosen Medium dagegen kann Impuls von einer Richtung auf eine andere Richtung übertragen werden und der Impulstransport ist nicht notwendigerweise isotrop. Dann muss die skalare Größe Druck p durch einen Tensor \mathbf{P} ersetzt werden und entsprechend die Druckgradientenkraft ∇p durch $\nabla \mathbf{P}$.

Dieser Tensor \mathbf{P} wird als *Schubspannungstensor* oder kurz *Spannungstensor* bezeichnet. Die Diagonalelemente des Tensors beinhalten die Normalkräfte $p_i + \sigma_i$ auf das Volumenelement in Abb. 4.1, die anderen Elemente die Schubspannungen oder Tangentialspannungen τ_{ij} :

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}. \quad (4.16)$$

mit

$$\tau_{xx} = p_x + \sigma_x, \quad \tau_{yy} = p_y + \sigma_y \quad \text{und} \quad \tau_{zz} = p_z + \sigma_z. \quad (4.17)$$

Die Schubspannungen τ haben genauso wie der Druck die Dimension Kraft/Fläche, jedoch wirkt hier die Kraft nicht senkrecht zur Fläche sondern parallel.

Der Spannungstensor ist symmetrisch, d.h. es ist

$$\tau_{xy} = \tau_{yx}, \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} \quad \text{und} \quad \tau_{yz} = \tau_{zy}. \quad (4.18)$$

Der Spannungstensor enthält daher sechs unabhängige Größen, die drei Normalspannungen P_{ii} und die drei Schubspannungen $P_{ij} = mnv_i v_j$ mit i als der Richtung des Impulstransports und j als der Richtung der betroffenen Impulskomponente. Der Spannungstensor hat, da alle Komponenten eines Tensors die gleiche Dimension haben, die Einheit eines Drucks oder einer Energiedichte.

Diagonale Tensoren

Im einfachsten Fall ist das Medium isotrop und es findet kein Impulstransport zwischen den verschiedenen Richtungen statt. Dann ist

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix} = p \mathbf{E} \quad \text{mit} \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

und es ist $\nabla \mathbf{P} = \nabla p$.

Einen anisotropen Tensor können wir uns für den Fall verschwindender Reibung (d.h. es existiert kein Impulstransport zwischen verschiedenen Richtungen) wieder am Beispiel eines Plasmas in einem Magnetfeld veranschaulichen. Dann legt das Magnetfeld eine Richtung parallel zum Feld fest, in der sich die Teilchen frei bewegen können. In der Richtung senkrecht dazu ist die Bewegung dagegen eingeschränkt (geladene Teilchen können sich nicht senkrecht zum Magnetfeld bewegen, da sie durch die Lorentz-Kraft zu einer Gyration um das Feld gezwungen werden). Daher kann das Plasma unterschiedliche Temperaturen T_{\parallel} und T_{\perp} parallel und senkrecht zum Magnetfeld haben und damit auch zwei verschiedene Drücke $p_{\parallel} = nk_B T_{\parallel}$ und $p_{\perp} = nk_B T_{\perp}$. Der Spannungstensor wird dann

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} p_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & p_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & p_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

Dieser Tensor ist immer noch diagonal und ist sogar symmetrisch in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld.

Elemente abseits der Diagonalen

Die Elemente des Spannungstensors abseits der Diagonalen sind in einem gewöhnlichen Medium durch die Reibungskräfte gegeben. Reibungskräfte ergeben sich durch die Stöße der Moleküle untereinander und

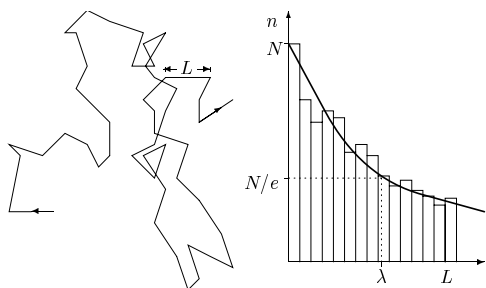


Abbildung 4.2. Pfad eines Teilchens unter dem Einfluss von Stößen mit anderen Teilchen (Brown'sche Bewegung) und Verteilung der zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen zurück gelegten Strecken L

den damit verbundenen Impulstransport. Reibung tendiert dazu, die Strömung gleichförmiger zu machen. Quantitativ lässt sich der Koeffizient der kinematischen Viskosität ν durch die thermische Geschwindigkeit v_{th} der Teilchen und die mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden Teilchenkollisionen beschreiben:

$$\nu = v_{th} \lambda . \tag{4.21}$$

Zur Charakterisierung der Reibung kann man alternativ auch ein Reibungskoeffizient oder Viskositätskoeffizient η mit

$$\eta = \nu \rho . \tag{4.22}$$

einführen.

Einschub: Die mittlere freie Weglänge λ ist eine, wie der Name sagt, mittlere Größe, die zur Charakterisierung eines stochastischen Prozesses verwendet wird, in diesem Fall des Weges, den ein Teilchen zwischen zwei auf einander folgenden Kollisionen mit anderen Teilchen zurücklegt.

Der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Kollisionen ist nicht konstant sondern zufällig verteilt. Betrachtet man den Pfad eines Teilchens, so ergibt sich ein Bild wie im linken Teil von Abb. 4.2: die Bewegung lässt sich aus vielen geraden Abschnitten verschiedener Längen L zusammensetzen. Die Verteilung der Weglängen L zwischen aufeinander folgenden Stößen ist im rechten Teil der Abbildung gezeigt. Diese *Wahrscheinlichkeitsverteilung* für L kann als eine Funktion $p = a \exp(-L/\lambda)$ beschrieben werden, wobei a eine Konstante ist und λ die mittlere freie Weglänge. Sie ist definiert für den Wert von L , bei dem die Verteilung auf N/e abgesunken ist. \square

Zur Herleitung der Schubspannungen in einem viskosen Medium gehen wir vom Newton'schen Reibungsgesetz aus. Betrachten wir zwei Platten im Abstand D , zwischen denen sich eine Flüssigkeit befindet, vgl. Abbildung 4.3 links. Die untere Platte ist in Ruhe ($v_u = 0$), die obere bewegt sich mit der konstanten Geschwindigkeit v_o nach rechts. Aufgrund der no-slip Bedingung hat die oberste Flüssigkeitsschicht ebenfalls die Geschwindigkeit u_o während die unterste Flüssigkeitsschicht in Ruhe ist. In der Flüssigkeitsschicht bildet sich ein Geschwindigkeitsgradient du/dx aus.

Das durch Reibung verursachte Übereinandergleiten der verschiedenen Flüssigkeitsschichten kann auch bei einem durch eine Scherkraft verschobenen Papierstapel beobachtet werden, wobei die einzelnen Papierbögen den Flüssigkeitsschichten entsprechen. Die Reibungskraft F_R , die notwendig ist, um eine Platte der Fläche A mit der konstanten Geschwindigkeit u parallel zu einer ruhenden Wand zu verschieben, ist proportional zur Fläche A und zum Geschwindigkeitsgradienten du/dx , d.h. dem Geschwindigkeitsunterschied benachbarter Flächen:

$$F_R = \eta A \frac{du}{dx} . \tag{4.23}$$

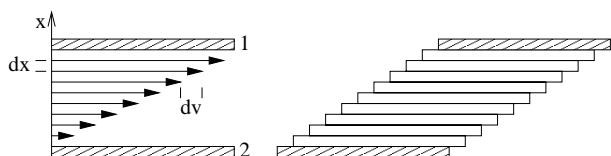


Abbildung 4.3. Newton'sches Reibungsgesetz lineares Geschwindigkeitsgefälle (links) und Abgleiten der Flüssigkeitsschichten (rechts)

Alternativ kann man mit Hilfe der Schubspannung τ auch schreiben

$$\tau = \frac{F_R}{A} = \eta \frac{du}{dx} . \quad (4.24)$$

Gleichung 4.23 ist das *Newton'sche Reibungsgesetz*. Man kann sich diese Schubspannung auch als Impulstransport vorstellen, in Analogie zur Herleitung, die wir für die Druckgradientenkraft gemacht haben:

$$\tau = \frac{F}{A} = \frac{ma}{A} = \frac{mu}{At} = \frac{p}{At} . \quad (4.25)$$

Den Schubspannungstensor erhalten wir durch Verallgemeinerung der Beziehung (4.24) zu

$$\tau_{ij,\text{inkomp}} = p\delta_{ik} + \eta \left(\frac{du_i}{dx_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (4.26)$$

und damit in einem isotropen Medium

$$\mathbf{P}_{\text{inkomp}} = \begin{pmatrix} p & \eta \left(\frac{du_x}{dy} + \frac{du_y}{dx} \right) & \eta \left(\frac{du_x}{dz} + \frac{du_z}{dx} \right) \\ \eta \left(\frac{du_y}{dx} + \frac{du_x}{dy} \right) & p & \eta \left(\frac{du_y}{dz} + \frac{du_z}{dy} \right) \\ \eta \left(\frac{du_z}{dx} + \frac{du_x}{dz} \right) & \eta \left(\frac{du_z}{dy} + \frac{du_y}{dz} \right) & p \end{pmatrix} . \quad (4.27)$$

Betrachten wir als Beispiel die Kraft F_{xy} normal zur z -Achse bei einem horizontalen Strom u . Diese ergibt sich zu

$$F_{xy} = \mu A \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_{xy} A \quad (4.28)$$

mit μ als molekularer Viskosität, A als einer Fläche senkrecht zu z und τ_{xz} als der Schubspannung; zur Form dieser Gleichung vgl. 6.2.1. Für die Änderung des Stromes ergibt sich dann

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (4.29)$$

mit $\nu = \mu/\rho$ als kinematischer Viskosität. Dieser Zusammenhang gilt auf molekularer Ebene, für die Austauschprozesse zwischen Atmosphäre und Ozean ist statt der molekularen Viskosität die turbulente entscheidend, vgl. 6.2.1.

In einem *kompresiblen Medium* treten noch zusätzliche Terme in den Diagonalelementen auf, die die Kompression berücksichtigen:

$$\Delta\tau_{ii,\text{komp}} = \tau_{ii,\text{inkomp}} - \tau_{ii,\text{komp}} = \sigma_i = -\frac{2}{3}\eta \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ik} . \quad (4.30)$$

Damit ergibt sich im allgemeinen Fall eines kompressiblen Mediums für die Elemente des Schubspannungstensors

$$\tau_{ij,\text{komp}} = p\delta_{ik} + \eta \left(\frac{du_i}{dx_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}\eta \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ik} \quad (4.31)$$

und damit für den Schubspannungstensor

$$\mathbf{P}_{\text{komp}} = \begin{pmatrix} p + \frac{\partial u_x}{\partial x} & \eta \left(\frac{du_x}{dy} + \frac{du_y}{dx} \right) & \eta \left(\frac{du_x}{dz} + \frac{du_z}{dx} \right) \\ \eta \left(\frac{du_y}{dx} + \frac{du_x}{dy} \right) & p + \frac{\partial u_y}{\partial y} & \eta \left(\frac{du_y}{dz} + \frac{du_z}{dy} \right) \\ \eta \left(\frac{du_z}{dx} + \frac{du_x}{dz} \right) & \eta \left(\frac{du_z}{dy} + \frac{du_y}{dz} \right) & p + \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} . \quad (4.32)$$

Bilden wir davon den Gradienten, so erhalten wir

$$\nabla \mathbf{P} = \nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{3}\eta \nabla (\nabla \times \mathbf{u}) . \quad (4.33)$$

In einem inkompressiblen Medium verschwindet der letzte Term auf der rechten Seite und es bleibt

$$\nabla P = \nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{u} . \quad (4.34)$$

Darin liefert der erste Term die bereits bekannte Druckgradientenkraft und der zweite Term die Reibungskraft

$$f_{\text{Reib}} = \eta \nabla^2 \mathbf{u} = \nu \rho \nabla^2 \mathbf{u} . \quad (4.35)$$

Dieser Term kann als der kollisionsbehaftete Teil von $\nabla P - \nabla p$ interpretiert werden.

Für ein nicht-kompressibles Medium erhalten wir damit als Bewegungsgleichung die Navier–Stokes-Gleichung

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} . \quad (4.36)$$

Die Berücksichtigung von Reibung in der Impulsbilanz hat zwei Konsequenzen: (1) in Übereinstimmung mit dem nicht reversiblen Charakter des Transportprozess ist die Transportgleichung nicht mehr in der Zeit umkehrbar: ist $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ eine Lösung der Transportgleichung, so ist $\mathbf{u}(\mathbf{r}, -t)$ keine Lösung. (2) Viskosität erhöht die Ordnung der Transportgleichung. Daher benötigen wir zu ihrer Lösung zusätzliche Randbedingungen.

4.1.4 Kräfte in rotierenden Systemen

Die bisher betrachteten Kräfte sind ausreichend, um die Bewegung eines kontinuierlichen Mediums im Laborsystem oder auf kleinen räumlichen Skalen zu beschreiben. Betrachten wir jedoch großräumige natürliche Plasmen wie die Ozeane und die Atmosphäre, so müssen wir die in dem rotierenden System Erde auftretenden Scheinkräfte, die Corioliskraft und die Zentrifugalkraft, berücksichtigen.

Für eine einfache, wenn auch formale Herleitung dieser Scheinkräfte betrachten wir zwei Bezugssysteme C und C' , wobei C mit einer Winkelgeschwindigkeit $\boldsymbol{\Omega}$ gegenüber C' rotiert. Ein in C konstanter Vektor \mathbf{r} bewegt sich dann in C' mit einer Geschwindigkeit $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$. Die zeitliche Ableitung von \mathbf{r} in C' ist dann

$$\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)_{C'} = \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)_C + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} \quad (4.37)$$

bzw.

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} . \quad (4.38)$$

Nochmaliges Ableiten nach der Zeit liefert für die Beschleunigung

$$\mathbf{a}' = \frac{d'\mathbf{v}'}{dt} = \frac{d\mathbf{v}'}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}' = \frac{d\mathbf{v}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) . \quad (4.39)$$

Für die Scheinkräfte in einem rotierenden Bezugssystem erhalten wir damit

$$\mathbf{f}_{\text{rot}} = -\frac{2}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) . \quad (4.40)$$

Der erste Term auf der rechten Seite gibt die *Corioliskraft*

$$\mathbf{f}_{\text{Coriolis}} = -\frac{2}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} , \quad (4.41)$$

der zweite Term die *Zentrifugalkraft*

$$\mathbf{f}_{\text{Zentri}} = -\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) . \quad (4.42)$$

Komponentenweise lässt sich die Corioliskraft auf der Nordhalbkugel darstellen als

$$\begin{aligned} f_{\text{cor},x} &= -2\Omega(w \cos \phi + v \sin \phi) \\ f_{\text{cor},y} &= 2\Omega u \sin \phi \\ f_{\text{cor},z} &= 2\Omega u \cos \phi \end{aligned} \tag{4.43}$$

mit u, v, w als den Geschwindigkeitskomponenten in einem mit der Erde mit rotierenden System (vgl. Abschn. 4.1.6), ϕ als der geographischen Breite und Ω als der Winkelgeschwindigkeit der Erde. Die Vertikalkomponente kann vernachlässigt werden, da sie sehr klein ist gegen die Gravitationskraft ($10^{-7} : 1$). Da die Vertikalgeschwindigkeit w ebenfalls sehr viel kleiner ist als die Horizontalgeschwindigkeiten, kann ferner der Term $w \cos \phi$ gegenüber $v \sin \phi$ in der x -Komponente vernachlässigt werden.

Der Betrag der Zentrifugalbeschleunigung ist

$$f_{\text{Zentri}} = \Omega^2 r \cos \phi . \tag{4.44}$$

Sie ist nur vom Ort abhängig, nicht jedoch von der Bewegung des Mediums. Daher wird sie in der Meteorologie und Ozeanographie häufig mit der Gravitationsbeschleunigung \mathbf{g} zusammengefasst zu einer *effektiven Gravitationsbeschleunigung* oder Schwerebeschleunigung \mathbf{g}^* :

$$\mathbf{g}^* = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) . \tag{4.45}$$

In den Gleichungen verschwindet dann der Term $-\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$, er geht statt dessen als ‘Korrektur’ in die Gravitationsbeschleunigung ein. Diese Schwerebeschleunigung wird in der *internationalen Schwereformel* zusammengefasst:

$$g^* = 9.78049 (1 + 0.005\,288 \sin^2 \phi - 0.000\,006 \sin^2 2\phi) \text{ m s}^{-2} . \tag{4.46}$$

Die Schwere ist nur von der Breite abhängig; Schwereanomalien aufgrund einer ungleichmäßigen Masseverteilung in der Erdkruste überschreiten nur selten 1‰ der Normalschwere.

Da die Schwerkraft die vertikalen Kräfte dominiert, wird sie bei der Wahl eines Koordinatensystems derart berücksichtigt, dass man nicht Flächen gleicher Wassertiefe angibt sondern Flächen gleicher Schwere. Die Schwerebeschleunigung steht überall senkrecht auf diesen Flächen, die oberste Fläche ist das ideale Meeresniveau. Da auf den Niveauflächen das Potential konstant ist, wird keine Arbeit verrichtet, wenn eine Masse entlang dieser Fläche verschoben wird.

Die Corioliskraft ist im Gegensatz zur Zentrifugalkraft von der Geschwindigkeit des Mediums abhängig, d.h. sie lässt sich nicht als Korrekturterm auffassen sondern muss in der Bewegungsgleichung explizit berücksichtigt werden. Die Coriolisbeschleunigung steht senkrecht auf der Bewegungsrichtung des Teilchens, auf der Nordhalbkugel ergibt sich eine Ablenkung nach rechts. Auf globalem Maßstab bewirkt diese Ablenkung ein Aufbrechen der durch den Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol getriebenen Hadley-Zelle in drei separate Zellen, die die globale atmosphärische Zirkulation und den Energietransport vom Äquator zum Pol bestimmen.

Die Corioliskraft, und damit auch die Größe der Ablenkung, hängt von der Geschwindigkeit ab: mit zunehmender Geschwindigkeit nimmt die von einem Volumenelement während eines Zeitintervalls zurückgelegte Entfernung zu. Eine länger Trajektorie bedeutet gleichzeitig auch eine größere Ablenkung. Die Corioliskraft wird jedoch nur dann effektiv, wenn die räumliche Skala des Systems groß genug ist. Entgegen einer weitverbreiteten Vorstellung ist der Wirbel am Ausfluss einer Badewanne nicht durch die Corioliskraft bestimmt: seine Richtung hängt von einer Restbewegung des Wassers in der Wanne und der durch das Ziehen des Stöpsels ausgelösten Bewegung ab.

4.1.5 Bewegungsgleichung zusammengefasst

Fassen wir die bisher diskutierten Kräfte zusammen, so können wir die Bewegungsgleichung in allgemeinsten Form schreiben als

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p \quad (1) \text{ Druckgradientenkraft}$$

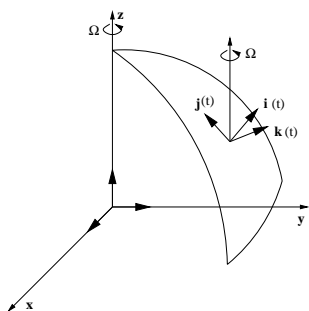


Abbildung 4.4. Absolutes Koordinatensystem $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ und mit der Erde rotierendes Relativsystem $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$

$$\begin{aligned}
 & +\mathbf{g} && (2) \text{ Gravitationskraft} \\
 & +\nu \nabla^2 \mathbf{u} && (3) \text{ Reibungskraft inkompressibel} \\
 & +\frac{1}{3} \nabla(\nabla \times \mathbf{u}) && (4) \text{ Reibungskraft kompressibel} \\
 & -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} && (5) \text{ Corioliskraft} \\
 & -\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) && (6) \text{ Zentrifugalkraft} .
 \end{aligned} \tag{4.47}$$

Für diese allgemeine Form der Bewegungsgleichung können Sie sich verschiedene andere Darstellungsformen überlegen, insbesondere können die Reibungskräfte mit der Druckgradientenkraft im Spannungstensor \mathbf{P} zusammengefasst werden und entsprechend die Zentrifugalkraft mit der Gravitationskraft:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P + \mathbf{g}^* - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} . \tag{4.48}$$

Dies ist die kürzeste und allgemeinste Form der Impulsbilanz.

Bei der Betrachtung der Ozeane kann der kompressible Anteil (4) der Reibungskraft vernachlässigt werden, so dass dort die gebräuchlichste Form der Bewegungsgleichung gegeben ist als

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{g}^* + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} . \tag{4.49}$$

Diese letzte Form ist die *Navier–Stokes’sche Gleichung* in einem geophysikalischen System. Bei der einfachen Form der Navier–Stokes-Gleichung wird die Corioliskraft vernachlässigt.

4.1.6 Bewegungsgleichung komponentenweise

Die Bewegungsgleichung ist dreidimensional. Atmosphäre und Ozean sind ebenfalls dreidimensional, allerdings sind nicht alle drei Dimensionen ‘gleichberechtigt’: die vertikale Ausdehnung und die Skalen der vertikalen Bewegung sind deutlich kleiner als die entsprechenden horizontalen Größen. Die vertikale Bewegung erstreckt sich über einen Bereich in der Größenordnung von 10 km, die horizontale dagegen über hunderte oder tausende von km. Daher ist eine Zerlegung der Bewegungsgleichung in eine horizontale und eine vertikale Komponente sinnvoll. Aufgrund der großen räumlichen Skalen muss die Kugelgestalt der Erde berücksichtigt werden, d.h. die komponentenweise Bewegung ist in Kugelkoordinaten zu bestimmen, nicht in kartesischen. Dabei wird nicht ein absolutes, im Erdmittelpunkt verankertes Koordinatensystem $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ verwendet sondern ein mit der Erde rotierendes, auf der Erdoberfläche verankertes System $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$, vgl. Abb. 4.4.



Zur Erinnerung Kugelkoordinaten: Der Zusammenhang zwischen kartesischen Koordinaten (x, y, z) und Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) ist gegeben durch

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varrho \cos \varphi \\ \varrho \sin \varphi \\ r \cos \vartheta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \vartheta \cos \varphi \\ r \sin \vartheta \sin \varphi \\ r \cos \vartheta \end{pmatrix} \tag{4.50}$$

bzw. für die Rücktransformation

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad \tan \vartheta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \quad \text{und} \quad \tan \varphi = \frac{y}{x} . \tag{4.51}$$

In Kugelkoordinaten ergeben sich die Einheitsvektoren \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_ϑ , und \mathbf{e}_φ . Für einen allgemeinen Vektor $\mathbf{A}(r, \varphi, \vartheta)$ gilt

$$\mathbf{A}(r, \varphi, \vartheta) = A_r \mathbf{e}_r + A_\varphi \mathbf{e}_\varphi + A_\vartheta \mathbf{e}_\vartheta \quad (4.52)$$

mit

$$\mathbf{e}_r = \begin{pmatrix} \sin \vartheta \cos \varphi \\ \sin \vartheta \sin \varphi \\ \cos \vartheta \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_\vartheta = \begin{pmatrix} \cos \vartheta \cos \varphi \\ \cos \vartheta \sin \varphi \\ -\sin \vartheta \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.53)$$

Für das *Linielement* erhalten wir

$$d\mathbf{r} = dr \mathbf{e}_r + r d\vartheta \mathbf{e}_\vartheta + r \sin \vartheta d\varphi \mathbf{e}_\varphi \quad (4.54)$$

und für das *Volumenelement*

$$dV = r^2 \sin \vartheta dr d\vartheta d\varphi. \quad (4.55)$$

Unter Verwendung des *Raumwinkels* Ω lässt sich das Volumenelement auch schreiben als

$$dV = r^2 dr d\Omega \quad \text{mit} \quad d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (4.56)$$

als dem *Raumwinkelement*. Ein Flächenelement auf der Oberfläche der Kugel lässt sich schreiben als

$$d\mathbf{A} = r^2 d\Omega \mathbf{e}_r, \quad (4.57)$$

wobei $d\mathbf{A}$ ein Vektor ist, der senkrecht auf dem Flächenelement steht und dessen Länge ein Maß für die Fläche ist.

Für die zeitliche Änderung der Basisvektoren erhalten wir unter Anwendung der Kettenregel

$$\dot{\mathbf{e}}_r = \frac{\partial \mathbf{e}_r}{\partial \vartheta} \dot{\vartheta} + \frac{\partial \mathbf{e}_r}{\partial \varphi} \dot{\varphi} = \dot{\vartheta} \mathbf{e}_\vartheta + \dot{\varphi} \sin \vartheta \mathbf{e}_\varphi \quad (4.58)$$

sowie entsprechend

$$\dot{\mathbf{e}}_\vartheta = -\dot{\vartheta} \mathbf{e}_r + \dot{\varphi} \cos \vartheta \mathbf{e}_\varphi \quad \text{und} \quad \dot{\mathbf{e}}_\varphi = -\dot{\varphi} \sin \vartheta \mathbf{e}_r - \dot{\vartheta} \cos \vartheta \mathbf{e}_\vartheta. \quad (4.59)$$

In *Kugelkoordinaten* wird ein Vektorfeld in der Form

$$\mathbf{A} = A_r(r, \varphi, \vartheta) \mathbf{e}_r + A_\varphi(r, \varphi, \vartheta) \mathbf{e}_\varphi + A_\vartheta(r, \varphi, \vartheta) \mathbf{e}_\vartheta \quad (4.60)$$

dargestellt. Die Koeffizienten für die Kugelkoordinaten ergeben sich aus kartesischen Koordinaten gemäß

$$\begin{aligned} V_r &= V_x \sin \vartheta \cos \varphi + V_y \sin \vartheta \sin \varphi + V_z \cos \vartheta \\ V_\vartheta &= V_x \cos \vartheta \cos \varphi + V_y \cos \vartheta \sin \varphi - V_z \sin \vartheta \\ V_\varphi &= -V_x \sin \varphi + V_y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (4.61)$$

Für die Umkehrung, die Darstellung kartesischer Koordinaten durch Kugelkoordinaten, gilt

$$\begin{aligned} V_x &= V_r \sin \vartheta \cos \varphi - V_\varphi \sin \varphi + V_\vartheta \cos \varphi \cos \vartheta \\ V_y &= V_r \sin \vartheta \sin \varphi + V_\varphi \cos \varphi + V_\vartheta \sin \varphi \cos \vartheta \\ V_z &= V_r \cos \vartheta - V_\vartheta \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (4.62)$$

Der Gradient für beliebige Skalarfelder in Kugelkoordinaten ist

$$\text{grad} A = \nabla A = \frac{\partial A}{\partial r} \mathbf{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \vartheta} \mathbf{e}_\vartheta + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial A}{\partial \varphi} \mathbf{e}_\varphi. \quad (4.63)$$

In Kugelkoordinaten wird die Divergenz zu

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 A_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial(\sin \vartheta A_\vartheta)}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}. \quad (4.64)$$

In Kugelkoordinaten ist der Laplace-Operator

$$\begin{aligned} \Delta A &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial A}{\partial \vartheta} \right) \\ &\quad + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2}. \end{aligned} \quad (4.65)$$

In Kugelkoordinaten wird die Rotation zu

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{A} &= \nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left(\frac{\partial(\sin \vartheta A_\varphi)}{\partial \vartheta} - \frac{\partial A_\vartheta}{\partial \varphi} \right) \mathbf{e}_r \\ &\quad + \frac{1}{r} \left(\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \right) \mathbf{e}_\vartheta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(r A_\vartheta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \vartheta} \right) \mathbf{e}_\varphi. \end{aligned} \quad (4.66)$$

□

Die konventionelle Notation in den Geowissenschaften verwendet modifizierte Kugelkoordinaten in dem Sinne, dass sie an das geographische Koordinatensystem angelehnt sind: Länge λ , Breite ϕ und Abstand z über der Erdoberfläche. Die Einheitsvektoren \mathbf{i} , \mathbf{j} und \mathbf{k} sind dann nach Osten, Norden bzw. Oben gerichtet. Die Geschwindigkeit lässt sich damit schreiben als

$$\mathbf{u} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} \quad (4.67)$$

mit

$$u = r \cos \phi \frac{d\lambda}{dt}, \quad v = r \frac{d\phi}{dt} \quad \text{und} \quad w = \frac{dz}{dt} \quad (4.68)$$

mit r als dem Abstand vom Erdmittelpunkt. Dieser ist mit z verknüpft über $r = r_{\text{Erde}} + z$ mit $r_{\text{Erde}} = a$ als dem Erdradius. Da $z \ll r_{\text{Erde}}$ kann die Variable r in (4.68) durch die Konstante r_{Erde} ersetzt werden. Zur Vereinfachung der Darstellung werden x und y als Entfernungen in östlicher und nördlicher Richtung eingeführt derart, dass $dx = a \cos \phi d\lambda$ und $dy = a d\phi$. Damit sind die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten gegeben als $u = dx/dt$ und $v = dy/dt$. Das so definierte x, y, z -Koordinatensystem ist kein kartesisches Koordinatensystem, da die Einheitsvektoren \mathbf{i} , \mathbf{j} und \mathbf{k} Funktionen des Ortes auf der Kugel Erde sind. Diese Ortsabhängigkeit muss bei Ableitungen berücksichtigt werden. So erhalten wir z.B. für den Beschleunigungsvektor

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{du}{dt} \mathbf{i} + \frac{dv}{dt} \mathbf{j} + \frac{dw}{dt} \mathbf{k} + u \frac{d\mathbf{i}}{dt} + v \frac{d\mathbf{j}}{dt} + w \frac{d\mathbf{k}}{dt}. \quad (4.69)$$

Die Ableitungen der Einheitsvektoren ergeben sich nach der Kettenregel z.B. zu

$$\frac{d\mathbf{i}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{i}}{\partial x} \frac{dx}{dt} = u \frac{\partial \mathbf{i}}{\partial x}, \quad (4.70)$$

da der Einheitsvektor \mathbf{i} nur von u , nicht aber von v und w abhängt. Damit ergibt sich

$$\frac{d\mathbf{i}}{dt} = \frac{u}{a \cos \phi} (\sin \phi \mathbf{j} - \cos \phi \mathbf{k}) \quad (4.71)$$

und entsprechend

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} = -\frac{u \tan \phi}{a} \mathbf{i} - \frac{v}{a} \mathbf{k} \quad (4.72)$$

sowie

$$\frac{d\mathbf{k}}{dt} = \frac{u}{a} \mathbf{i} + \frac{v}{a} \mathbf{j}. \quad (4.73)$$

Zusammengefasst ergibt sich damit für den Beschleunigungsvektor

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \left(\frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \phi}{a} + \frac{uw}{a} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + \frac{vw}{a} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{dw}{dt} - \frac{u^2 + v^2}{a} \right) \mathbf{k}. \quad (4.74)$$

Damit haben wir die linke Seite von (4.47) auf unser angepasstes Koordinatensystem transformiert. Eine entsprechende Transformation ist für die Terme der rechten Seite ebenfalls vorzunehmen. Dabei erhalten wir für die Druckgradientenkraft

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \mathbf{k}, \quad (4.75)$$

für die Gravitationskraft (naja, unsere Erde ist besonders brav und kugelig)

$$\mathbf{g} = -g\mathbf{k}, \quad (4.76)$$

für die Corioliskraft

$$-2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} = -(2\Omega w \cos \phi - 2\Omega v \sin \phi) \mathbf{i} - 2\Omega u \sin \phi \mathbf{j} + 2\Omega u \cos \phi \mathbf{k}, \quad (4.77)$$

für die Zentrifugalkraft (der Ausdruck kann hier eigentlich entfallen, da er in der Gravitationskraft enthalten sein sollte)

$$-\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) = -\omega^2 \mathbf{i} + \omega^2 \mathbf{j}, \quad (4.78)$$

sowie für die Reibungskraft

$$\nu \nabla^2 \mathbf{u} = F_x \mathbf{i} + F_y \mathbf{j} + F_z \mathbf{k}. \quad (4.79)$$

Setzen wir alle diese Ausdrücke in die Bewegungsgleichung ein und betrachten die Komponenten in \mathbf{i} , \mathbf{j} und \mathbf{k} getrennt, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \phi}{a} + \frac{uw}{a} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin \phi - 2\Omega w \cos \phi + F_x \\ \frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + \frac{vw}{a} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \phi + F_y \\ \frac{dw}{dt} - \frac{u^2 + v^2}{a} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + 2\Omega u \cos \phi + F_z. \end{aligned} \quad (4.80)$$

Diese Gleichungen beschreiben den Impulstransport in östlicher, nördlicher und vertikaler Richtung. Die Terme proportional zu $1/a$ auf der linken Seite der Gleichungen werden als Krümmungsterme bezeichnet, da sie durch die Krümmung der Erde bedingt sind.²

Die Krümmungsterme sind nicht-lienar, da sie quadratisch in der abhängigen Variablen sind. Dadurch sind sie in einer analytischen Betrachtung schwer zu handhaben. Glücklicherweise haben sie jedoch nur einen vernachlässigbaren Beitrag zu Bewegungen auf synoptischen Skalen in mittleren Breiten. Allerdings bleiben die Gleichungen auch bei Vernachlässigung der Krümmungsterme nicht-lineare partielle Differentialgleichungen, wie man erkennt, wenn man die totale Ableitung in ihre lokale und ihre advektive Ableitung entwickelt:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (4.81)$$

und entsprechend für die anderen Komponenten. In der Regel sind die Terme der advektiven Beschleunigung von der gleichen Größenordnung wie die der lokalen.

²Die Gleichungen sind nicht ganz korrekt. Macht man die Näherung, r durch a zu ersetzen, wie sie in diesen Gleichungen vorgenommen wurde, so muss der Teil der Corioliskraft proportional zu $\cos \phi$ in der ersten und letzten Gleichung vernachlässigt werden, um die Erhaltung des Drehimpulses zu gewährleisten.

4.2 Einschub: Momentane und mittlere Größen



→ 4.3

Die Impulsbilanz bezieht sich auf *Momentanwerte*. In Meteorologie und Ozonaographie werden jedoch Mittelwerte gemessen, ein Vergleich zwischen Theorie und Beobachtungen ist also nicht einfach möglich.

Um die gemessenen Mittelwerte mit den in den Gleichung berücksichtigten Momentanwerten in Beziehung zu setzen, müssen wir nur einige einfache Rechenregeln berücksichtigen. Ein Momentanwert A lässt sich stets schreiben als die Summe aus dem Mittelwert A_o (oder auch geschrieben $\langle A \rangle$) und einem fluktuierenden Anteil A' :

$$A = \langle A \rangle + A' = A_o + A' . \tag{4.82}$$

Es gilt dann: der Mittelwert von A muss $A_o = \langle A \rangle$ ergeben, der Mittelwert über die fluktuierenden Größen verschwindet, d.h. $\langle A' \rangle = 0$, und damit $\langle A \rangle = \langle \langle A \rangle + A' \rangle = \langle A_o + A' \rangle = \langle A_o \rangle + \langle A' \rangle = A_o$.

4.2.1 Reynolds-Axiome

Für die Mittelwertbildung gelten die folgenden Rechenregeln, auch als *Reynolds-Axiome* bezeichnet:

- Summenregel: der Mittelwert über die Summe zweier Momentanwert-Größen ist gleich der Summe der Mittelwerte:

$$\langle A + B \rangle = \langle A \rangle + \langle B \rangle = A_o + B_o . \tag{4.83}$$

- der Mittelwert der Produkts aus einem Mittelwert und einer Fluktuation verschwindet, da der Mittelwert der Fluktuation verschwindet:

$$\langle A_o B' \rangle = \langle A_o \rangle \langle B' \rangle = 0 . \tag{4.84}$$

Die Regel ist anschaulich, da der Mittelwert A_o bei der Mittelung über das Produkt als Konstante vor die Klammer gezogen werden kann.

- der Mittelwert des Produktes zweier Mittelwerte ist das Produkt der beiden Mittelwerte:

$$\langle \langle A \rangle \langle B \rangle \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle = A_o B_o . \tag{4.85}$$

- Produktregel: der Mittelwert über das Produkt zweier Momentanwert-Größen ist gleich dem Produkt der Mittelwerte plus dem Mittelwerte der Produkte der Fluktuationen:

$$\langle AB \rangle = \langle (A_o + A') (B_o + B') \rangle = \langle A_o B_o + A_o B' + A' B_o + A' B' \rangle . \tag{4.86}$$

Anwendung der Summenregel (4.83) liefert

$$\langle AB \rangle = \langle A_o B_o \rangle + \langle A_o B' \rangle + \langle A' B_o \rangle + \langle A' B' \rangle . \tag{4.87}$$

Anwendung von 4.84 und 4.85 ergibt dann

$$\langle AB \rangle = A_o B_o + \langle A' B' \rangle . \tag{4.88}$$

Darin wird die Nichtlinearität der Mittelwertbildung deutlich. Der letzte Term, $\langle A' B' \rangle$, lässt sich als *Kovarianz* oder *Korrelationsprodukt* auffassen, was zur Definition der Kovarianz als

$$\langle x' y' \rangle = \langle (x - x') (y - y') \rangle - \bar{x} \bar{y} \tag{4.89}$$

führt.

- der Mittelwert der Ableitungen einer Momentanwertgröße ist gleich der Ableitung des Mittelwerts:

$$\left\langle \frac{\partial A}{\partial \xi} \right\rangle = \frac{\partial \langle A \rangle}{\partial \xi} = \frac{\partial A_o}{\partial \xi} . \tag{4.90}$$

- entsprechend ist der Mittelwert des Integrals über eine Momentanwertgröße gleich dem Integral über den Mittelwert:

$$\left\langle \int A \, d\xi \right\rangle = \int \langle A \rangle \, d\xi = \int A_o \, d\xi . \tag{4.91}$$

4.2.2 Linearisierung von Gleichungen: Störungsrechnung

Bisher haben wir die Zerlegung variabler Größen in einen Mittelwert und einen fluktuierenden Anteil unter dem Gesichtspunkt des Vergleichs von Theorie und Beobachtung betrachtet. Setzen wir die fluktuierenden Größen in unsere Grundgleichungen (4.138)–(4.140) ein, so erhalten wir Gleichungen, die nur sehr schwierig zu lösen sind.

Lassen wir jedoch nur kleine Störungen im Vergleich zum Mittelwert zu, d.h. $A' < \bar{A}$, so können wir zwei Gleichungssätze erzeugen: einen für die mittleren Größen, der den Zustand des ungestörten Mediums beschreibt, also den Gleichgewichtszustand, sowie einen zweiten Satz für die fluktuierenden Größen. Die Gleichungen für den Gleichgewichtszustand hängen nur von den Mittelwerten ab und enthalten keine fluktuierenden Größen. Die Gleichungen für die fluktuierenden Größen dagegen enthalten die fluktuierenden Größen sowie Produkte der mittleren und der fluktuierenden Größen. Alle Produkte fluktuierender Größen sind aufgrund von $A' < \bar{A}$ sehr klein und können daher vernachlässigt werden.

Dieser quasi-lineare Ansatz wird z.B. bei der Herleitung von Wellen häufig verwendet.

Anwendungsbeispiel: Hydrostatische Grundgleichung

Betrachten wir als einfachstes Beispiel die beiden wichtigsten Terme der Impulsbilanz, d.h. die hydrostatische Gleichung

$$\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g. \quad (4.92)$$

Ersetzen wir jetzt die momentanen Größen p und ϱ durch fluktuierende Größen $p = p_0 + p'$ und $\varrho = \varrho_0 + \varrho'$. Die Grundgleichung (4.92) gilt im stationären Zustand exakt, d.h. sie gilt für den Mittelwert exakt und damit ist

$$\frac{1}{\varrho_0} \frac{dp_0}{dz} = -g. \quad (4.93)$$

Einsetzen der fluktuierenden Größen in (4.92) liefert

$$-\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} - g = -\frac{1}{\varrho_0 + \varrho'} \frac{\partial}{\partial z} (p_0 + p') = -\frac{1}{\varrho_0 + \varrho'} \left(\frac{dp_0}{dz} + \frac{\partial p'}{\partial z} \right). \quad (4.94)$$

Zur Vereinfachung dieser Gleichung entwickeln wir den Vorfaktor $1/(\varrho_0 + \varrho')$ in eine Reihe (das geht, da nach Voraussetzung $\varrho' \ll \varrho_0$ ist) und erhalten gemäß Definition der Taylor-Reihe durch

$$f(x+h) = f(x) + \frac{h}{1!} f'(x) + \frac{h^2}{2!} f''(x) + \dots \quad (4.95)$$

für den Vorfaktor

$$\frac{1}{\varrho_0 + \varrho'} = \frac{1}{\varrho_0} - \varrho' \frac{1}{\varrho_0^2} + \dots \quad (4.96)$$

Damit lässt sich (4.94) schreiben als

$$-\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \simeq -\left(\frac{1}{\varrho_0} - \varrho' \frac{1}{\varrho_0^2} \right) \left(\frac{dp_0}{dz} + \frac{\partial p'}{\partial z} \right). \quad (4.97)$$

Außerdem können wir die übliche Näherung machen, dass Produkte fluktuierender Größen verschwinden. Dann lässt sich für (4.97) auch schreiben

$$-\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \simeq \frac{1}{\varrho_0} \left[\frac{\varrho'}{\varrho_0} \frac{dp_0}{dz} - \frac{\partial p'}{\partial z} \right]. \quad (4.98)$$

10 m s ⁻¹	horizontale Geschwindigkeit U	1 m s ⁻¹
1 cm s ⁻¹	vertikale Geschwindigkeit W	1 mm s ⁻¹
10 ⁶ m	horizontale Längen L	10 ⁶ m
10 ⁴ m	vertikale Längen D	10 ⁴ m
10 ³ m ² s ⁻²	horizontale Druckfluktuationen $\Delta p/\rho$	10 ² m ² s ⁻²
10 ⁵ s	Zeitskala L/U	10 ⁶ s
10 ⁻⁴ s ⁻¹	Coriolisparameter $f_o = 2\Omega \sin \phi$	10 ⁻⁴ s ⁻¹

Tabelle 4.1: Typische Skalen in Atmosphäre (links) und Ozeanen (rechts)

Für den ersten Term können wir die exakt geltende Grundgleichung (4.93) für die stationären Größen einsetzen und erhalten

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \simeq -\frac{1}{\rho_o} \left[\rho' g + \frac{\partial p'}{\partial z} \right] = 0. \tag{4.99}$$

Der letzte Term enthält nur fluktuierende Größen, so dass wir als Gleichung für die fluktuierenden Größen erhalten

$$\frac{\partial p'}{\partial z} + \rho' g = 0. \tag{4.100}$$

Die hydrostatische Grundgleichung zerfällt also in zwei formal völlig gleiche Beschreibungen für den stationären und den fluktuierenden Anteil des Druck- bzw. Dichtefeldes. Damit befinden sich das fluktuierende Dichtefeld und das fluktuierende Druckfeld wieder im hydrostatischen Gleichgewicht.

4.3 Skalenanalyse

In der Meteorologie und der Ozeanographie ist es üblich, die Größenordnungen der einzelnen Terme in der Bewegungsgleichung durch eine Skalenanalyse abzuschätzen. Dazu werden Größenordnungen für alle relevanten Größen in diesen Gleichungen angegeben und die einzelnen Terme abgeschätzt.

4.3.1 Atmosphäre



Für die synoptischen Systeme in der Meteorologie gelten die im linken Teil von Tab. 4.1 gegebenen Werte, wobei der Coriolisparameter f_o für eine Breite von $\phi = 45^\circ$ bestimmt wurde. Das typische Verhältnis von 1000:1 von vertikaler zu horizontaler Längenskala findet sich in den Ozeanen ebenso wie in der Atmosphäre, das Verhältnis zwischen Tiefe/Dicke und Ausdehnung können Sie sich anhand eines Blatts Papier veranschaulichen. Für die Darstellung von Profilen impliziert dieses Verhältnis, dass die Skala der vertikalen Achse gegenüber der der horizontalen feiner sein muss. → 4.3.3

Mit den typischen Größen aus Tabelle 4.1 ergibt sich für die einzelnen Terme

	A	B	C	D	E	F	
x – Komponente	$\frac{du}{dt}$	$-2\Omega v \sin \phi$	$+2\Omega w \cos \phi$	$+\frac{uw}{a}$	$-\frac{uv \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	
y – Komponente	$\frac{dv}{dt}$	$+2\Omega u \sin \phi$		$+\frac{uw}{a}$	$+\frac{u^2 \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	(4.101)
Skalen	$\frac{U^2}{L}$	$f_o U$	$f_o W$	$\frac{UW}{a}$	$\frac{U^2}{a}$	$\frac{\Delta p}{\rho L}$	
Ordnung [m/s ⁻²]	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻⁶	10 ⁻⁸	10 ⁻⁵	10 ⁻³	

Die bestimmenden Terme sind also die Coriolisbeschleunigung (Term B) und die Druckgradientenbeschleunigung (Term F). Beide liegen eine Größenordnung über der Trägheitsbeschleunigung (Term A).

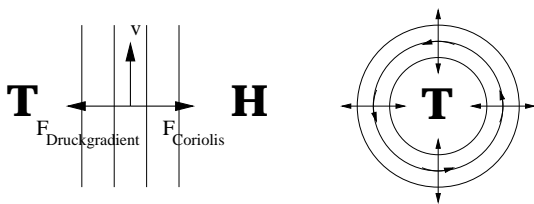


Abbildung 4.5. Geostrophischer Wind

Geostrophische Näherung

Damit lässt sich als die einfachste Näherung an die atmosphärische Bewegung (geostrophische Näherung) der *geostrophische Wind* einführen. Dieser ist definiert über das Gleichgewicht zwischen Corioliskraft und Druckgradientenkraft und lässt sich formal darstellen als

$$-fv \simeq -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{und} \quad fu \simeq -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \tag{4.102}$$

mit $f = 2\Omega \sin \phi$ als dem Coriolisparameter. Die Gleichungen enthalten keine zeitliche Ableitung, d.h. sie sind nicht in der Lage die Entwicklung eines Geschwindigkeitsfeldes zu beschreiben. Stattdessen beschreiben sie ein geostrophisches Gleichgewicht, das die ungefähre Beziehung zwischen einem Druckfeld und der horizontalen Bewegung auf synoptischen Skalen gibt. Die beiden Gleichungen (4.102) können auch in vektorieller Form zusammengefasst werden, wobei mit \mathbf{v}_H die Horizontalgeschwindigkeit bezeichnet sei und \mathbf{k} der Einheitsvektor in vertikaler Richtung ist:

$$\mathbf{v}_H = \mathbf{k} \times \frac{1}{\rho f} \nabla p . \tag{4.103}$$

Diese Gleichung beschreibt ein Wirbelfeld \mathbf{v}_H : das Geschwindigkeitsfeld bildet konzentrische geschlossene Kurven um den Punkt niedrigsten Drucks.

Anschaulich können wir den geostrophischen Wind wie folgt verstehen: in einem nicht-rotierenden Bezugssystem wäre der Wind als Ausgleichsströmung vom Bereich hohen zum Bereich niedrigen Drucks gerichtet und würde senkrecht zu den Isobaren wehen. Auf der rotierenden Erde wirkt zusätzlich die Corioliskraft. Diese lenkt die Luftpakete nach rechts ab, d.h. der Windvektor wird aus der Richtung senkrecht zu den Isobaren herausgedreht. Diese Drehung setzt sich so lange fort, bis der Wind parallel zu den Isobaren weht und zwar auf der Nordhalbkugel so, dass der tiefe Druck in Richtung der Bewegung links liegt, vgl. Abb. 4.5. Dann wirken zwei Kräfte auf das Luftpaket: nach rechts die ablenkende Corioliskraft und nach links die Druckgradientenkraft. Beide Kräfte halten sich das Gleichgewicht und der Wind weht parallel zu den Isobaren.

Der geostrophische Wind ist eine gute und einfache Näherung für das Windfeld in der freien Atmosphäre; die Abweichungen zum realen Wind betragen 5–10%. Ohne diese Abweichungen würden Tiefdruckgebiete unendlich lange leben, da der geostrophische Wind immer um das Tief weht, es aber nie auffüllen kann, da er ja nicht mit einem Transport senkrecht zu den Isobaren verbunden ist.

Auch in der Ozeanographie wird die geostrophische Näherung verwendet, um die grundlegenden Bewegungen, insbesondere den Zusammenhang zwischen Strömungen und einem kleinen Unterschied im Meeresniveau (entsprechend einem kleinen Unterschied im horizontalen Druck) zu erklären, vgl. Abschn. 5.4.1.

Rosby-Zahl

Behält man zusätzlich den nächstgrößeren Term der Bewegungsgleichung, die Trägheitskräfte A, bei, so ergibt sich für die horizontale Bewegungsgleichung

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{und} \quad \frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \tag{4.104}$$

bzw. in vektorieller Form (wieder mit \mathbf{v}_H als Horizontalgeschwindigkeit und \mathbf{k} als Einheitsvektor in vertikaler Richtung)

$$\frac{dv_h}{dt} + \mathbf{k} \times \mathbf{v}_H = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (4.105)$$

Diese Gleichung hat den Vorteil, dass sie eine zeitliche Ableitung enthält, d.h. auch die Entwicklung eines Wind- oder Strömungsfeldes beschreiben und damit nicht nur für diagnostische sondern auch für prognostische Zwecke verwendet werden kann. Allerdings ist diese Prognose messtechnisch nicht einfach zu erfassen, da sich die Beschleunigung (Term A) als die Differenz zweier großer Terme (Corioliskraft B und Druckgradientenkraft F) ergibt: ein kleiner Irrtum in der Messung der Geschwindigkeiten oder Druckgradienten kann daher zu großen Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Beschleunigung führen. Ein einfaches Maß zur Bestimmung der relativen Größe der Beschleunigung im Vergleich zur Corioliskraft ist durch das Verhältnis der Skalen der beiden Größen

$$\frac{U^2/L}{f_o U}$$

gegeben. Diese dimensionslose Größe wird als die *Rossby-Zahl* bezeichnet:

$$Ro = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Corioliskraft}} = \frac{U}{f_o L} . \quad (4.106)$$

Eine kleine Rossby-Zahl rechtfertigt die geostrophische Näherung.

Rossby-Wellen

In Abschnitt 3.5.2 sind wir bereits einer Wellenform begegnet, die sich für große Rossby-Zahlen ergibt, der *planetaren Welle* bzw. *Rossby-Welle*. Sie ist für die Ondulation der Polarfront verantwortlich und damit als 'Leitsystem' für die Wettergebilde von großer Bedeutung für die Atmosphäre. In ihrer einfachsten Form lassen sich sie durch die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters verstehen.

Für die Herleitung der planetaren Welle der Atmosphäre gehen wir von einem gleichförmigen zonalen Geschwindigkeitsfeld u (das entspricht einer ostwärts gerichteten Strömung, wie sie in unseren Breiten und im Westwindgürtel der Südhalbkugel vorherrschen, also in den Breiten, in denen sich die planetaren Wellen ausbilden) aus und vernachlässigen jegliche vertikale Geschwindigkeit. Die benötigten Gleichungen sind dann die Impulsbilanz unter Berücksichtigung des Trägheitsterms, also

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - fv = 0 , \quad (4.107)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + fu = 0 , \quad (4.108)$$

sowie die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 . \quad (4.109)$$

Partielles Ableiten von 4.107 nach y und von 4.108 nach x liefert

$$\frac{\partial}{\partial y} \frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial fv}{\partial y} = 0 , \quad (4.110)$$

und

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial fu}{\partial x} = 0 . \quad (4.111)$$

Subtraktion der beiden Gleichungen liefert

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + f \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) + v \frac{\partial f}{\partial y} = 0, \quad (4.112)$$

wobei berücksichtigt wurde, dass der Coriolisparameter f nur von der Breite y nicht aber von der Länge x abhängt. Die Größe $\partial v/\partial x - \partial u/\partial y$ ist eine Komponente des Vektors $\nabla \times \mathbf{v}$ und wird als *Vorticity* ζ bezeichnet. Sie kann als ein Vektor interpretiert werden, der dem Doppelten der lokalen Winkelgeschwindigkeit eines Flüssigkeitselements entspricht. Die Vorticity wird daher verwendet, um die Wirbelhaftigkeit einer Strömung zu charakterisieren. Der zweite Term in (4.112) verschwindet aufgrund der Kontinuitätsgleichung (4.109). Da der Coriolisparameter nur von der Breite nicht aber von der Zeit abhängt, können wir (4.112) zusammen fassen als

$$\frac{d(\zeta + f)}{dt} = 0. \quad (4.113)$$

Die Größe $\zeta + f$ wird dabei als *absolute Vorticity* bezeichnet. Sie ergibt sich durch die Kombination der Vorticity ζ durch die Rotation des Fluids und der Vorticity aufgrund der Rotation der Erde. Gleichung (4.113) besagt dann, dass unter der Voraussetzung einer nicht-divergenten reibungsfreien Strömung die absolute Vorticity erhalten bleibt.

Zur Lösung von (4.113) machen wir einen Ansatz der Form

$$f = f_o + \beta \quad (4.114)$$

mit β als Konstante, d.h. wir nehmen an, dass der Coriolisparameter linear mit der Breite variiert. Ferner nehmen wir eine gleichförmige ungestörte zonale Strömung u_o an, der kleine Störungen u' überlagert sein können. Die Erhaltung der Vorticity 4.113 lässt sich dann schreiben als

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_o \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + \beta v' = 0. \quad (4.115)$$

Da wir von einer nicht-divergenten Strömung ausgehen, können wir eine *Stromfunktion* Ψ einführen, durch die die Kontinuitätsgleichung 4.109 automatisch erfüllt ist, d.h.

$$u' = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad v' = \frac{\partial \Psi}{\partial x}. \quad (4.116)$$

Einsetzen in 4.115 liefert

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_o \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \Psi + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0. \quad (4.117)$$

Diese Gleichung lässt sich mit einem Wellenansatz der Form

$$\Psi = \Re \left(\psi_o e^{i(\omega t + kx + ly)} \right) \quad (4.118)$$

lösen unter der Bedingung, dass die Dispersionsrelation

$$c = -\frac{\omega}{k} = u_o - \frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad (4.119)$$

erfüllt ist. Die Geschwindigkeit der zonalen Strömung ist dann $c - u_o$ mit c als der Phasengeschwindigkeit der Welle in x -Richtung. Rossby-Wellen driften also relativ zur darunter liegenden Grundströmung in westlicher Richtung. In der Atmosphäre beträgt die Geschwindigkeit typischerweise wenige Meter pro Sekunde; die Phasengeschwindigkeit nimmt mit der Wellenlänge zu.

Abbildung 4.6 zeigt die großräumige planetare Welle auf der 500 hPa-Fläche für typische Verhältnisse im Winter der nördlichen Hemisphäre. Abgeschnürte oder sich gerade abschnürende Tiefdruckgebiete sind

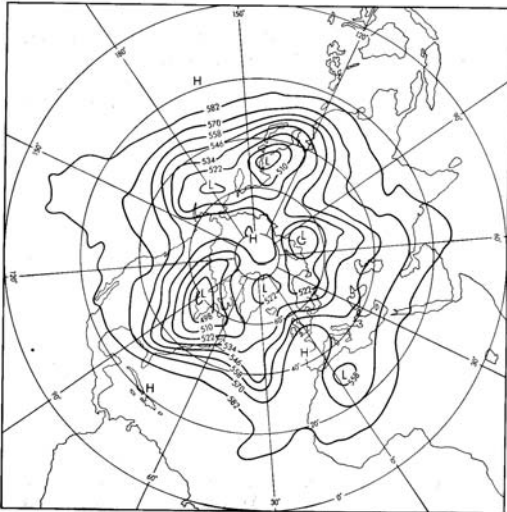


Abbildung 4.6. Rossby-Welle auf der 500 hPa-Fläche, Nordhalbkugel, Winter (Houghton, 1986)

ebenfalls erkennbar. Diese Wirbelbildung und -abschnürung wird uns beim Golfstrom in Abschn. 5.3 ebenfalls begegnen.

Für die reale Atmosphäre müssen wir uns allerdings der Tatsache bewusst sein, dass die hier betrachtete zweidimensionale Rossby-Welle eine Näherung ist, die auf der Annahme einer gleichförmigen Dichte beruht. In der Atmosphäre ist dies nicht der Fall und Rossby-Wellen können sich auch vertikal ausbreiten, d.h. wir erhalten eine dreidimensionale Welle. Diese sind für den vertikalen Transport von großer Bedeutung, da die Wellen im Gegensatz zur Materie eine einfache Kopplung zwischen den verschiedenen Atmosphärenschichten vermitteln können. Insbesondere setzt sich die troposphärische Welle in die Stratosphäre fort und kann dort mit Phänomenen wie dem *'sudden stratospheric warming'* in Verbindung gebracht werden.

Hydrostatische Näherung

Bisher haben wir die Skalenanalyse nur für die Horizontalkomponente der Bewegungsgleichung durchgeführt. Unter Verwendung der in Tabelle 4.1 gegebenen Skalen erhalten wir für die vertikale Komponente der Bewegungsgleichung

$$\begin{array}{l}
 \text{z - Komponente} \quad \frac{dw}{dt} \quad -2\Omega u \cos \phi \quad -\frac{u^2+v^2}{a} \quad = \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad -g \\
 \text{Skalen} \quad \frac{UW}{L} \quad f_0 U \quad \frac{U^2}{a} \quad \frac{P_0}{\rho H} \quad g \quad \cdot \\
 \text{Ordnung [m s}^{-2}\text{]} \quad 10^{-7} \quad 10^{-3} \quad 10^{-5} \quad 10 \quad 10
 \end{array} \quad (4.120)$$

Die bestimmenden Größen sind hier die Druckgradientenkraft und die Gravitationskraft, d.h. die Hauptterme der Bewegungsgleichung liefern

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g . \quad (4.121)$$

Die hydrostatische Grundgleichung ist also eine gute Näherung zur Beschreibung der vertikalen Schichtung der Atmosphäre.

Die nächsten relevanten Terme sind die Corioliskraft, die aber mehrere Größenordnungen kleiner ist, also auch nur einen entsprechend geringen Beitrag zur Bewegung liefert.

4.3.2 Vorticity



Die Bewegungsgleichung (4.47) ist die allgemeine Form einer Bewegungsgleichung, die alle für die Beschreibung atmosphärischer oder ozeanischer Bewegungen relevanten Größen enthält. → 4.3.3

In der Atmosphäre und in den Ozeanen kann vielfach die geostrophische Näherung zur Beschreibung des stationären Zustandes verwendet. Die Lösung der geostrophischen Näherung ist eine Strömung im Gleichgewicht zwischen Coriolis- und Druckgradientenkraft, die ein Tiefdruckgebiet gegen den Uhrzeigersinn umweht.

Wirbelhaftigkeit

Die Rotation eines Einzelteilchens beschreiben wir in der klassischen Mechanik durch einen Drehvektor ω , der senkrecht auf der Bahnebene des Teilchens steht und dessen Betrag ein Maß für die Winkelgeschwindigkeit ist. Die Bahngeschwindigkeit des Teilchens ergibt sich daraus zu

$$\mathbf{v} = \omega \times \mathbf{r} . \quad (4.122)$$

Für den *Drehimpuls* \mathbf{L} eines Teilchens gilt

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (4.123)$$

wobei \mathbf{p} der lineare Impuls ist. Der Drehimpuls ist, ebenso wie der lineare Impuls, eine Erhaltungsgröße. Seine Erhaltung verwenden wir z.B. bei der anschaulichen Interpretation der Corioliskraft. Die Änderung des Drehimpulses erfordert ein *Drehmoment* \mathbf{M} , für das in Analogie zur Kraft nach dem Newton'schen Axiom gilt

$$\mathbf{M} = \frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} . \quad (4.124)$$

In der Mechanik eines Massenpunktes könnten die Winkelgeschwindigkeit oder besser sogar der Drehimpuls als ein Maß für den durch die Teilchenbewegung beschriebenen Wirbel bilden.

In der Atmosphäre bzw. im Ozean ist die Definition der Wirbelhaftigkeit nicht so einfach, da es sich um ein kontinuierliches Medium handelt. Wir können zwar die Bewegung eines einzelnen Volumenelements in Analogie zur Mechanik eines Massenpunktes beschreiben, um jedoch zur Definition einer lokalen Wirbelstärke zu kommen, müssten wir in diesem Verfahren über alle Massenpunkte summieren, die um den betrachteten Punkt rotieren. Das ist sicherlich nicht sinnvoll.

Stattdessen bedienen wir uns der Beschreibung unseres kontinuierlichen Mediums durch ein vektorielles Geschwindigkeitsfeld \mathbf{v} . In diesem ist die lokale Wirbelstärke gegeben durch die Rotation des Feldes

$$\zeta = \nabla \times \mathbf{v} = \text{rot } \mathbf{v} . \quad (4.125)$$

Komponentenweise erhalten wir

$$\zeta = \begin{pmatrix} \zeta_x \\ \zeta_y \\ \zeta_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial w / \partial y - \partial v / \partial z \\ \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \\ \partial v / \partial x - \partial u / \partial y \end{pmatrix} . \quad (4.126)$$

Das sich durch Bildung der Rotation ergebende Vektorfeld ordnet jedem Punkt des Raumes einen Vektor zu, der senkrecht auf dem Wirbel steht und dessen Länge ein Maß für die Wirbelstärke ist. Die dritte Komponente der Vorticity haben wir im Zusammenhang mit der Herleitung der Rossby-Wellen bereits kennen gelernt.

Vorticity-Gleichung

Betrachtet man eine zweidimensionale Strömung in einer Atmosphäre mit gleichförmiger Dichte, so hatten wir in (4.113) die absolute Vorticity als Erhaltungsgröße kennen gelernt. Wir wollen jetzt eine Gleichung für eine etwas allgemeinere Atmosphäre herleiten. Dazu gehen wir wieder von den beiden horizontalen Bewegungsgleichungen (4.107) und (4.108) aus, leiten erstere partiell nach y und die zweite partiell nach x ab und bilden wieder die Differenz. Berücksichtigen wir ferner

$$\frac{df}{dt} = v \frac{\partial f}{\partial y} , \quad (4.127)$$

so erhalten wir für die Änderung der absoluten Vorticity

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (4.128)$$

Diese Gleichung wird als *Vorticity-Gleichung* bezeichnet. Der erste Term auf der rechten Seite ergibt sich aus der horizontalen Divergenz: ist diese positiv, so fließt Materie aus der betrachteten Region und die Vorticity nimmt ab. Das ist der gleiche Effekt wie bei einem rotierenden Körper, dessen Winkelgeschwindigkeit aufgrund der Erhaltung des Drehimpulses zunimmt, wenn sich sein Trägheitsmoment verringert. Die anderen beiden Terme auf der rechten Seite sind wesentlich kleiner, wie sich durch Skalenanalyse zeigen lässt. Damit kann die Vorticity-Gleichung in erster Näherung auch geschrieben werden als

$$\frac{d_h}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (4.129)$$

wobei

$$\frac{d_h}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \quad (4.130)$$

andeutet, dass wir uns auf die horizontale Komponente beschränken können.

In einem Medium konstanter Dichte und Temperatur gilt die Kontinuitätsgleichung in der Form

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \text{div} v = 0. \quad (4.131)$$

Dann lässt sich (4.129) auch in der Form

$$\frac{d_h}{dt}(\zeta + f) = (\zeta + f) \frac{\partial w}{\partial z} \quad (4.132)$$

schreiben. Da wir eine konstante Temperatur vorausgesetzt haben, ist die geostrophische Strömung von der Höhe z unabhängig. Da außerdem in erster Näherung die Vorticity gleich der der geostrophischen Strömung ist, verändert sich die Vorticity mit der Höhe nicht. Daher können wir (4.132) zwischen den Höhenniveaus z_1 und z_2 integrieren und erhalten mit $z_2 - z_1 = h$

$$\frac{1}{\zeta + f} \frac{d_h}{dt}(\zeta + f) = \frac{w(z_2) - w(z_1)}{h}. \quad (4.133)$$

Berücksichtigen wir jetzt den Teil des Mediums, der zu einer Zeit zwischen den Niveaus im Abstand h enthalten ist, so ist

$$\frac{d_h}{dt} = w(z_2) - w(z_1) \quad (4.134)$$

und damit (4.133)

$$\frac{d_h}{dt} \left(\frac{\zeta + f}{h} \right) = 0. \quad (4.135)$$

Diese Gleichung ist eine (einfache) Form der Erhaltung der *potentiellen Vorticity*. Die wichtigste Auswirkung dieser Gleichung für Atmosphäre und Ozeane betrifft die Strömung über einen Rücken, z.B. eine Bergkette. Wenn eine Säule des Mediums über ein derartiges Hindernis fließt, nimmt seine vertikale Ausdehnung ab. Dann muss die Vorticity ζ ebenfalls abnehmen. Eine sich westwärts bewegende Strömung erhält daher bei Überqueren eines Hindernis eine Komponente in Richtung auf den Äquator.

4.3.3 Ozeane

Die obige Diskussion für die Atmosphäre können wir direkt auf die Ozeane übertragen. Ein Blick auf Tabelle 4.1 zeigt, dass sich die räumlichen Skalen nicht unterscheiden. Der wesentliche Unterschied liegt

in den Geschwindigkeiten, d.h. es sind alle Terme betroffen, die die Geschwindigkeit enthalten, also insbesondere der Beschleunigungsterm, der advektive Term und die Corioliskraft.

Setzen wir diese Skalen in die Bewegungsgleichung ein, so erhalten wir für die horizontale Komponente in Analogie zu (4.101)

	A	B	C	D	E	F	
x – Komponente	$\frac{du}{dt}$	$-2\Omega v \sin \phi$	$+2\Omega w \cos \phi$	$+\frac{uw}{a}$	$-\frac{uv \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	
y – Komponente	$\frac{dv}{dt}$	$+2\Omega u \sin \phi$		$+\frac{vw}{a}$	$+\frac{u^2 \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	(4.136)
Skalen	$\frac{U^2}{L}$	$f_0 U$	$f_0 W$	$\frac{UW}{a}$	$\frac{U^2}{a}$	$\frac{\Delta p}{\rho L}$	
Ordnung [m/s ⁻²]	10^{-6}	10^{-4}	10^{-7}	10^{-10}	10^{-7}	10^{-4}	

und für die vertikale Komponenten in Analogie zu (4.120)

z – Komponente	$\frac{dw}{dt}$	$-2\Omega u \cos \phi$	$-\frac{u^2+v^2}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$	$-g$	
Skalen	$\frac{UW}{L}$	$f_0 U$	$\frac{U^2}{a}$	$\frac{P_0}{\rho H}$	g	(4.137)
Ordnung [m s ⁻²]	10^{-9}	10^{-4}	10^{-7}	1	10	

In beiden Fällen erkennen wir das aus der Atmosphäre bekannte Muster. Die charakteristischen Größen für die Bewegung sind damit

- die *geostrophische Annahme*, d.h. ein stationäres horizontales Strömungsfeld in einem Gleichgewicht aus Corioliskraft und Druckgradientenkraft. In ihm erfolgt die Bewegung parallel zu den Isobaren mit dem Bereich des tieferen Drucks zur Linken. Eine genaue Diskussion erfolgt in Abschnitt 5.4.1.
- die *Rossby-Zahl* als das Verhältnis von Trägheitsterm und Coriolisterm. Ist sie klein, so liefert die geostrophische Näherung eine gute Beschreibung der realen Verhältnisse.
- die *hydrostatische Näherung* beschreibt die vertikale Druckschichtung als ein Gleichgewicht aus Druckgradientenkraft und Gravitation, vgl. Abschn. 2.1.2.

4.4 Zusammenfassung der Grundgleichungen

Zur Beschreibung Atmosphäre und Ozean haben wir also den folgenden Satz von elementaren Gleichungen:

- die Impulsbilanz (oder Bewegungsgleichung)

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P + \mathbf{g}^* - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} . \tag{4.138}$$

- die Massenbilanz (oder Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} . \tag{4.139}$$

- die Zustandsgleichung

$$p = p(\rho, T) . \tag{4.140}$$

- die Drehimpulserhaltung (Erhaltung der absoluten Vorticity):

$$\frac{d}{dt} (\zeta + f) = 0 . \tag{4.141}$$

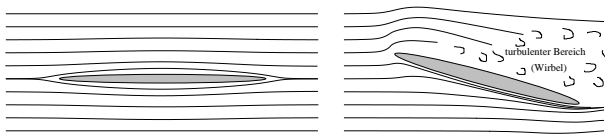


Abbildung 4.7. Stromlinien bei laminarer (links) und turbulenter Strömung (rechts)

4.5 Ideale Flüssigkeiten: Energieerhaltung



Wir haben bisher als Erhaltungsgrößen die Massenbilanz (Kontinuitätsgleichung) in Abschn. 2.3 und die Impulsbilanz (Bewegungsgleichung) in Abschn. 4.1 kennen gelernt. Da die Lösung der Bewegungsgleichung häufig etwas mühsam ist, ist es hilfreich, sich anhand der Energieerhaltung einfache Formalismen zu beschaffen, mit denen wir Grundeigenschaften kontinuierlicher Medien beschreiben können. Diese Grundprinzipien werden insbesondere bei Strömungen in Küstennähe zur Beschreibung der qualitativen Eigenschaften benötigt (Sedimenttransport, Küstenschutzbauwerke usw.).

Die Energiebilanz lässt sich nur auf ideale Flüssigkeiten anwenden, da Energieerhaltung bei Anwesenheit von Reibung nicht mehr gilt – es sei denn, es lässt sich ein Ausdruck finden, der die Energieumwandlung in Wärme oder Energie der Turbulenz berücksichtigt.

4.5.1 Stromlinien und Strömungsfeld

Zur Beschreibung einer Strömung verwenden wir das Konzept des *Strömungsfeldes*. Bei der stationären Strömung sind die Parameter $\rho(\mathbf{r})$ und $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ konstant, d.h. weder Dichte noch Geschwindigkeit hängen von der Zeit ab.

Ein wichtiges Konzept zur Beschreibung eines Strömungsfeldes sind die *Stromlinien*. Sie werden dadurch bestimmt, dass die Geschwindigkeit für eine große Anzahl von Raumpunkten aufgetragen wird. Ist eine hinreichend große Zahl von Geschwindigkeitsvektoren gegeben, so schließen sie sich zu Stromlinien zusammen. Formal ist der Geschwindigkeitsvektor in einem bestimmten Raumpunkt die Tangente an die Stromlinie in diesem Punkt. Anschaulich sind die Stromlinien die Bahnen von Testelementen in einer stationären Strömung. Die Tangenten geben die Richtung der Strömungsgeschwindigkeit, die Dichte der Stromlinien ist ein Maß für die Geschwindigkeit. Mehrere Stromlinien bilden eine *Stromröhre* bzw. einen *Stromfaden*. Da der Geschwindigkeitsvektor die Tangente an eine Stromlinie ist, hat die Geschwindigkeit \mathbf{v} keine Komponente senkrecht zur Stromlinie, d.h. alle Teilchen bleiben innerhalb einer Stromröhre, selbst wenn sich der Querschnitt oder die Form der Stromröhre verändert. Eine Stromröhre wird daher auch als *Flussröhre* bezeichnet, da der Fluss durch sie hindurch eine Konstante ist.

Mit Hilfe des Konzeptes der Stromlinie lassen sich die Unterschiede zwischen laminarer Strömung und turbulenter Strömung verdeutlichen: in einer *laminaren Strömung* liegen die Stromlinien nebeneinander ohne sich zu durchmischen. Diese Strömung wird als *Schichtströmung* bezeichnet. In einer *turbulenten Strömung* dagegen bewirkt die Reibung zwischen der Flüssigkeit und den Randschichten oder zwischen verschiedenen Flüssigkeitsschichten unterschiedlicher Geschwindigkeit die Bildung von Wirbeln, so dass sich kein geschlossenes Stromlinienbild mehr ergibt, vgl. Abb. 4.7. Für den Rest dieses Abschnitts werden wir uns auf laminare Strömungen beschränken.

4.5.2 Kontinuitätsgleichung

Bevor wir uns der Energieerhaltung zuwenden, können wir noch eine anschauliche Folgerung aus der Kontinuitätsgleichung ziehen.

Die Kontinuitätsgleichung lässt sich mit Hilfe des Konzeptes der Flussröhre herleiten, vgl. Abbildung 4.8: pro Zeiteinheit muss die gleiche Masse durch den Querschnitt einer Flussröhre fließen, unabhängig davon, wie weit diese ist. Damit ist die Kontinuitätsgleichung die Übertragung des Konzeptes der Massenerhaltung auf die Hydrodynamik: die Masse bzw. die Volumenelemente, die links in die Flussröhre eintreten, müssen rechts auch wieder herauskommen. Masse m ist Dichte ρ mal Volumen V ; das Volumen kann als Produkt aus Querschnittsfläche A und dem im Zeitintervall Δt von der Strömung zurückgelegtem Weg

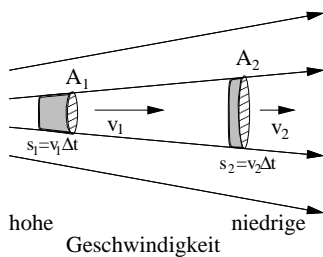


Abbildung 4.8. Zur Herleitung der Kontinuitätsgleichung

$s = v \Delta t$ geschrieben werden:

$$\Delta m = \rho V = \rho A s = \rho A v \Delta t . \tag{4.142}$$

Division durch Δt liefert den *Massenstrom*:

$$\dot{m} = \frac{\Delta m}{\Delta t} = \rho_1 A_1 v_1 = \rho_2 A_2 v_2 \tag{4.143}$$

und damit die *Kontinuitätsgleichung*

$$\rho A v = \text{const} . \tag{4.144}$$

Betrachtet man ein inkompressibles Medium, so ist ρ konstant und es ergibt sich die *Kontinuitätsgleichung für ein inkompressibles Medium*:

$$v A = \text{const} . \tag{4.145}$$

Die Größe $\dot{V} = A v$ ist der *Volumenstrom*, d.h. das Volumen, das pro Zeiteinheit durch einen Querschnitt A strömt.

Die physikalische Bedeutung der Kontinuitätsgleichung für eine inkompressible Strömung ist einfach: bei einer Verkleinerung der Querschnittsfläche wird die Geschwindigkeit größer, d.h. die Stromlinien rücken, wie auch anschaulich zu erwarten, dichter zusammen. Umgekehrt bewirkt eine Vergrößerung des Querschnitts eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit. Ein Beispiel ist die stärkere Strömung eines Flusses unter dem Engpass Brücke, ein anderes Beispiel ist das Dünnwerden eines Wasserstrahls mit zunehmendem Abstand vom Wasserhahn. Eine Halbierung der Querschnittsfläche verdoppelt die Strömungsgeschwindigkeit, eine Halbierung des Rohrdurchmessers vervierfacht sie. Dadurch erhöht sich die Gefahr der Wirbelbildung ebenso wie der Erosion.

4.5.3 Bernoulli-Gleichung

In idealen Flüssigkeiten wirken keine Reibungskräfte. Daher muss jede Druckarbeit, die auf ein Volumen ausgeübt wird, als vermehrte kinetische Energie dieses Volumens wieder auftauchen. Betrachten wir dazu ein Rohr mit variablem Querschnitt, vgl. Abbildung 4.9. Um ein Volumenelement $V_1 = A_1 \Delta x_1$ im weiten Teil durch die Fläche A_1 zu befördern, muss man es um ein Stück Δx_1 verschieben, d.h. es ist gegen den Druck p_1 der Flüssigkeit eine Arbeit

$$\Delta W_1 = F_1 \Delta x_1 = p_1 A_1 \Delta x_1 = p_1 V_1 \tag{4.146}$$

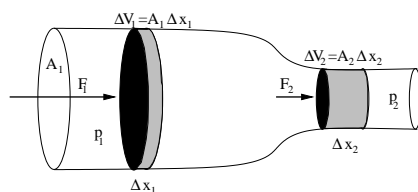


Abbildung 4.9. Zur Herleitung der Bernoulli-Gleichung.

zu verrichten. Im engen Teil der Röhre gilt entsprechend

$$\Delta W_2 = F_2 \Delta x_2 = p_2 A_2 \Delta x_2 = p_2 V_2 . \quad (4.147)$$

Diese Arbeit bewirkt eine Veränderung der potentiellen Energie des Volumenelements. Dessen kinetische Energie ist gegeben als

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \Delta m v^2 = \frac{1}{2} \rho v^2 \Delta V \quad (4.148)$$

oder als kinetische Energiedichte ϵ_{kin}

$$\epsilon_{\text{kin}} = \frac{E_{\text{kin}}}{V} = \frac{1}{2} \rho v^2 . \quad (4.149)$$

In einer idealen Flüssigkeit gilt die Energieerhaltung, d.h. die Summe aus potentieller und kinetischer Energie ist konstant:

$$p_1 \Delta V_1 + \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 \Delta V_1 = p_2 \Delta V_2 + \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 \Delta V_2 . \quad (4.150)$$

In einer inkompressiblen Flüssigkeit ist ρ konstant und daher $\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V$. Damit folgt aus der Energieerhaltung

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 . \quad (4.151)$$

Für eine inkompressible, reibungsfreie Flüssigkeit, die in einem waagerechten Rohr fließt, gilt daher die *Bernoulli Gleichung*

$$p + \frac{1}{2} \rho v^2 = p_o = \text{const} . \quad (4.152)$$

Die Konstante p_o ist der *Gesamtdruck*, der an der Stelle mit $v = 0$ als der Druck der Flüssigkeit erreicht wird. Die Größe $p_s = p_o - p = \frac{1}{2} \rho v^2$ ist der *Staudruck*, der beim Auftreffen der bewegten Materie auf eine Fläche erzeugt würde. Diese Größe wird auch als *dynamischer Druck* oder *Strömungsdruck* bezeichnet. Die Größe $p = p_o - p_s$ ist der *statische Druck* der strömenden Flüssigkeit.

Erweiterte Bernoulli-Gleichung und Gesetz von Toricelli

Betrachtet man kein waagerechtes sondern ein schräggestelltes Rohr, so ist neben der Druckarbeit und der kinetischen Energie auch die potentielle Energie in der Energiebilanz zu berücksichtigen:

$$p + \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho gh = \text{const} = p_o . \quad (4.153)$$

Auch diese Gleichung beschreibt eine Energieerhaltung und wird als *erweiterte Bernoulli-Gleichung* bezeichnet. Für den Spezialfall einer Flüssigkeit in Ruhe verschwinden die Terme, die die Geschwindigkeit enthalten, und es ist

$$p_1 - p_2 = \rho g(h_1 - h_2) \Rightarrow dp = \rho g dh . \quad (4.154)$$

Diese Gleichung haben wir bereits im Zusammenhang mit der hydrostatischen Grundgleichung kennengelernt, dort wurde sie auch anschaulich hergeleitet.

Die erweiterte Bernoulli-Gleichung erklärt z.B. das *Gesetz von Toricelli*: Die Ausflußgeschwindigkeit einer reibungslosen Flüssigkeit durch ein Loch in der Seitenwand eines mit dieser Flüssigkeit gefüllten Behälters ist gleich der Geschwindigkeit, die ein Körper erreichen würde, wenn er die Strecke vom Spiegel der Flüssigkeit zur Ausflussöffnung frei fallen würde.

Empfohlene Literatur

In diesem Kapitel wurden allgemeine Grundlagen der Hydrodynamik behandelt, d.h. jedes Buch zur Hydrodynamik ist geeignet. Für Leser mit Interesse an technischen Aspekten der Hydrodynamik ist z.B. Hutter (1995) ein geeignetes Buch. Einen stärkeren Bezug zur Geophysik bzw. Meteorologie haben z.B. der Pedlosky (1987), dessen Umfang und Tiefe jedoch recht weit über den in diesem Skript behandelten Stoff hinaus geht, oder der Massel (1999), der die physikalischen Grundlagen in angemessenem Umfang und vernünftiger Darstellung behandelt. Der Dietrich et al. (1975) behandelt die Grundlagen zwar ebenfalls, jedoch wird noch sehr viel in der lange in Meteorologie und Meereskunde üblichen komponentenweisen Darstellung gearbeitet – frei nach dem Motto, keine Gleichung kann so wenig physikalischen Inhalt haben, dass man ihre formale Darstellung nicht über mindestens zwei Seiten auswalzen müsste.

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Beschreiben Sie die Elemente des Schubspannungstensors. Auf welche Größen reduziert sich der Schubspannungstensor in einem reibungsfreien Medium?
2. Wie lässt sich die kinematische Viskosität definieren?
3. Welche Bedeutung hat die mittlere freie Weglänge?
4. Was sind die Tangential- und die Normalspannungen im Schubspannungstensor?
5. Wie ist die Schubspannung definiert?
6. In der Bewegungsgleichung tritt zwar die Corioliskraft explizit auf, nicht jedoch die Zentrifugalkraft. Mit welcher Begründung lässt sich diese Vereinfachung machen?
7. Was versteht man unter effektiver Gravitationsbeschleunigung?
8. Welche physikalischen Prozesse werden in der Bewegungsgleichung berücksichtigt?
9. Welche physikalischen Gründe gibt es, sowohl im Ozean als auch in der Atmosphäre die vertikale und die horizontale Bewegung getrennt zu beschreiben?
10. Was verstehen Sie unter Linearisierung von Gleichungen?
11. Gelten die Grundgleichungen wie Bewegungsgleichung oder Kontinuitätsgleichung für Momentanwerte oder mittlere Größen? Was bedeutet dies für die Anwendung auf Beobachtungen?
12. Welches Ziel verfolgt die Skalenanalyse?
13. Welche Terme erweisen sich bei der Salenanalyse der Bewegungsgleichung als dominant für die vertikale Bewegung, welche für die horizontale?
14. Wie kommt man auf die geostrophische Näherung?
15. Die geostrophische Näherung kann für die Atmosphäre ebenso verwendet werden wie für Ozeane. Nennen Sie einfache Anwendungsbeispiele.
16. Welches atmosphärische Phänomen lässt sich durch die geostrophische Näherung beschreiben?
17. Veranschaulichen Sie (graphisch) warum sich in der geostrophischen Näherung ein Isobaren-paralleler Strom ergibt und nicht ein dem Druckgradienten entgegengesetzter Strom.
18. Warum wird die geostrophische Näherung eher zur Beschreibung der Ozeane als in der Atmosphäre verwendet?

19. Welche Bedeutung hat die geostrophische Näherung in der Wettervorhersage?
20. Die Rossby-Zahl kann verwendet werden, um ein Maß für die Güte der geostrophischen Näherung zu liefern. Was geht in die Rossby-Zahl ein?
21. Was versteht man unter einer planetaren Welle?
22. Was ist eine Rossby-Welle? Wie lässt sie sich herleiten?
23. Was ist für die Ondulation der Polarfront (Rossby-Welle) verantwortlich?
24. Alcatraz, eine kleine Insel in der Bucht von San Franzisko dicht an der Golden Gate Bridge, galt lange Zeit als ein sehr sicheres Gefängnis, da Ausbrecher keine Chance hatten, schwimmend das Festland zu erreichen. Zur physikalischen Erklärung müssen Sie berücksichtigen, dass der Pazifik Gezeiten hat und dass das Golden Gate eine Meerenge zwischen dem freien Pazifik und der Bucht von San Franzisko ist.

Rechenaufgaben

1. Blut fließt mit einer Geschwindigkeit von 30 cm/s durch eine Aorta mit Radius 1.0 cm. Wie groß ist der Volumenstrom (Durchflußmenge)?
2. Blut fließe in einer Arterie mit Radius 0.3 cm und Strömungsgeschwindigkeit 10 cm/s. Durch Arteriosklerose verringert sich der Radius auf 0.2 cm. Wie groß ist hier die Strömungsgeschwindigkeit?
3. Warum verringert sich der Querschnitt des Wasserstrahls mit zunehmendem Abstand vom Wasserhahn? Entwickeln Sie ein Verfahren, wie Sie aus dem in zwei verschiedenen Abständen vom Wasserhahn gemessenen Durchmesser die Ausflußgeschwindigkeit am Wasserhahn bestimmen können.
4. In einem Warmwasserrohr verringert sich infolge von Kalkablagerungen der Rohrdurchmesser um 20 %. Berechnet werden soll die prozentuale Änderung des Massenstroms \dot{m} .
5. Eine Wasserleitung (Querschnitt $A_1 = 100 \text{ cm}^2$) weist eine Einschnürung (Querschnitt $A_2 = 20 \text{ cm}^2$) auf. Der Druck ist an der Verengung $0.51 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ niedriger als davor. Mit welcher Geschwindigkeit strömt das Wasser durch die Leitung?
6. In einem Chemikaliertank, der bis zur Höhe $h = 25 \text{ m}$ mit einer ätzenden Flüssigkeit der Dichte $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$ gefüllt ist, strömt aus einem kleinen Leck in einer Höhe $h_1 = 24.5 \text{ m}$ Flüssigkeit aus und trifft im Abstand x_1 auf den Boden. Sie haben Ihren Werkschutz so positioniert, daß die Leute die Flüssigkeit sofort durch Aufschaufeln eines Bindemittels neutralisieren können. Begründen Sie, warum die Flüssigkeit bei x_1 auf den Boden trifft und nicht einfach am Behälter herunter rinnt. Bestimmen Sie x_1 . Da bildet sich in einer Höhe von $h_2 = 2 \text{ m}$ über dem Boden ein zweites Leck. Müssen Sie die Werkschutzleute jetzt weiter zurückziehen, dichter an den Tank schicken oder an ihrer momentanen Position lassen?
7. Ein zylindrisches Gefäß hat in den Höhen $h_1 = 10 \text{ m}$ und $h_2 = 5 \text{ m}$ übereinanderliegende Öffnungen. In welcher Höhe H über dem Gefäßboden muß sein Flüssigkeitsspiegel liegen, damit die ausströmende Flüssigkeit aus beiden Öffnungen gleich weit auf die Waagerechte in der Höhe des Gefäßbodens auftrifft?
8. Durch eine 1 km breite und 60 m tiefe Meerenge strömt Wasser in eine dahinter liegende Bucht. Das Wasser trifft aus einem Trichter mit einer Breite von 4 km und einer mittleren Tiefe von 40 m auf die Meerenge, die Geschwindigkeit des Ebbstroms im Trichter beträgt 2 m/s. Wie groß ist die Strömungsgeschwindigkeit in der Meerenge?

Formales

1. Zerlegen Sie die einzelnen Terme der Bewegungsgleichung in ihre Komponenten in einem mit der Erde rotierenden kartesischen Koordinatensystem.

Kapitel 5

Meereströmungen

In diesem Kapitel wollen wir den Ozean auf den größten zur Verfügung stehenden Skalen betrachten. Daher werden wir uns zuerst mit Strömungen beschäftigen, da diese das größte geschlossene System der Hydrosphäre darstellen: der Golfstrom als Wärmetransport zwischen dem Golf von Mexiko und dem mittleren und nördlichen Europa, d.h. als unsere Heizung, ist schon ein relativ beeindruckendes System, das sich über eine Strecke von einigen Tausend km erstreckt. Der Golfstrom ist jedoch nur ein kleiner Teil der globalen thermohalinen Zirkulation, die den gesamten Globus umspannt.

Die treibenden Kräfte für die Ozeanzirkulation sind der Wind, der die windgetriebenen Oberflächenströmungen erzeugt wie die Westwindzirkulation in mittleren und die östlichen Strömungen in niedrigen Breiten, und die durch unterschiedliche Salz- und damit Dichtekonzentrationen getriebene thermohaline Zirkulation, die das globale drei-dimensionale Strömungssystem bildet, in dem es den Rückfluss des durch die Oberflächenströmungen transportierten Wassers in tieferen Schichten erlaubt.

Und davor zur Orientierung gibt Abb. 5.1 eine Karte der Meerestiefen, in der die einzelnen Meere bezeichnet sind.

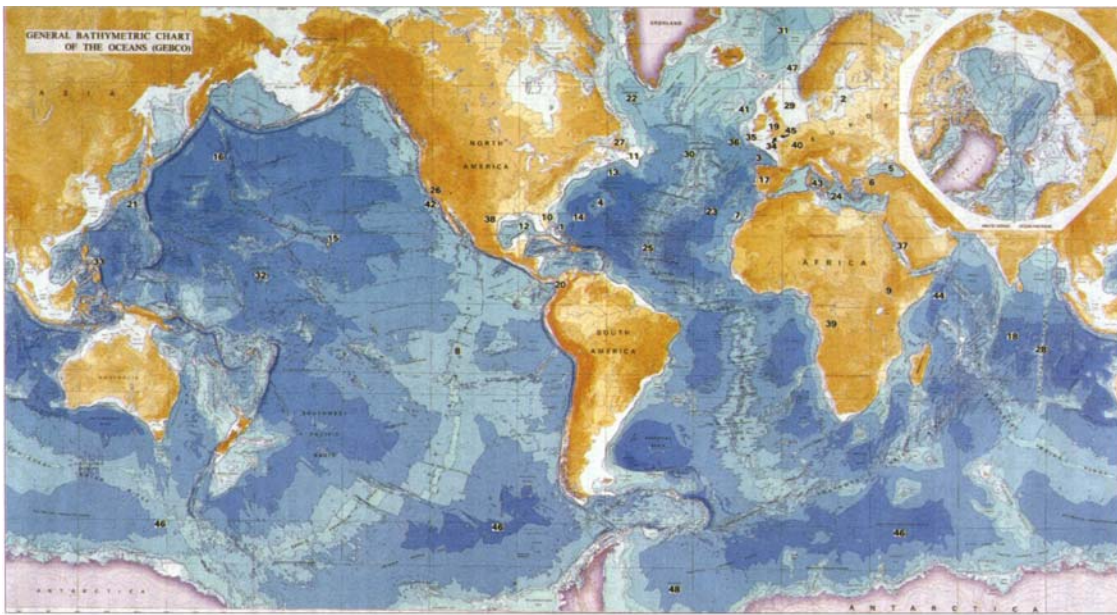
5.1 Oberflächenströmungen

Ozeane sind dreidimensionale kontinuierliche Medien, die durch irreguläre Formen (Meeresboden, Kontinente) begrenzt sind und durch mehr oder weniger breite Gräben verbunden sind. Die Bewegung von Wasservolumina in diesen unregelmäßigen Becken wird daher im Gegensatz zu der im vorangegangenen Kapitel betrachteten Atmosphäre relativ komplex sein; insbesondere wird ein Austausch zwischen den Becken durch die Verbindungen zwischen diesen kanalisiert. Aufgrund der unregelmäßigen Topographie des Meeresbodens können wir nicht davon ausgehen, dass sich das Wasser als von der Meeresoberfläche bis zum Meeresboden reichende Wassersäule (eventuell an ihrer Unterkante durch Reibung abgebremst) bewegt. Daher wird die reale Zirkulation dreidimensional sein: neben Bewegungen von Wasservolumina in Länge und Breite (d.h. oberflächenparallel) wird es auch Bewegungen in der Wassertiefe geben.

Von diesem dreidimensionalen Zirkulationsmuster sind die Oberflächenströmungen am einfachsten zu beobachten. Historisch konnte man sie z.B. aus Beobachtungen der Drift (havariertes) Schiffe oder schwimmender Wrackteile ableiten, wie in Abb. 5.2 für den Nordatlantik dargestellt. Die Driften der verschiedenen Objekte weisen alle auf eine relativ starke Strömung parallel zur Ostküste der USA hin, den Golfstrom.

5.1.1 Verfahren: Turnschuhe und Quietscheneten

Dieses früher zufällige Verfahren wird heute noch systematisch zur Bestimmung von Oberflächenströmungen durch Driftbojen verwendet: man setzt einen Funksender auf einer Boje aus, läßt diese treiben und peilt ihre Signale zu bestimmten Zeiten an. Auf diese Weise lässt sich die Bahn der Boje und damit die



- | | | | | |
|-----------------------------|--------------------------------|---------------------------|-----------------------------|--------------------|
| 1. Bahamas | 12. Gulf of Mexico | 23. Madeira Abyssal Plain | 35. Porcupine Seabight | 47. Storegga slide |
| 2. Baltic Sea | 13. Gulf Stream | 24. Mediterranean Sea | 36. Porcupine Abyssal Plain | 48. Weddell Sea |
| 3. Bay of Biscay | 14. Hatteras Abyssal Plain | 25. Mid-Atlantic Ridge | 37. Red Sea | |
| 4. Bermuda | 15. Hawaiian Islands | 26. Monterey, California | 38. Rio Grande Rift | |
| 5. Black Sea | 16. Hawaiian-Emperor Seamounts | 27. Newfoundland | 39. River Zaire | |
| 6. Bosphorus | 17. Iberian Peninsula | 28. Ninetyeast Ridge | 40. River Seine | |
| 7. Canary Islands | 18. Indian Ocean | 29. North Sea | 41. Rockall Bank | |
| 8. East Pacific Rise | 19. Irish Sea | 30. North Atlantic Ocean | 42. Santa Barbara Basin | |
| 9. East African Rift Valley | 20. Isthmus of Panama | 31. Norwegian Sea | 43. Sardinia | |
| 10. Florida | 21. Kuroshio | 32. Pacific Ocean | 44. Somali Current | |
| 11. Grand Banks | 22. Labrador Sea | 33. Philippines | 45. Southampton Water | |
| | | 34. Poole Bay, UK | 46. Southern Ocean | |
- Based on the General Bathymetric Chart of the Oceans (GEBCO), published by the Canadian Hydrographic Service, Ottawa, Canada, 1984; reproduced with permission of the International Hydrographic Organization and the Intergovernmental Oceanographic Commission (of UNESCO).

Abbildung 5.1: Die Ozeane der Welt, entnommen aus Summerhayes und Thorpe (1996)

Meereströmung verfolgen.¹ Da Meereströmungen turbulent sind, ist der Weg der Boje eher vom Zufall bestimmt. Für eine genaue Kartierung einer Meeresströmung würde man daher eine große Zahl von Bojen benötigen, ein kostenaufwendiges Verfahren. Früher hat man stattdessen Flaschenpost² verwendet, der moderne Ozeanograph macht sich die kleineren Unfälle zu Nutze, insbesondere das Überbordspülen von Containern bei schwerem Wetter. So wurden am 17. Mai 1990 ca. 80 000 Nike-Schuhe³ im Nordpazifik vom Container-Schiff Hansa Carrier gespült. Ein halbes bis ein Jahr später wurden Tausende von Schuhen an der nordamerikanischen Küste vom südlichen Oregon bis zu den Queen-Charlotte-Inseln angespült (Ebbesmeyer und Ingraham, 1992). Mit Hilfe der Meldungen über diese Schuhfunde ließ sich die Driftbahn

¹Die modernere Alternative verzichtet auf das Anpeilen der Boje und setzt stattdessen einen GPS-Empfänger mit auf die Boje, so dass diese zu bestimmten Zeiten ihre Position übermittelt.

²So wurden bis Ende 1991 auf der Wetterstation Papa im Nordpazifik 33 869 Flaschen ausgesetzt.

³Das ist keine Schleichwerbung, es heißt 'Nike-shoe-spill'.

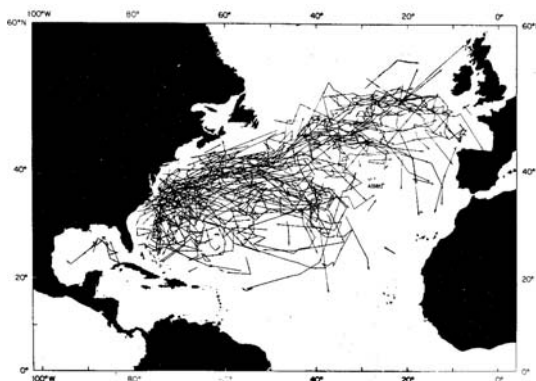


Abbildung 5.2. Strömungen im Nordatlantik aus der Beobachtung von lange treibenden Wracks oder Wrackteilen, Summerhayes und Thorpe (1996) auf der Basis von Richardson (1985)

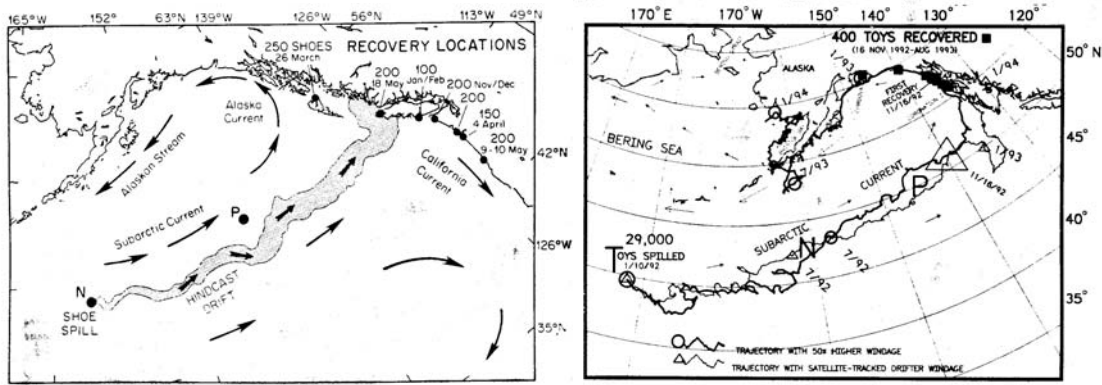


Abbildung 5.3: Oben: Driftbahnen im Nike shoe spill: in N wurden am 17.05.1990 ca. 80 000 Schuhe von Bord eines Containerfrachters eingebracht. Die Zahlen und Punkte zeigen an, wo diese Schuhe an der nordamerikanischen Küste wieder gefunden wurden. Das Band gibt die ungefähre Driftrichtung an. P ist die Wetterstation Papa (Ebbesmeyer und Ingraham, 1992). Unten: 29 000 Badewannenspieltiere wurden am 10.01.1992 in T eingebracht. Die Markierungen geben Zeiten und Orte, wo größere Mengen dieser Tiere wieder gefunden wurden (Ebbesmeyer und Ingraham, 1994)

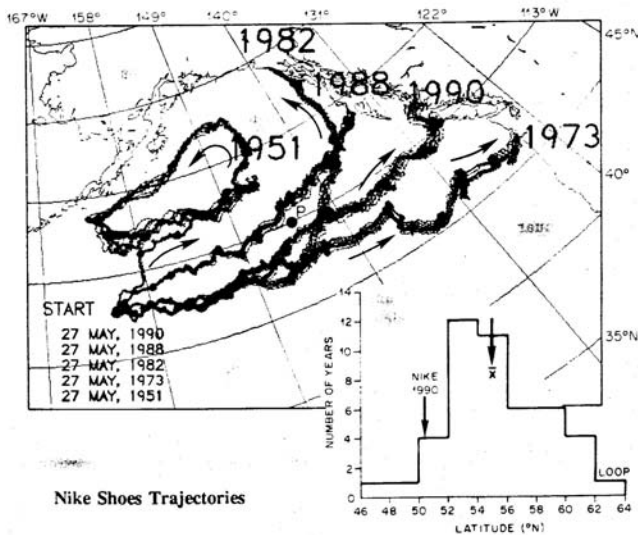


Abbildung 5.4. Driftbahnen für verschiedene Jahre, die Schuhe werden jeweils am 27. Mai eingetragen, vgl. Text (Ebbesmeyer und Ingraham, 1992)

der Schuhe in einem Modell der Ozeanströmungen rekonstruieren, vgl. Abb. 5.3.

Allerdings ist die Verteilung der Schuhe über einen mehr als tausend Kilometer langen Küstenstreifen in dem Modell nur schwer zu simulieren: hier sind außer den küstenparallelen Strömungen auch die Beeinflussungen durch den Küstenverlauf, d.h. die exakte Form der Küstenlinie und die sich daran ausbildenden Strömungen, von Bedeutung. Dennoch erwiesen sich die Schuhe als ein guter Testfall für das Modell. Einen zweiten Testfall lieferte ein Container, der am 10.01.1992 im nördlichen Pazifik mit 29 000 Spielzeugen für die Badewanne über Bord gespült wurde. Auch diese Tiere wurden an der nordamerikanischen Küste angespült und lieferten einen Aufschluss über das zu der Zeit herrschende Driftmuster. Da sich in beiden Fällen der Eintrag der Objekte an in Relation zur Driftbahn nahe beieinander gelegenen Orten ereignete, liefert ein Vergleich der beiden Fälle einen guten Test für die Reproduktion der (jahres)zeitlichen Variation der Strömungsmuster im Modell.

Allerdings sind diese Driftbahnen nicht nur saisonal beeinflusst sondern hängen von Schwankungen im großskaligen Zirkulationsmuster der Ozeane ab, darunter auch vom El Niño. Füttert man die Beobachtungen über atmosphärische und ozeanische Zirkulation in das von den Autoren verwendete Modell, so ergeben sich je nach Jahr des Eintrags (der aber jeweils am 17. Mai) unterschiedliche Driftbahnen. Simula-

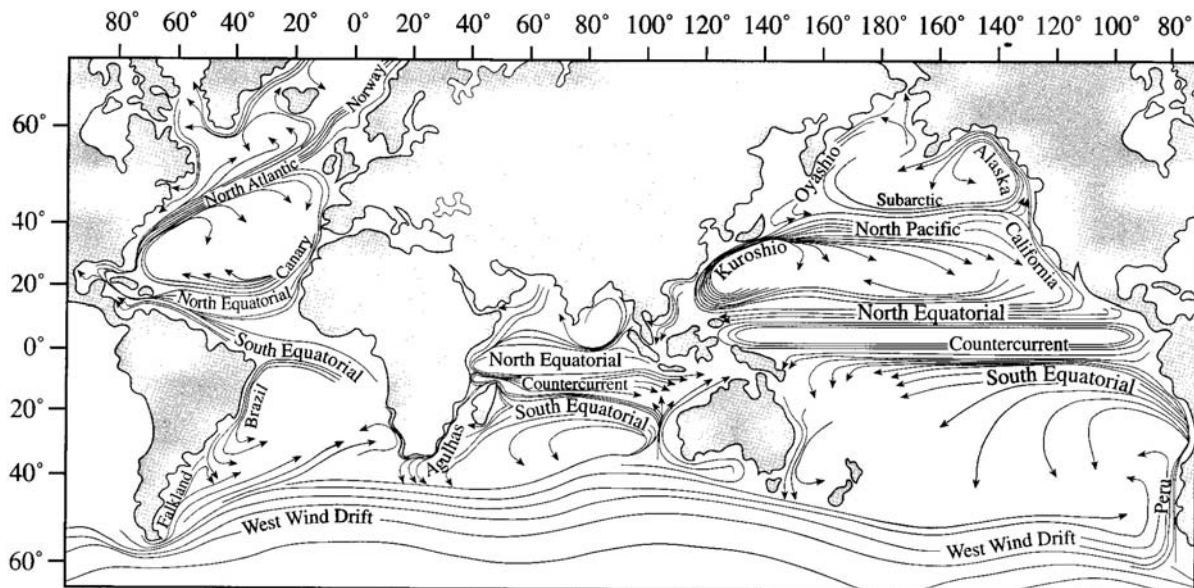


Abbildung 5.5: Oberflächenströmungen, Summerhayes und Thorpe (1996) auf der Basis von NRDC (1946)

tionen wurden für die Jahre 1946–1990 durchgeführt, fünf Beispiele sind in Abb. 5.4 gezeigt, darunter das Jahr 1951, in dem sich eine geschlossene Driftbahn ausgebildet hätte, die Schuhe im wahrsten Sinne des Wortes kein Land gesehen hätten. Das Jahr 1973 hätte die Schuhe am weitesten nach Süden versetzt, das Jahr 1982 mit seinem starken El Niño dagegen am weitesten nach Norden. 1990 gibt die Beobachtungen wieder, 1988 entspricht ungefähr dem mittleren Verhalten.

5.1.2 Beobachtungen

Abbildung 5.5 zeigt unser heutiges Verständnis der Oberflächenströmungen der Ozeane. Die wichtigsten Merkmale dieser Strömungen sind:

- trotz der unterschiedlichen Formen der Becken von Nordatlantik und Nordpazifik sind die Zirkulationsmuster ähnlich: im nördlichen Teil eine Zirkulation gegen den Uhrzeigersinn, im südlichen Teil ein ausgeprägter Wirbel im Uhrzeigersinn. Letztere ist asymmetrisch: die Strömungen sind an den westlichen Grenzen (d.h. den Ostküsten) wesentlich stärker als im östlichen. Diese beiden starken Grenzflächenströmungen, der Golfstrom im Atlantik und der Kuroshio im Pazifik sind die am besten dokumentierten Ozeanströmungen.
- der Indische Ozean zeigt ein komplexeres Zirkulationsmuster, das stark durch den Monsun beeinflusst ist.
- in Äquatornähe zeigen alle drei Ozeane zwei westwärts fließende Äquatorialströme: den Südlichen und den Nördlichen Äquatorialstrom. Im Pazifik und im Indischen Ozean sowie in Teilen des Nordatlantik sind diese durch einen starken ostwärts fließenden Äquatorialen Gegenstrom getrennt.
- in den südlichen Ozeanen um die Antarktis finden sich keine kontinentalen Barrieren (mit Ausnahme der Drake Passage), so dass sich eine starke nach Osten gerichtete zirkumpolare Strömung ausbildet, manchmal als Westwinddrift⁴ bezeichnet.

Die wesentliche Antriebskraft der Strömungen in Atmosphäre und Ozean ist die Verteilung des Einfalls von Energie auf die Erde, d.h. die räumliche Verteilung der einfallenden solaren Strahlung, vgl. Abschn. 3.4.

⁴Winde werden nach der Richtung bezeichnet, aus der sie wehen – ein Westwind bewegt die Luft und das Wasser in östlicher Richtung. Daher wird eine ostwärts gerichtete Strömung von einem Westwind getrieben.

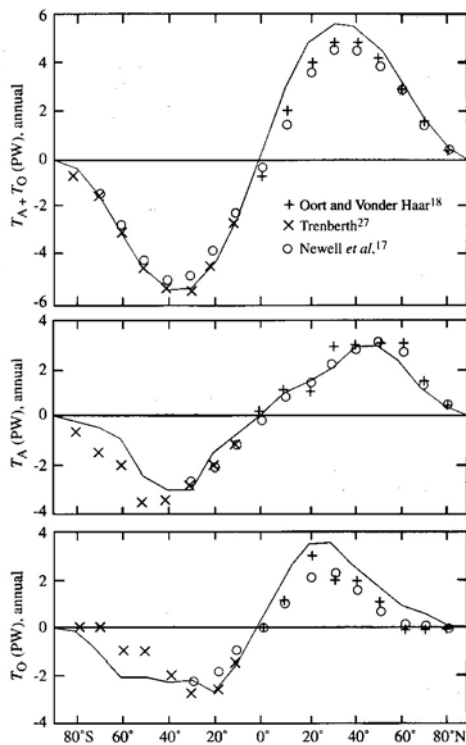


Abbildung 5.6. Breitenabhängigkeit des polwärts gerichteten Wärmetransports. Oben: Atmosphäre und Ozeane gemeinsam, Mitte nur Atmosphäre, unten nur Ozeane. (Summerhayes und Thorpe, 1996)

5.2 Globale Zirkulation

Die frei bewegliche Atmosphäre ist sicherlich ein ideales Medium, um Wärme aus niedrigen in hohe Breiten zu transportieren. Wenn wir uns jedoch klar machen, dass eine 2.5 m dicke Schicht Oberflächenwasser der Ozeane eine der gesamten Atmosphäre vergleichbare Wärmekapazität hat, ist auch klar, dass die Ozeane trotz ihrer durch die Kontinente eingeschränkten Strömungsmuster signifikant zum polwärts gerichteten Wärmetransport beitragen.

5.2.1 Relative Anteile Wärmetransport

Neben der atmosphärischen Zirkulation trägt die ozeanische Zirkulation zu ungefähr 30% zum Ausgleich des Temperaturgefälles Äquator–Pol bei. Der relative Anteil von atmosphärischem und ozeanischem polwärts gerichteten Wärmetransport ist in Abb. 5.6 gegeben. Die obere Kurve gibt den gesamten Wärmetransport von Ozeanen und Atmosphäre wie er zur Erfüllung der beobachteten Energiebilanz (vgl. Abb. 3.8) notwendig ist. Die mittlere Kurve gibt den Energietransport durch die Atmosphäre wie er aus direkten Beobachtungen ermittelt wird. Der im unteren Teilbild gezeigte polwärts gerichtete Wärmetransport durch die Ozeane ist als Differenz aus den beiden oberen Kurven bestimmt. Die unterschiedlichen Symbole bzw. die durchgezogene Kurve beziehen sich auf Abschätzungen verschiedener Autoren (Carrissimo et al.; Newell et al., 1972; Oort and Vonder Haar, 1972; Trenberth, 1979).

Die ozeanische Zirkulation ist etwas komplexer (und komplizierter) als die atmosphärische Zirkulation, da hier die Verteilung der See- und Landmassen, die durch das Relief des Meeresbodens gegebene Meerestiefe (das entspricht ungefähr den durch die Verteilung von See- und Landmassen im Falle der Atmosphäre bewirkten Effekten), ja sogar die Unterschiede zwischen einer Wasserfläche und einer Meereisfläche für die Ausbildung eines Zirkulationsmusters entscheidend sind. Zwar wirken diese Faktoren auch auf die atmosphärische Zirkulation ein, jedoch dort im wesentlichen um die durch den Temperaturgradienten getriebene Zirkulation zu modifizieren, nicht aber um das Zirkulationsmuster selbsttätig zu bestimmen.

Abbildung 5.5 gibt einen Überblick über die Oberflächenströmungen der Ozeane. Zum Äquator hin gerichtete Strömungen sind in der Regel kalt, vom Äquator weg gerichtete dagegen warm. Dadurch ermöglicht die Oberflächenströmung der Ozeane einen polwärts gerichteten Wärmetransport. Allerdings zeigen sich,

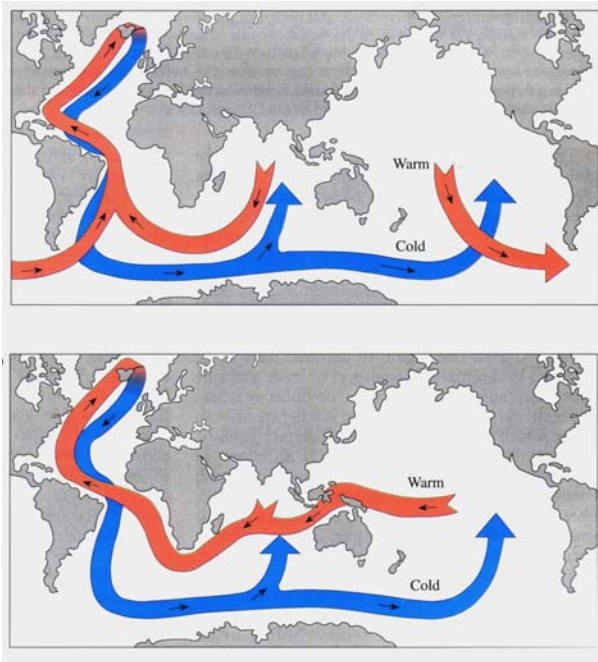


Abbildung 5.7. Thermohaline Zirkulation

durch die Landmassenverteilung bedingt, deutliche Unterschiede zwischen der Nord- und Südhalbkugel: auf der Südhalbkugel gibt es eine kreisförmig um die Antarktis ausgelegte Strömung, die teilweise an den Westküsten der Kontinente in Äquatorrichtung abgelenkt wird. Dieser geschlossene Wirbel ist für den relativ geringen polwärtigen Wärmetransport in den Ozeanen der Südhemisphäre verantwortlich.

Um die Arktis herum kann sich dagegen aufgrund der Meereisbedeckung keine geschlossene Zirkulation ausbilden. Hier besteht praktisch nur im Nordatlantik (und in ganz geringem Maße auch durch die Behringstraße) ein Austausch mit den höheren Breiten: der Golfstrom stößt als warme Oberflächenströmung von der Karibik kommend an der Küste Norwegens vorbei bis in hohe Breiten vor. Um Grönland herum führt der Labrador-Strom kaltes Wasser aus dem Nordpolarmeer in den Atlantik.

Die Meereströmungen haben auch für das Klima eine Bedeutung. Für uns ist der Golfstrom gleichsam die Heizung, die dafür sorgt, dass wir eher milde Winter haben und sich keine ausgedehnten Eisfelder vor der Küste Norwegens ausbilden. Im Zusammenhang mit der Telekonnektion werden wir noch El Niño als eine Kopplung zwischen ozeanischer und atmosphärischer Zirkulation kennenlernen.

5.2.2 Thermohaline Zirkulation

Abbildung 5.7 zeigt die thermohaline bzw. Tiefenzirkulation der Ozeane bzw. genauer gesagt zwei unterschiedliche Vorstellungen über die thermohaline Zirkulation. Diese Zirkulation sorgt einerseits für einen Wärmetransport in höhere Breiten und ist andererseits für den Salzhaushalt der Ozeane von großer Bedeutung. Wählen wir uns den Nordatlantik als wahrscheinlichen Startpunkt dieser Zirkulation. Dort entzieht die kalte, trockene arktische Luft den Oberflächengewässern Wärme und führt zur Verdunstung. Letztere bewirkt eine Erhöhung des Salzgehaltes und damit eine größere Dichte des Wassers. Da durch die Abkühlung die Dichte ohnehin schon erhöht ist, sinkt das Wasser ab und fließt nach Süden. Dieses Wasser bildet die atlantische Tiefwasserströmung in wenigen Tausend Metern Tiefe. Die Stromstärke dieser Tiefenströmung übertrifft die aller Flüsse der Erde um mehr als das zwanzigfache. Im Südatlantik wendet sich die Strömung ostwärts, fließt an Afrika und Australien vorbei und steigt im nördlichen Pazifik aus der Tiefsee auf (untere Variante). Dort nimmt sie Wärme und relativ wenig salzhaltiges Wasser vom asiatischen Kontinent auf. Dieses Wasser strömt in Tiefen von wenigen Hundert Metern über den Golf von Mexiko zurück in den Nordatlantik. Im alternativen Zirkulationsmuster (oberes Teilbild) bewegen sich die wärmeren Oberflächenwasser ostwärts vom Pazifik in den Atlantik.

Dieses Zirkulationsmuster hat eine Zeitskala von Jahrzehnten, die Tiefenzirkulation eine von einigen

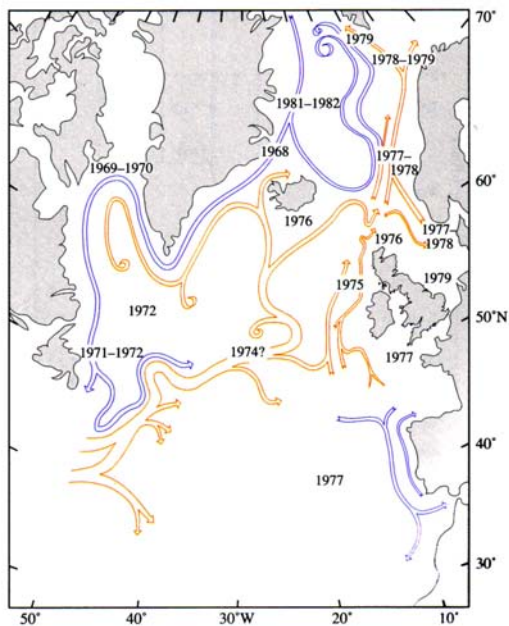


Abbildung 5.8. Ausbreitung der Salzanomalie des Nordatlantik. Zum Vergleich: die Geschwindigkeit des Golfstroms beträgt ca. 9 km/h, d.h. ein Wasserelement des Golfstroms benötigt von der Küste Floridas bis vor die norwegische Küste ca. (Summerhayes und Thorpe, 1996)

Jahrhunderten. Beide Zeitskalen sind deutlich größer als die der windgetriebenen Zirkulationsmuster, d.h. der polwärts gerichtete Wärmetransport durch die Ozeane ist zumindest auf Zeitskalen von Jahren nicht nennenswert durch Variationen in Windsystemen beeinflusst.

Die thermohaline Zirkulation wird im englischsprachigen Raum häufig mit dem Ausdruck ‘Förderband’ ergänzt. Diese Bezeichnung macht nicht nur deutlich, dass ein Transport erzeugt, sondern sie geht weiter: die thermohaline Zirkulation erfolgt entlang recht enger ‘Wasserstraßen’, eben Förderbänder, ohne dass eine Durchmischung mit dem benachbarten Oberflächenwasser stattfindet. Diese Durchmischungsarmut ist ein besonderes Merkmal von Zirkulationssystemen, sie ließ sich in den siebziger Jahren des 20. Jhrh. am Beispiel der ‘Großen Salzanomalie’ des Nordatlantik verfolgen: wahrscheinlich hat im Laufe der Sechziger eine ungewöhnliche große Zufuhr von Eis und Schmelzwasser aus hohen Breiten dazu geführt, dass sich ein Bereich ungewöhnlich geringen Salzgehalts ausgebildet hat. Diese salzarme Blase konnte dann auf ihrer Wanderung um den Atlantik über mehr als ein Jahrzehnt verfolgt werden, vgl. Abb. 5.8, ohne sich mit dem umgebenden Wasser zu mischen. Im Hinblick auf die allgemeine Diskussion über (anthropogene) Klimaänderungen können derartige Anomalien von großem Interesse sein: die Ozeane reagieren aufgrund der großen Wärmekapazität des Wassers nur sehr langsam auf klimatische Veränderungen. Derartige Anomalien dagegen, die z.B. ein verstärktes Abschmelzen polaren Eises andeuten können, sind wesentlich schnellere und deutlichere Warnzeichen.

Das Absinken im Nordatlantik ist als Abfluss für den Golfstrom wichtig, so dass eine Veränderung an dieser Stelle z.B. auf eine Eiszeit in Nord- und Mitteleuropa führen könnte. Auf diese Rolle der Ozeane bei Klimaveränderungen werden wir in Kap. 7 zurück kommen.

5.3 Golf-Strom

Ein wesentlicher Bestandteil der thermohalinen Zirkulation ist der Golfstrom, der für die Zufuhr warmen Wassers nach Mittel- und Nordeuropa und damit das hier herrschende milde Klima verantwortlich ist. An ihm ist die bereits erwähnte ‘Förderbandeigenschaft’, eben zusätzlich zum Transport auch die Stabilität, besonders gut dokumentiert.

Trotzdem ist die Vorstellung, dass kein Austausch mit der Umgebung stattfindet, zu einfach. Dieser Austausch erfolgt jedoch nicht auf der Basis langsamer molekularer Vermischungs- und Transportvorgänge (Diffusion, Wärmeleitung) sondern durch die Bildung von Wirbeln. Ein derartiger Austauschprozess wird als *Eddy-Diffusion* oder Wirbeldiffusion bezeichnet (eddy = Wirbel)

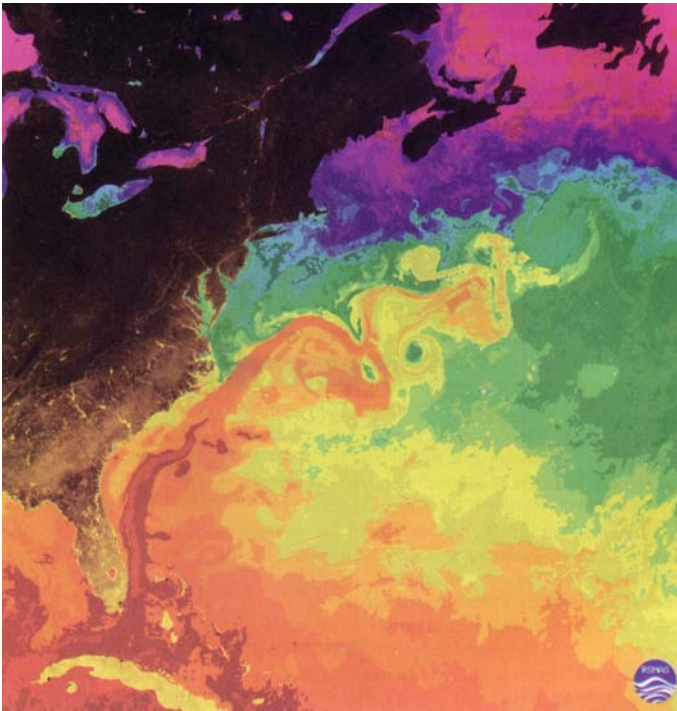


Abbildung 5.9. Infrarot-Aufnahme des Golfstroms, wärmere Farbtöne deuten höhere Temperaturen an. Die Ausbildung und das Ablösen von Wirbeln ist deutlich zu erkennen (Thurman, 1994)

Betrachten wir den Golfstrom in Abb. 5.9 etwas genauer, so erkennen wir die Ausbildung von Wirbeln, die für den Transport relativ kalten Wassers in den Bereich warmen Wassers sorgen. Derartige Wirbel sind stabil, sie lösen sich von der Grenzfläche, an der sie entstanden sind ab und treiben, ähnlich Rauchringen in der Luft, als geschlossene Wirbel in der neuen Umgebung weiter.

An der nördlichen Flanke des Golfstroms lösen sich warme Wirbel ab mit Durchmessern von ca. 100 km und Tiefen von 1 km. Die kalten Wirbel an der südlichen Flanke haben typische Durchmesser von 500 km und können sich bis auf den Ozeanboden erstrecken. Obwohl diese Wirbel Wasserblasen innerhalb eines größeren Wasserkörpers sind, sind sie bemerkenswert stabil und können sich in der Entwicklung ihrer physikalischen, chemischen und biologischen Parameter als eigenständige kleine Ökosysteme auffassen lassen, die sich über mehrere Jahre beobachten lassen.

Abbildung 5.10 zeigt schematisch, wie sich durch das Mäandern der Grenzfläche Wirbel und geschlossene Ringe ausbilden können, die sich dann von der Grenzfläche ablösen. Im rechten Teil ist eine Verteilung der Golfstromringe mit kaltem Kern gezeigt.

Die Golfstromringe sollen hier nur als ein Beispiel für Wirbel gezeigt sein. Wirbelbildung wird uns auf vielen anderen räumlichen Skalen begegnen. Sie ist bedeutsam im Hinblick auf Transport- und Austausch-

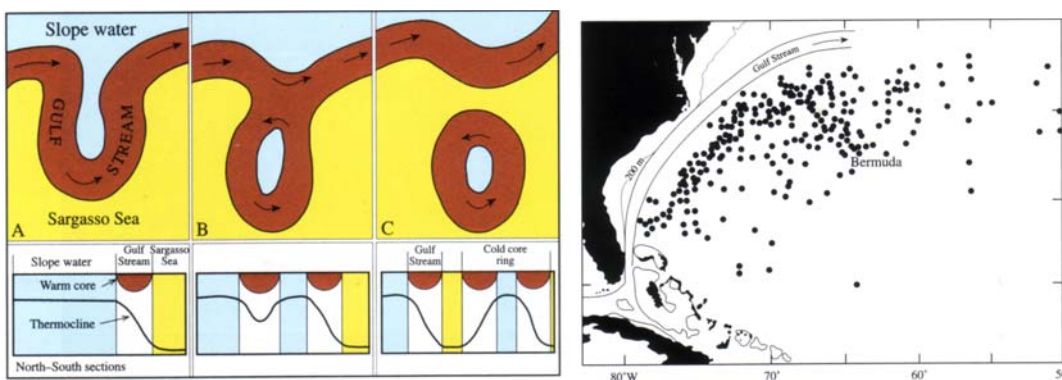


Abbildung 5.10: Wirbelbildung am Golfstrom (Summerhayes und Thorpe, 1996)

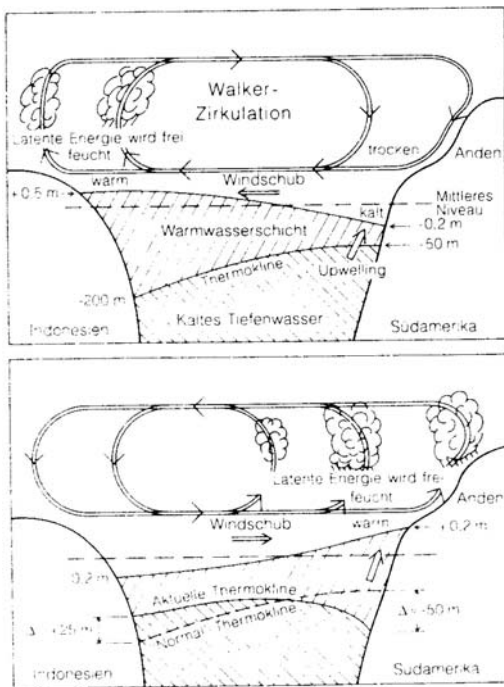


Abbildung 5.11. Schematische, idealisierte Darstellung des ENSO-Phänomens. Oben: normale Walker-Zirkulation mit oberflächennahen Südostpassaten und Absenkung der Thermokline im Westpazifik, Unten: Höhepunkt einer El Niño-Entwicklung: Absenkung der Thermokline im Ostpazifik, Umkehrung der Walker-Zirkulation und Niederschläge im Ostpazifik (Roedel, 1994)

prozesse über Grenzflächen hinweg.

5.3.1 Telekonnektion: atmosphärische und ozeanische Zirkulation

In Abschn. 3.5 haben wir uns Gedanken gemacht über die Antriebskräfte der atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation, eben den Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol. Beide Zirkulationsmuster tragen zum Wärmetransport bei. Aber wir können diese Muster nicht ganz so unabhängig voneinander betrachten, wie wir es bisher getan haben, zwischen beiden gibt es Wechselwirkungen. Das bekannteste Beispiel ist *El Niño* oder die *Southern Oscillation*, ein für uns wichtiges Beispiel ist die *Nordatlantische Oszillation* NAO. Ursprünglich wurden derartige Oszillationen in den Zirkulationen von Atmosphäre und Ozean unter dem Begriff *Telekonnektion* eingeführt.

Telekonnektionen sind Veränderungen des atmosphärischen Zirkulationsmuster, die sich gleichzeitig oder in kurzem (aber festem) zeitlichen Abstand in Regionen ereignen, die Tausende von Kilometern von einander entfernt sein können. Das wohl am häufigsten zitierte und am besten studierte Beispiel ist El Niño. Gleichzeitig bietet El Niño auch ein sehr gutes Beispiel für die Kopplung von Ozean und Atmosphäre. Weitere Beispiele, teilweise eher auf regionalen Skalen, sind in Peixoto und Oort (1992) beschrieben.

El Niño/Southern Oscillation ist eine atmosphärische und ozeanische Zirkulationsanomalie, die nach heutigen Kenntnissen nicht vorhersagbar ist. Vor der peruanischen Küste verschwinden zu Weihnachten die Fische, da sich um diese Zeit das Meerwasser plötzlich und stark erwärmt und damit für die Fische keine ausreichende Menge an Nährstoffen zur Verfügung steht. Aufgrund seines Auftretens um die Weihnachtszeit herum wird dieses Phänomen als El Niño bezeichnet - das Christkind. Diese Periode warmen Oberflächenwassers dauert in der Regel bis in den März an, danach normalisiert sich die Temperaturverteilung wieder. In einigen Fällen dauert El Niño jedoch länger und kann sich sogar über Jahre erstrecken. In diesem Falle spricht man von einem *El Niño/Southern Oscillation (ENSO) Ereignis*. Dabei ergeben sich entsprechend katastrophale Folgen für die lokale Ökonomie. Diese langandauernden El Niños bzw. ENSOs treten alle 3 - 7 Jahre auf, bisher gibt es keine Vorhersagemöglichkeiten dafür. Gleichzeitig treten im Ostpazifik über Indonesien anomale Trockenperioden auf (vgl. die schematische Darstellung in Abb. 5.11).

Den Schlüssel zum Verständnis dieses Phänomens bildet die Southern Oscillation (*Walker-Zirkulation*): diese beschreibt die bisher nicht vollständig verstandene Kopplung des Luftdrucksystems im Ostpazifik

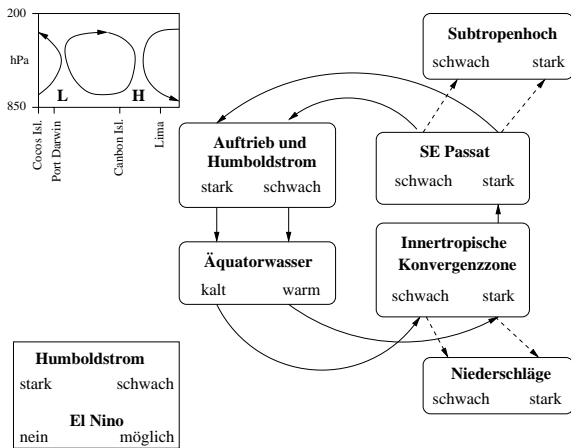


Abbildung 5.12. Southern Oscillation (Walker-Zirkulation) als Grundlage zum Verständnis des El Niño

mit dem des Westpazifiks. Die Passatwinde als Bestandteil der *Hadley-Zirkulation* werden durch die beiden beständigen Hochdruckgebiete im Pazifik - über den Osterinseln im Süden und vor Kalifornien im Norden - umgelenkt, so dass sie vor der amerikanischen Pazifikküste in Richtung auf den Äquator und damit auf die innertropische Konvergenzzone zu wehen. Der Südostpassat treibt den Humboldtstrom und schiebt damit Oberflächenwasser von der Küste weg. Dadurch kann kälteres, nährstoffreicheres Wasser aus der Tiefe aufquellen. Dieses zeigt sich in den Satellitenaufnahmen als ein kühler Bereich vor der südamerikanischen Pazifikküste, vgl. Abb. 1.8. Das weggetriebene warme Wasser dagegen staut sich im westlichen Pazifik. Die hohen Verdunstungsraten aus dieser Warmwassermasse führen zu starken Regenfällen in Indonesien und Südostasien. Zusammengefasst bedeutet also ein kalter Ostpazifik gleichzeitig starke Regenfälle in Indonesien. Diese Kopplung zwischen zwei Ereignissen in weit auseinanderliegenden Bereichen der Erde wird als Telekonnektion bezeichnet.

In der Atmosphäre besteht entsprechend der Wassertemperaturen eine negative Druckenomalie über Indonesien, die mit einer positiven Druckenomalie im pazifischen Hochdruckgebiet gekoppelt ist. Dabei entsteht eine Zirkulationszelle, die entlang eines Breitenkreises, und nicht, wie bei der großskaligen Zirkulation sonst üblich, entlang eines Längengrades ausgerichtet ist. Diese Zelle wird von der normalen Hadley-Zirkulation überlagert. Im Nettoeffekt bewirkt dann der Auftrieb kalten Äquatorwassers vor der amerikanischen Pazifikküste eine Abkühlung und damit eine Schwächung der innertropischen Konvergenzzone. Damit geht aber auch dem Südost-Passat ein Teil seines Antriebs verloren, er wird schwächer. Ein schwächerer Südost-Passat kann aber nicht mehr soviel warmes Wasser von der peruanischen Küste wegtreiben, die innertropische Konvergenzzone wird wieder gestärkt, damit auch der Südost-Passat und der Kreislauf kann, wie in Abb. 5.12 dargestellt, erneut beginnen.

Das El Niño Phänomen ist mit dem Zusammenbruch des Passatwindensystems im Westpazifik und einem Umspringen dieser Passate in bodennahe Westwinde gekoppelt. Dann strömt das in den Westpazifik getriebene warme Wasser wieder in Richtung auf die amerikanische Ostküste zurück und blockiert dort den Auftrieb kalten Tiefenwassers, der eigentliche El Niño entsteht. Durch die Westwinde kommt es zu einem Aufsteigen feuchter Luft an der amerikanischen Westküste, die Feuchtigkeit kondensiert und es kommt in normalerweise trockenen Gebieten zu starken Regenfällen. Die dann trockene Luft strömt in großen

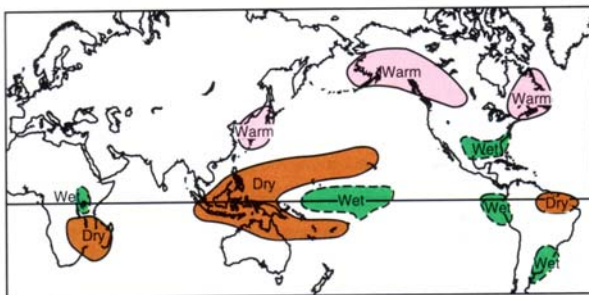


Abbildung 5.13. Anomale Wetterlagen, die normalerweise im Zusammenhang mit einem ENSO beobachtet werden (Moran and Morgan, 1994)

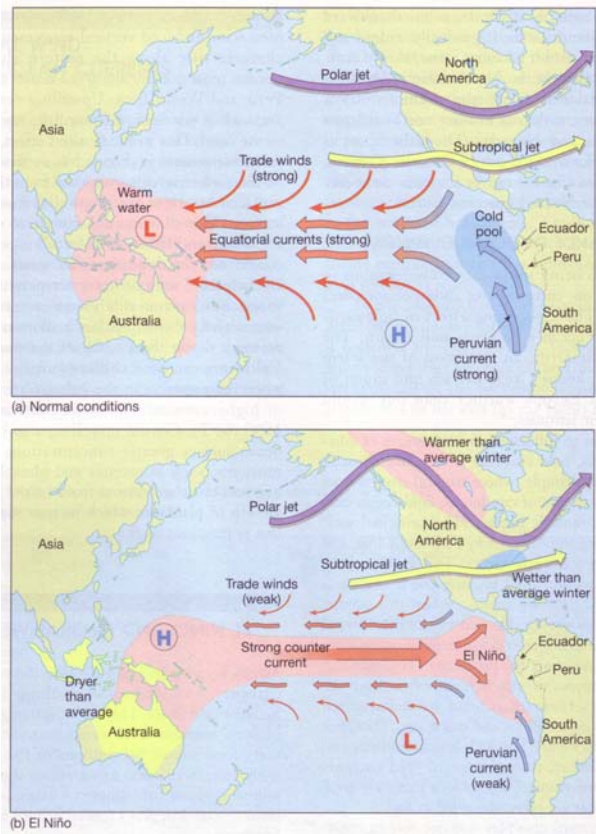


Abbildung 5.14. Die Strömungen und Druckgebilde im Pazifik unter normalen Bedingungen (oben) und im Falle eines ENSOs (unten). Beachten Sie die Verlagerungen von Polar- und Subtropenjet (Lutgens and Tarbuck, 1995)

Höhen wieder Richtung Westen zurück, so dass es über Indonesien zur Ausbildung einer ungewöhnlichen Trockenheit kommt.

Die Auswirkungen von El Niño betreffen jedoch anscheinend nicht nur die unmittelbaren Bereiche dieser Walker-Zirkulation. Die Warmwasseranomalie in den Tropen kann die Zirkulation bis in die mittleren Breiten beeinflussen. In Zusammenhang mit dem Auftreten von starken El Niños könnte das Auftreten von Überschwemmungen in Kalifornien, Dürren in Afrika und Indien sowie starker Trockenheit in der ex-UdSSR und anderen Teilen der Erde stehen (vgl. z.B. Keppler (1988)). Abbildung 5.13 gibt eine Übersicht über Änderungen der Witterungsbedingungen in verschiedenen Teilen der Welt, die mit dem Auftreten von ENSOs in Verbindung stehen (stark US-zentriert).

Ein entscheidender Faktor für Änderungen der Witterung in den mittleren Breiten der nördlichen Halbkugel ist die Verschiebung von Polar- und Subtropen-Jet im Zusammenhang mit dem ENSO. Abbildung 5.14 zeigt dazu noch einmal die Strömungs- und Druckverhältnisse über dem Pazifik unter normalen Bedingungen (oben) und während eines ENSOs (unten). Über Nordamerika weicht der Subtropenjet etwas nach Norden aus und führt damit feuchtes Wetter in den Golf von Mexiko und nach Florida. Noch stärker wird der polare Jet beeinflusst: er wird über der Westküste der Vereinigten Staaten weit nach Norden geführt. Dadurch verändern sich die Wanderung der Tiefdruckgebiete vollständig. Während in normalen Jahren die Druckgebilde dem Jet nahezu breitenkreisparallel folgen, werden sie jetzt vom Pazifik kommend weit nach Norden abgelenkt und führen diesen Gegenden relativ warme Luftmassen zu. Umgekehrt wird der polare Jet aber auch an der Ostküste der USA weiter nach Süden abgelenkt, so dass innerhalb des Kontinents eine starke Nord-Süd-Strömung entsteht, die dem mittleren Westen relativ kalte und trockene Luft bescheren.

Die Entstehung der ENSOs ist nicht verstanden. Diskutiert werden kleine Unregelmäßigkeiten in der Ost-West-Position des indonesischen Tiefs oder Schwankungen in der Intensität der Wechselwirkung zwischen Wind und Meeresoberfläche. Sicher ist aber, dass ENSO ein Beispiel dafür ist, dass relativ unscheinbare Einflüsse in dem nichtlinearen System große Effekte auslösen können (Christopherson, 1994; Roedel, 1994). Dieses Beispiel zeigt damit auch, wie schwierig (oder vielleicht sogar aussichtslos) unter solchen

Bedingungen Versuche der Klimamodellierung sind.

Seit den frühen Fünfzigern bis Mitte der Neunziger haben sich acht mittlere bis starke ENSOs ereignet. Das letzte dieser Ereignisse im betrachteten Intervall fand von Mitte 1991 bis Mitte 1993 statt, das stärkste fand 1982–1983 statt. Mit dem Ausklingen des 1991–93 ENSOs ging übrigens eine fast 6 Jahre dauernde Dürre in den westlichen Staaten der USA zu Ende, offensichtlich durch die durch das ENSO getriggerte Veränderung im polaren Jet.

In den letzten Jahren haben Wissenschaftler auch den Begriff La Niña (das Mädchen) eingeführt, mit dem die atmosphärischen und ozeanischen Bedingungen beschrieben werden, die dem El Niño genau entgegengesetzt sind. La Niña scheint für das atmosphärische Zirkulationsmuster verantwortlich gewesen zu sein, dass den USA die starken Dürren von 1988 gebracht hat, deren letzte Auswirkungen erst mit dem folgenden El Niño zu Ende gingen.

5.4 Physikalische Erklärungsversuche

Als ein wesentliches Merkmal der thermohalinen Zirkulation haben wir ihren Förderbandcharakter erwähnt: zwar wird Materie und damit Wärme transportiert, die Transportroute ist jedoch wie ein Förderband relativ stationär. Daher kann das Verständnis stationärer Strömungen uns bei der genaueren Betrachtung der großräumigen Ozeanströmungen unterstützen.

5.4.1 Geostrophische Strömungen

Geostrophische Strömung im homogenen Meer

In Abschn. 4.3.1 haben wir die geostrophische Näherung für die Atmosphäre betrachtet, d.h. einen Wind, der parallel zu den Isobaren weht und der aus dem Gleichgewicht aus Coriolis- und Druckgradientenkraft entsteht. Für den Ozean wird ein entsprechender Ansatz gemacht, lediglich für die Horizontalkomponente wird auch die Schwerkraft berücksichtigt. Dann erhalten wir aus der allgemeinen komponentenweisen Bewegungsgleichung (4.80) die drei Gleichungen

$$\begin{aligned} 2\Omega v \sin \phi &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ 2\Omega u \sin \phi &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ g &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Die ersten beiden Gleichungen enthalten wieder das Gleichgewicht aus der ablenkenden Kraft der Erdrotation, d.h. der Coriolis-Kraft, und der Druckgradientenkraft. Im Gegensatz zum geostrophischen Wind betrachten wir hier auch die vertikale Komponente. Dazu führen wir einen Neigungswinkel β zwischen der isobaren Fläche $p = \text{const}$ und einer Niveauläche in x -Richtung ein. Dann lässt sich für die Änderung des Drucks auch schreiben

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g\rho \tan \beta \quad (5.2)$$

und die erste Komponente der Bewegungsgleichung (5.1) kann umgeschrieben werden zu

$$\tan \beta = -\frac{2\Omega \sin \phi}{g} v. \quad (5.3)$$

Eine entsprechende Beziwhung lässt sich für die zweite horizontale Komponente der Geschwindigkeit ableiten. Als Resultat erhalten wir, dass die Geschwindigkeit senkrecht zur Neigung der Druckflächen verläuft und dass die Neigung ein Maß für die Geschwindigkeit ist.

Für die Ozeane lassen sich die Neigungen der Druckflächen wie folgt abschätzen: mit $\phi = 30^\circ$ und $v = 10 \text{ cm/s}$ ergibt sich $\tan \beta = -74 \cdot 10^{-8}$, d.h. die Meeresoberfläche steigt senkrecht zur Strömung um

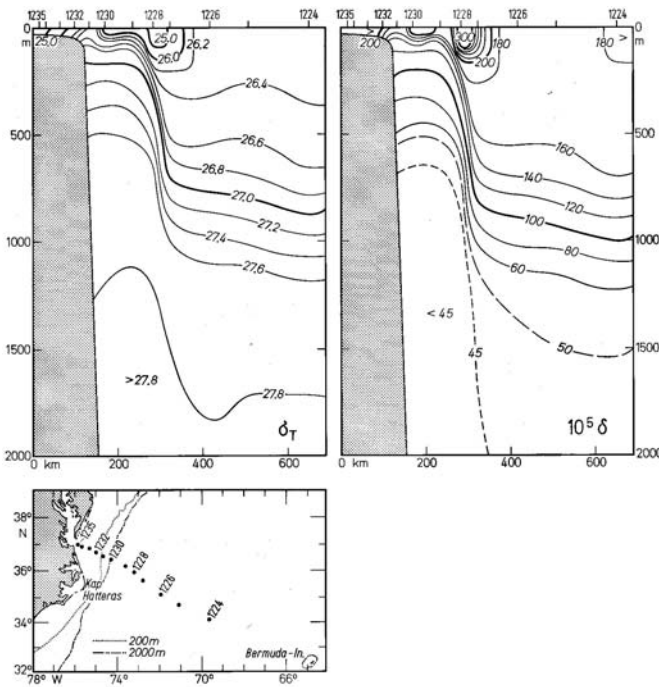
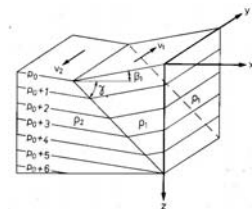


Abbildung 5.15. Verteilung der Dichte σ_T und der Anomalie des spezifischen Volumens in $10^5 \delta$ entlang eines Schnitts senkrecht zum Golfstrom; 500fache Überhöhung der vertikalen Achse (Dietrich et al., 1975)

74 cm über eine Entfernung von 10^8 m oder 1000 km an. Sehr kleine Neigungen des Meeresniveaus sind also in der Lage, die Strömungen aufrecht zu erhalten. Dieser einfache Zusammenhang lässt sich z.B. im großen Belt direkt nachweisen.

Geostrophische Strömung im zweifach geschichteten Meer

Betrachten wir jetzt zwei homogene Wassermassen der Dichten ρ_1 und ρ_2 mit $\rho_1 < \rho_2$, die übereinander liegen. Sind beide Wassermassen in Ruhe, ist die Grenzfläche zwischen ihnen horizontal. Bewegen sie sich jedoch mit verschiedenen Geschwindigkeiten v_1 und v_2 so stellt sich eine Grenzfläche ein, deren Neigung von den beiden Geschwindigkeiten abhängt (die Darstellung in der Randabbildung gilt für die Nordhalbkugel; auf der Südhemisphäre müssten die Geschwindigkeitsvektoren in die entgegengesetzte Richtung weisen). Auch diese Bewegung lässt sich mit Hilfe der geostrophischen Näherung (5.1) beschreiben, da diese Gleichungen für jede der beiden homogenen Wassermassen einzeln erfüllt sein müssen und keine weiteren Gleichungen benötigt werden, die eine Vermischung der Wassermassen beschreiben. Zusätzlich benötigt wird jedoch eine Bedingung zur Beschreibung der Grenzfläche: diese ist zwar dynamisch, der physikalische Sachverhalt ist jedoch einfach, da an der Grenzfläche Druck und Gegendruck betragsmäßig gleich sein müssen. Zur formalen Beschreibung orientieren wir unser Koordinatensystem derart, dass die Bewegung nur parallel zur y -Achse erfolgt, d.h. es ist $u_1 = u_2 = 0$. Für den Neigungswinkel γ an der Grenzfläche gilt dann die *Margules'sche Grenzflächenneigung*



$$\tan \gamma = - \frac{2\Omega \sin \phi}{g} \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_2 - \rho_1} . \tag{5.4}$$

Für die Neigungen der isobaren Flächen innerhalb der einzelnen Wassermassen gelten wieder die Gleichungen

$$\tan \beta_1 = - \frac{2\Omega \sin \phi}{g} v_1 \quad \text{und} \quad \tan \beta_2 = - \frac{2\Omega \sin \phi}{g} v_2 . \tag{5.5}$$

Die Grenzfläche zwischen den Wassermassen bleibt so lange geneigt, wie der Zähler des zweiten Bruchs von Null verschieden ist, d.h. solange $\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1 \neq 0$. Außerdem muss $\phi \neq 0$ gelten, d.h. am Äquator würde

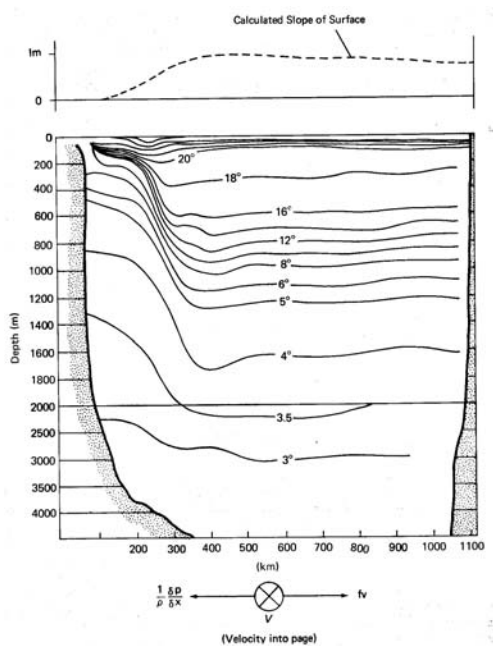


Abbildung 5.16. Temperatur und Höhenprofil des Golfstroms (Knauss, 1997).

die Grenzfläche horizontal liegen. Sonst gilt auf der Nordhemisphäre, dass bei Blick in Stromrichtung die isobaren Flächen und damit das Meeresniveau von links nach rechts ansteigen und die Grenzfläche unterhalb der Wassermasse mit der geringeren Dichte von links nach rechts abfällt; auf der Südhemisphäre sind links und rechts zu vertauschen.

Zwar gibt es im realen Ozean keine scharfen Grenzflächen zwischen den Wasserkörpern. Die dünnen Grenz- oder Sprungschichten, in denen der Übergang von den Eigenschaften der einen Wassermasse zu denen der anderen erfolgt, können jedoch im Vergleich zu den sonstigen Dimensionen als nahezu unendlich dünn angesehen werden, so dass die obige Betrachtung auch im realen Ozean angewendet werden kann.

Ein Beispiel für eine Trennung von zwei Wassermassen unterschiedlicher Eigenschaften ist der Golfstrom. Dessen Parameter sind bei $\phi = 36^\circ$ $\rho_1 = 1.0266$, $\rho_2 = 1.0276$, $v_1 = 1$ m/s und $v_2 = 0$ m/s. Für die Neigung der Isobaren in den einzelnen Wasserkörpern ergibt sich nach (5.5)

$$\tan \beta_1 = -0.875 \cdot 10^{-5} \quad \text{und} \quad \tan \beta_2 = 0, \tag{5.6}$$

für die Neigung der Grenzfläche nach (5.4)

$$\tan \gamma = 898 \cdot 10^{-5}. \tag{5.7}$$

Dieser Winkel entspricht $31'$, d.h. das Wasser der größeren Dichte überlagert sich in einem sehr spitzen Winkel dem der geringeren Dichte. Dennoch ist dieser Winkel ungefähr drei Größenordnungen größer als der Neigungswinkel der Isobaren im Wasserkörper und damit auch der Neigung des physikalischen Meeresniveaus. Dieser große Unterschied in den Winkeln führt dazu, dass in Abb. 5.15 die Grenzfläche zwischen den beiden Wasserkörpern nahezu senkrecht steht, die Neigung der Isobaren innerhalb des einzelnen Wasserkörpers aber dennoch nicht darstellbar ist. Betrachtet man die Neigung der σ_T -Fläche 27.2 als ein Beispiel für die Neigung der Grenzschicht, so ergibt sich zwischen den Messungen 1228 und 1227 ein Sprung von 450 m auf 810 m Tiefe über eine Entfernung von 40.7 km, entsprechend einem $\tan \gamma = 884 \cdot 10^{-5}$, in guter Übereinstimmung mit dem oben berechneten Wert.

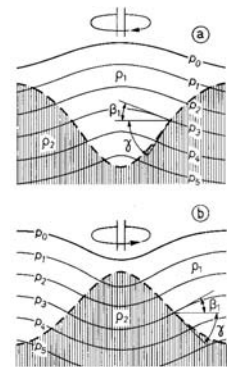
Reicht diese Grenzschicht, wie im Falle des Golfstroms, bis an die Oberfläche, so bildet sich dort eine scharfe Grenze aus – in Abb. 5.9 deutlich als die Trennung zwischen dem warmen subtropischen Wasserkörper und den kälteren polaren und subpolaren Massen aus. Diese Grenze wird auch als Nordatlantische Polarfront bezeichnet. Im Nordpazifik findet sich eine ähnliche scharfe Begrenzung. Die entsprechende Grenzfläche in den Ozeanen der Südhemisphäre ist sogar noch stärker ausgeprägt, da sie nicht durch Kontinente gestört wird. Diese Antarktische Konvergenz lässt sich um den gesamten Pol herum

verfolgen – der mit ihr verbundene Änderung in der Topographie der Meeresoberfläche ist in Abb. 1.11 deutlich zu erkennen.

Die Beziehung zwischen Grenzflächen und Stromsystemen wird in den tropischen und subtropischen Ozeanen am deutlichsten, da hier die Voraussetzung eines zweifach geschichteten Ozeans erfüllt ist: eine scharfe Sprungschicht trennt eine nahezu homogene warme Deckschicht von einer schwach geschichteten kalten Unterschicht. Letztere ist annähernd bewegungslos. Daher wird die Lage der Sprungschicht durch die Strömungen in der Deckschicht bestimmt.

Abbildung 5.16 gibt ein Beispiel für ein aus der beobachteten Geschwindigkeitsverteilung berechnetes Höhenprofil im Querschnitt des Golfstroms. Im Hauptteil der Abbildung ist die Temperaturverteilung gezeigt. Im linken Teil ist das aufquellende kalte Küstenwasser zu erkennen, in rechten die warme Saragossa-See. In einer Tiefe von 4000 m sei der Druck in der Horizontalen annähernd konstant. Dann ist die Wasseroberfläche im linken, kalten Teil des Ozeans niedriger als im rechten warmen Teil (oberes Profil) und es bildet sich ein horizontaler Druckgradient aus. Dieser erzeugt eine Strömung, die durch die Coriolis-Kraft abgelenkt wird und den Golfstrom ergibt.

Besonders interessant ist die Form der Grenzfläche in einem Wirbel. Für den Ozean relevant sind wieder die Fälle, in denen die Deckschicht schneller rotiert als die darunter liegende Schicht. Dabei müssen wir zwischen zyklonaler (unteres Teilbild) und antizyklonaler (oberes Teilbild) Bewegung unterscheiden. Für antizyklonale Drehung ist $v_2 - v_1 > 0$, d.h. $\tan \gamma$ wird negativ und die Grenzfläche steigt vom Innern des Wirbels nach außen an. Außerdem wird $\tan \beta_1$ positiv und die isobaren Flächen fallen von innen nach außen. Eine antizyklonale Bewegung bewirkt also eine Ansammlung des Wassers geringerer Dichte im Wirbel. Bei der zyklonalen Bewegung ist wegen $v_2 - v_1 < 0$ $\tan \gamma$ positiv, d.h. die Grenzfläche fällt von innen nach außen und wegen $\tan \beta_1 < 0$ steigen die isobaren Flächen von innen nach außen. Im Zentrum dieses Wirbels sammelt sich das Wasser größerer Dichte in einer Aufwölbung während das Wasser geringerer Dichte an die Ränder gedrängt wird. Die Wasserbewegungen in allen drei Ozeanen stellen in den Subtropen antizyklonale Wirbel dar, in denen sich leichtes und warmes Oberflächenwasser sammelt. Ökologisch gesehen sind diese warmen Wirbel die Wüsten der Meere – nährstoffreiches Wasser findet sich überall dort, wo kaltes Tiefenwasser aufquillt.



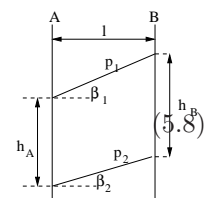
Geostrophische Strömungen bei stetiger Schichtung

Die Argumentation aus dem vorangegangenen Abschnitt lässt sich auch auf eine stetige Schichtung übertragen. Die Neigung $\tan \beta_1$ einer Isobarenfläche p_1 relativ zu der $\tan \beta_2$ einer Isobarenfläche p_2 ist gegeben durch

$$\tan \beta_1 - \tan \beta_2 = \frac{h_B - h_A}{l}$$

mit h_A als geometrischem Abstand der Isobarenflächen auf der Vertikalen A , h_B als dem Abstand der Isobarenflächen auf der Vertikalen B und l als dem horizontalen Abstand der beiden Vertikalen. Der geometrische Abstand lässt sich jeweils mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung ausdrücken als

$$h = \frac{10}{g} \int_{p_1}^{p_2} \alpha dp. \tag{5.9}$$



Mit der Bewegungsgleichung (5.5) ergibt sich dann

$$-\frac{2\Omega \sin \phi}{g} (v_1 - v_2) = -\frac{10}{gl} \left[\left(\int_{p_1}^{p_2} \alpha dp \right)_A - \left(\int_{p_1}^{p_2} \alpha dp \right)_B \right] \tag{5.10}$$

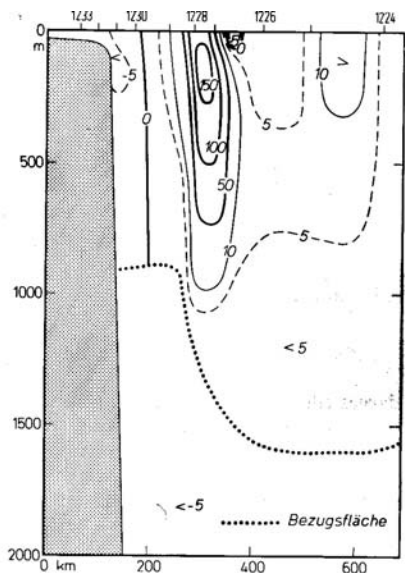


Abbildung 5.17. Stromgeschwindigkeit in cm/s des geostrophischen Stroms, Schnitt entsprechend Abb. 5.15. Positive Werte Golfstromrichtung, negative Werte Gegenstrom (Dietrich et al., 1975)

oder unter Verwendung der dynamischen Tiefen bzw. des Geopotentials D (in dyn cm)

$$v_1 - v_2 = \frac{10}{2\Omega l \sin \phi} (\Delta D_A - \Delta D_B) . \tag{5.11}$$

Aus dieser Gleichung lässt sich bei bekannter vertikaler Schichtung des Ozeans an zwei Orten A und B der Unterschied in den Strömungsgeschwindigkeiten zwischen zwei isobaren Flächen bestimmen. Diese Gleichung ist das entscheidende Werkzeug in der Berechnung der Geschwindigkeitsschichtung in einem Ozean; das Verfahren wird als ‘Dynamische Methode’ bezeichnet.

Auch dieses Verfahren können wir wieder auf den Golfstrom anwenden. Dazu zeigt Abb. 5.17 die Strömungsgeschwindigkeiten entlang des bereits in Abb. 5.15 betrachteten Schnitts durch den Golfstrom. Ein wesentliches Kriterium bei der Beurteilung des Strömungsbildes sind die Nullflächen, da sie Bereiche mit entgegengesetzter Stromrichtung trennen. Die vertikale Nullfläche trennt den Golfstrom von seinem auch an der Oberfläche wahrnehmbaren Gegenstrom, die horizontale Nullfläche wird häufig als ein Bezugsniveau verwendet. Wendet man (5.11) auf die Messungen des Geopotentials zwischen den Schnitten 1227 und 1228 an, so ergeben sich Strömungsgeschwindigkeiten von 142 cm/s an der Wasseroberfläche und 142 cm/s in 200 m Wassertiefe, in guter Übereinstimmung mit dem Profil in Abb. 5.17.

Gleichung (5.11) kann auch verwendet werden, um die dynamische Topographie des Meeresniveaus oder einer Isobarenfläche zu bestimmen – auch hier werden wieder Relativwerte verwendet, um ein Profil

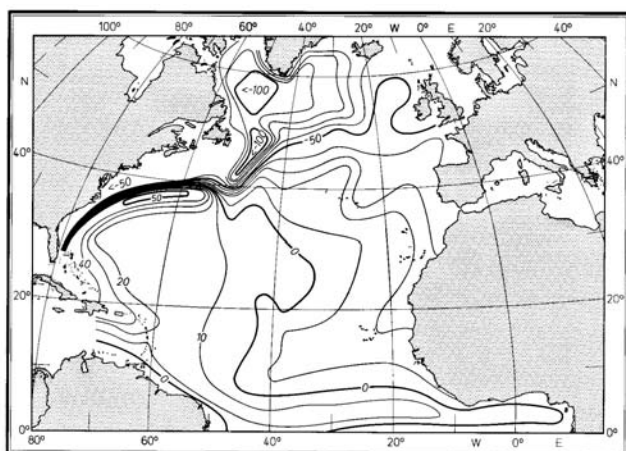


Abbildung 5.18. Dynamische Topographie der Meeresoberfläche im Nordatlantik als Abweichung vom idealen Meeresniveau in dyn cm (Dietrich et al., 1975)

absoluter Werte zu erzeugen. Jedoch werden hier nicht Geschwindigkeitsdifferenzen betrachtet sondern Unterschiede in der Neigung isobarer Flächen. Als Beispiel zeigt Abb. 5.18 die dynamische Topographie des Nordatlantik. Vergleich mit Abb. 5.9 zwingt, dass der größte Gradient in der dynamischen Höhe genau mit der Trennung kalter und warmer Wassermassen zusammenfällt und damit auch mit dem am deutlichsten ausgeprägten Teil des Golfstroms. Hier ergäben sich Höhenunterschiede im Bereich von 150 cm.

Aus den berechneten Strömungsgeschwindigkeiten lässt sich auch der Volumenstrom bestimmen. Unter Berücksichtigung von (5.11) lässt sich der Wassertransport M von der Oberfläche bis zu einer Tiefe h schreiben als

$$M = \frac{10}{2\Omega \sin \phi} \int_0^h (\Delta D_A - \Delta D_B) dz - \frac{10h}{2\Omega d \sin \phi} \int_0^d (\Delta D_A - \Delta D_B) dz \quad (5.12)$$

mit d als der Tiefenlage der Nullschicht. Für den Golfstrom ergibt sich ein Wert von ca. $57 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$, das ist ungefähr das 65fache des Zustroms sämtlicher Festlandsströme in die Weltmeere. Aus diesem Vergleich wird auch die große Bedeutung des Golfstroms für den Wärme- und Salztransport deutlich.

5.4.2 Triftstrom im homogenen Meer

Die bisher betrachteten geostrophischen Strömungen basieren auf dem Kräftegleichgewicht aus Druckgradientenkraft und Corioliskraft, bei Strömungen im geschichteten Ozean wird zusätzlich die Gravitationskraft benötigt. Wir wollen hier als eine weitere Kraft die Reibungskraft berücksichtigen – nicht, um den Übergang von der idealen zur realen Flüssigkeit zu machen, sondern um eine Schubspannungskraft an der Oberfläche zuzulassen, die den Einfluss des Windes auf die Meereströmung beschreiben kann.

Bewegungsgleichung

Die Bewegungsgleichungen für horizontale Bewegungen unter Berücksichtigung der Coriolis-Kraft und einer zeitliche und örtlich konstanten Reibungskraft sind

$$\begin{aligned} \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\Omega v \sin \phi &= 0 \\ \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\Omega u \sin \phi &= 0 \end{aligned} \quad (5.13)$$

mit A_z als dem vertikalen Austauschkoefizienten, vgl. Abschn. 6.2. Als Randbedingung gelten die tangentialen Schubspannungen (vgl. Abschn. 4.1.3

$$T_x = -\mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad \text{und} \quad T_y = -\mu \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (5.14)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (5.13) gibt die vertikale Stromverteilung im reinen Triftstrom. Für ein unendlich tiefes Meer ergibt sich

$$\begin{aligned} u &= V_0 e^{-\frac{\pi z}{D}} \cos\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right) \\ v &= V_0 e^{-\frac{\pi z}{D}} \sin\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right). \end{aligned} \quad (5.15)$$

Darin ist V_0 die Geschwindigkeit der erzwungenen Strömung an der Meeroberfläche. Ihre Richtung liegt 45° zu der Richtung, in die der Wind weht.

Ekman-Spirale

Während der Oberflächenstrom in einem Winkel von 45° rechts der Windrichtung liegt, dreht sich die Strömungsrichtung mit zunehmender Wassertiefe weiter nach rechts und die Strömungsgeschwindigkeit

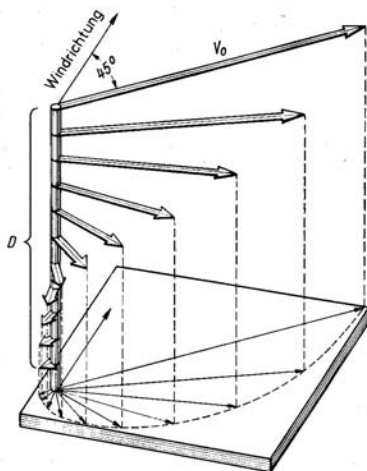


Abbildung 5.19. Ekman-Spirale: Wasser wird durch den Wind in Bewegung gesetzt. Die Corioliskraft bewirkt, dass auf der Nordhalbkugel die Bewegung in jeder Schicht ein Stückchen weiter nach rechts gedreht ist als in der darüber liegenden. Der Nettotransport erfolgt im Winkel von 90° rechts zur Richtung des vorherrschenden Windes (Dietrich et al., 1975)

nimmt ab, vgl. . Die Projektion der Strömungsvektoren in die xy -Ebene stellt eine logarithmische Spirale (Spirale, die alle vom Ursprung ausgehenden Geraden unter dem gleichen Winkel α schneidet)

$$r = ae^{k\varphi} \quad \text{mit} \quad k = \cot\alpha \tag{5.16}$$

dar. In der Tiefe D , als Reibungstiefe des Triftstroms bezeichnet, ist der Stromvektor dem an der Oberfläche entgegengesetzt, die Geschwindigkeit beträgt dort $e^{-\pi} = 1/23$ des Wertes V_0 an der Oberfläche. D nimmt zu mit der Wurzel des vertikalen Austauschkoeffizienten A_z und nimmt ab mit der Wurzel des Sinus der Breite.

Der Wassertransport des Triftstroms ergibt sich durch Integration von (5.15) zu

$$M_x = \frac{T_y}{2\Omega \rho \sin \phi} \quad \text{und} \quad M_y = -\frac{T_x}{2\Omega \rho \sin \phi} . \tag{5.17}$$

Der Transport hängt linear von der Schubspannung T ab, ist unabhängig von der Reibungstiefe und erfolgt senkrecht zur Windrichtung.

Im freien Ozean ist die Ekman-Spirale aus Abb. 5.19 eine gute Näherung an die beobachteten Bewegungen solange die Wassertiefe deutlich größer ist als die Reibungstiefe D . Das ist verständlich, da bei der Herleitung der Ekman-Spirale die Annahme gemacht wurde, dass der Ozean unendlich tief ist, d.h. es erfolgt keine Reibung am Meeresboden. Reibung am Meeresboden oder die Beeinflussung in einem geschichteten Ozean führen dazu, dass die Oberflächenströmung in einem kleineren Winkel als 45° von der Windrichtung abweicht.

Bodenstrom: Ekman's Elementarstromsystem

Betrachten wir einen in horizontaler Richtung endlichen Ozean. Dann ist die Reibung am Boden ein Faktor, der die Bewegung des Wassers beeinflusst. Die Bodenreibung ist formal durch eine tangentielle Schubspannung beschrieben, d.h. sie ist genauso zu behandeln wie die durch den Wind bewirkten Kräfte an der Wasseroberfläche.

Diesen Ansatz verfolgen wir, in dem wir uns eine reibungsfreie, durch einen Druckgradienten getriebene Tiefenströmung vorstellen, die sich von der Wasseroberfläche bis zum Boden des Ozeans erstreckt. Diese Strömung ist homogen und habe die Geschwindigkeit V . Da der Ozean als reibungslos angenommen wird, existieren zwischen den einzelnen Schichten keine Reibungskräfte, d.h. es gibt keine ablenkenden Kräfte auf die Strömung. Diese Annahme gilt jedoch in zwei Bereichen nicht: (a) an der Oberfläche durch die Wechselwirkung mit dem Wind und (b) am Boden durch die Wechselwirkung mit der ozeanischen Kruste. Die durch (a) bewirkte Ablenkung haben wir bereits als Triftstrom kennengelernt und durch die Ekman-Spirale beschrieben. Dieser durch die Ekman-Spirale beeinflusste Bereich bildet den Oberstrom des Ozeans, vgl. oberes Teilbild in Abb. 5.20.

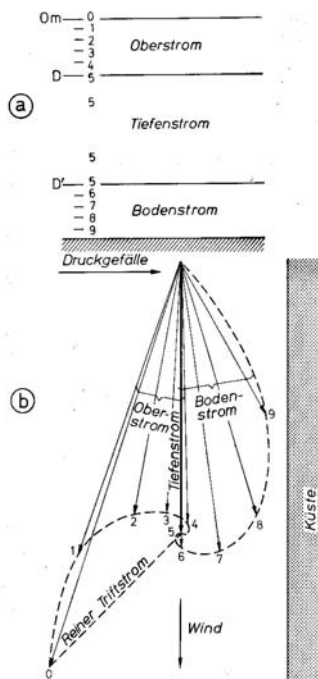


Abbildung 5.20. Ekman's Elementarstrom (Dietrich et al., 1975)

Um die gleiche Betrachtung wie beim Triftstrom auch auf den Bodenstrom, d.h. den durch die Reibung am Ozeanboden beeinflussten Strom anwenden zu können, stellen wir uns die Situation so vor, dass das Wasser in Ruhe ist und sich der Boden mit einer Geschwindigkeit $-V$ relativ zum Wasser bewegt. Dann haben wir die gleichen Verhältnisse, wie wir sie bei der Herleitung des Triftstroms für die Atmosphäre angenommen haben, lediglich die Höhenkoordinate zählt in die Gegenrichtung. Oberhalb einer Reibungstiefe D' geht der Bodenstrom in den homogenen Tiefenstrom über.

Projiziert man die Stromvektoren in die xy -Ebene, so ergeben sich zwei um 180° versetzte logarithmische Spiralen, vgl. unterer Teil von Abb. 5.20. Das so entstandene System aus drei Strömen bezeichnet man als Ekman'sches Elementarstromsystem.

Betrachten wir dieses Stromsystem in der Nähe einer Küste, so wie in Abb. 5.20 angedeutet, so können wir die relativen Richtungen von Boden- und Oberstrom aus der Kontinuitätsgleichung anschaulich verstehen: der Tiefenstrom bewegt sich küstenparallel, d.h. er trägt nicht zum Transport von Wassermassen senkrecht zur Küste bei. Der Oberstrom und der Bodenstrom dagegen haben Komponenten senkrecht zur Küste: die Wassermenge, die durch den Oberstrom von der Küste weg transportiert wird, muss durch den Tiefenstrom wieder zugeführt werden. Der Oberstrom transportiert Wasser relativ geringer Dichte von der Küste weg während der Tiefenstrom kaltes Wasser relativ großer Dichte in Richtung auf die Küste zuführt. Aufgrund der Kontinuitätsgleichung muss dieses schwere Wasser jedoch vor der Küste aufsteigen und erreicht teilweise sogar das Oberflächenwasser. Dieses Phänomen ist besonders an den Westseiten der Kontinente in den Passatgebieten zu beobachten, wo küstenparallele oder ablandige Winde vorherrschen. Das Aufquellen des kalten Tiefenwassers bzw. das Ausbleiben dieses Aufquellens vor der Küste Perus ist eines der Merkmale von El Niño. Außerdem verstehen wir durch dieses Phänomen die Tatsache, dass die Küstengebiete nährstoffreicher sind und damit auch die größte Bioproduktion haben während die freien Ozeane, insbesondere die warmen Bereiche, die Wüsten der Meere sind.

Die bisherige Diskussion und Abb. 5.20 gehen davon aus, dass der Oberflächenstrom eine von der Küste weg gerichtete Komponente enthält. Dies setzt jedoch voraus, daß bei einer Nord-Süd-Küste der küstenparallele Wind aus dem Norden weht, vgl. linken Teil von Abb. 5.21. Ein Wind in entgegengesetzter Richtung führt zu einem umgekehrten Drehsinn der Ekman-Spirale und damit zu einem auf die Küste zu gerichteten Oberflächenstrom. In diesem Fall kommt es zu einem Aufstauen des zwar leichteren Oberflächenwassers an der Küste, das aber aufgrund der von der Küste weg gerichteten Komponente des Bodenstroms nach unten absinken kann. In diesem Fall wird der Küste warmes Wasser geringer Dichte aus den Ozeanen zugeführt. Diese Situation ist während eines El Niño gegeben.

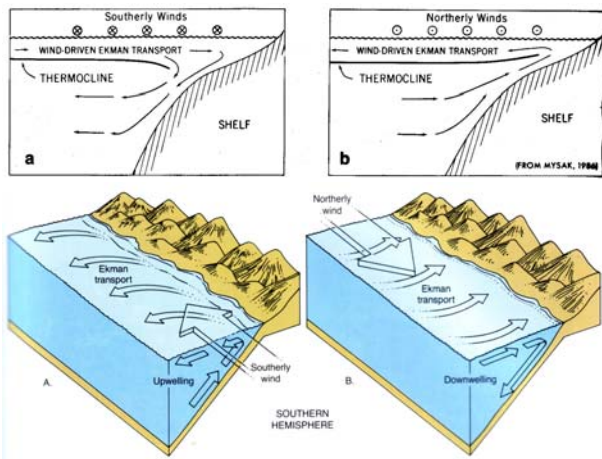


Abbildung 5.21: (A) Absteigendes Oberflächenwasser an einer Nord-Süd-Küste mit südlichen, d.h. nach Norden gerichteten, küstenparallelen Winden. (B) Aufsteigendes Tiefenwasser an einer Nord-Süd-Küste mit nördlichen, d.h. nach Süden gerichteten, küstenparallelen Winden; oben: Peixoto and Oort (1982), unten: Thurman (1994)

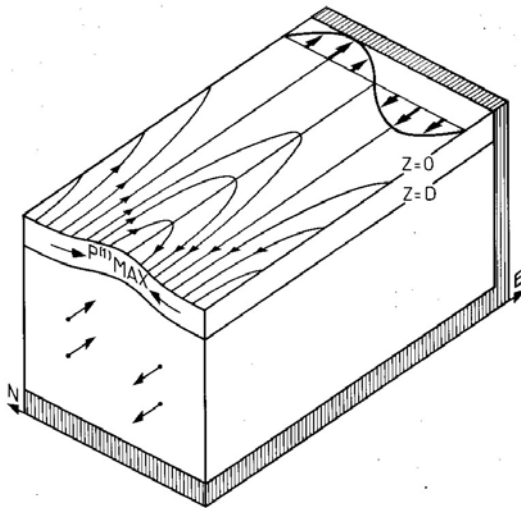


Abbildung 5.22. Sverdrup-Regime: Windfeld (dicke Pfeile) und Strömungssystem in der Ekman'schen Reibungsschicht ($0 < Z < D$) und in der Tiefe (Dietrich et al., 1975)

5.4.3 Sverdrup-Regime

Den Triftstrom haben wir unter der Voraussetzung eines horizontal wie vertikal unendlich ausgedehnten Ozeans hergeleitet. Für das Ekman'sche Elementarstromsystem haben wir die vertikale Ausdehnung auf einen endlichen Wert reduziert; die Anwendung des Elementarstromsystems auf das Aufquellen kalten Tiefenwassers vor den Westküsten der Kontinente erinnert und daran, dass auch die horizontale Ausdehnung der Wasserkörper endlich ist. Hat der Ozean eine Begrenzung, so bewirkt der mit dem Triftstrom verbundene Massentransport eine Änderung des Massenfeldes (Aufstauen von Materie an einer Küste, auf die der Triftstrom zu weht) und damit die Ausbildung eines inneren Druckfeldes. Dann bilden sich Strömungen entlang des Gradientenfeldes aus.

Zur Beschreibung der resultierenden Strömung verwendete Sverdrup (1947) eine Vereinfachung der Vorticity-Gleichung, in der er die innere Reibung vernachlässigte. Dann reduziert sich die Gleichung bei zonalem Wind auf

$$\frac{\partial M_x}{\partial x} = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial^2 T_x}{\partial y^2} \tag{5.18}$$

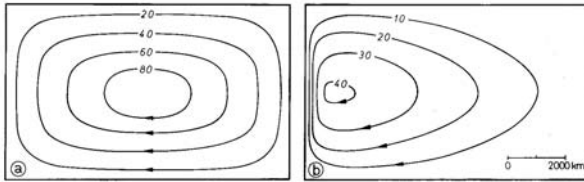


Abbildung 5.23. Stromlinien in einem rechteckigen Becken. In a ist der Coriolisparameter konstant, in b hängt er von der Breite ab (Dietrich et al., 1975)

mit M_x als dem zonalen Massentransport, T_x als der zonalen Schubspannung, x als der nach Westen gerichteten Raumkoordinate, y als der nach Norden gerichteten und β als der Änderung des Coriolisparameters mit der geographischen Breite. Für ein Windfeld, das dem in niedrigen Breiten beobachteten entspricht, hat diese Gleichung Lösungen wie in Abb. 5.22 dargestellt. Die dicken Pfeile und die sie einhüllende Kurve auf der rechten Seite repräsentieren das antreibende Windfeld: die Passate in niedrigen Breiten und die Westdrift in hohen. Der Massentransport in der Oberflächenschicht zwischen 0 und D ist senkrecht zum Wind gerichtet, vgl. Abb. 5.19. Dadurch wird ein Druckfeld aufgebaut, das die Zirkulation in der Tiefe treibt. Der über die Höhe integrierte Massentransport besitzt eine Komponente in Richtung auf den Äquator und eine nach Westen. Letztere nimmt mit wachsendem Abstand von der Küste zu, wie es auch in den Ozeanen beobachtet wird. Auf der Ostseite der Ozeane findet man eine äquatorwärts gerichtete Bewegung, die mit wachsendem Abstand von der Küste in eine zonale windparallele Strömung übergeht.

Das System, das durch (5.18) beherrscht wird, wird als Sverdrup-Regime bezeichnet. Da die Lösung des Systems nach Westen ins unendliche wächst, ist die Gültigkeit der Gleichung auf die östlichen und zentralen Teile der Ozeane beschränkt. In den westlichen Teilen wird die Reibung beherrschend, die im Sverdrup-Regime jedoch nach Voraussetzung nicht berücksichtigt wird.

5.4.4 Lineare Theorie der westlichen Randströme

Als Erweiterung der Betrachtungen Sverdrups auf einen realistischen Ozean müssen wir uns jetzt um dessen westliche Kante kümmern. Die nach Westen anwachsende zonale Strömung muss auf der Westseite die Randbedingung erfüllen, dass sie Null wird (kinematische Grenzflächenbedingung). Dies lässt sich am einfachsten durch die Berücksichtigung von Reibungskräften erreichen.

Die Bilanzgleichung betrachtet dann das Gleichgewicht aus Reibungsvorticity, planetarischer Vorticity und der Vorticity der tangentialen Schubspannungen auf. In niedrigen und mittleren Breiten wird dem Meer vom Windfeld antizyklonale Vorticity zugeführt. Ohne Reibung würde die Vorticity im Meer daher ständig zunehmen, es würde sich ein antizyklonaler Wirbel mit ständig wachsender Geschwindigkeit entwickeln. Um dies zu vermeiden, muss Vorticity dissipiert werden. Dazu stehen drei Möglichkeiten zur Verfügung:

1. Dissipation am Meeresboden,
2. Dissipation durch innere Reibung,
3. Dissipation durch seitliche Reibung an den Küsten und am Schelf.

Da die windgetriebene Zirkulation sich nicht bis zum Meeresboden erstreckt, entfällt die erste Möglichkeit. Innere und seitliche Reibung ergeben im Prinzip das gleiche Resultat für die allgemeine Zirkulation, allerdings erlaubt die seitliche Reibung es, größere Feinheiten des Modells darzustellen.

Abbildung 5.23 gibt ein Beispiel für die Ergebnisse, die man unter Berücksichtigung der inneren Reibung erhält, basierend auf den Arbeiten von Stommel (1948). In beiden Fällen herrscht in niedrigen Breiten Ostwind (Passat) vor, in mittleren Breiten Westwind. In Fall (a) ist der Coriolisparameter von der Breite unabhängig. In diesem Fall halten sich die Reibungsvorticity und die Vorticity der tangentialen Schubspannungen die Waage und es entsteht eine symmetrische antizyklonale Zelle. Die Lösung in Teil (b) entspricht dem realistischeren Fall einer breitenabhängigen Corioliskraft. Im Modell wächst sie linear mit der Breite an, was als gute Annäherung an die Verhältnisse auf der Erde betrachtet werden kann. Dadurch entsteht ein Feld zyklonaler Vorticity auf der Nordhalbkugel, das am Äquator den Wert Null annimmt und zum Pol hin anwächst. Die Bilanz muss jetzt zwischen Reibungsvorticity, planetarer Vorticity und der Vorticity der tangentialen Schubspannungen erstellt werden. Die Abweichung zu Fall (a) können wir

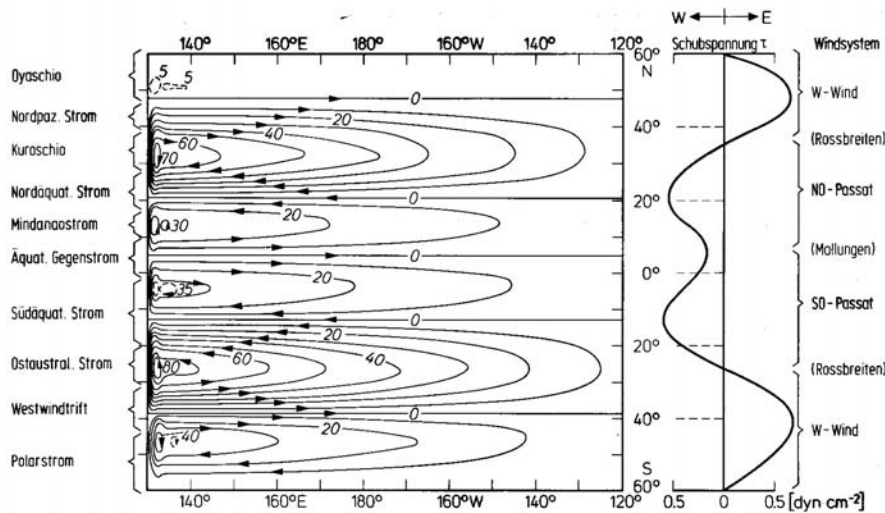


Abbildung 5.24. Massentransport in einem rechteckigen Ozean mit Lage und Ausmaßen ähnlich dem Pazifik bei vorgegebenem zonalem Windfeld. Zwischen zwei Linien beträgt der Massentransport 10 Mio m³/s (Dietrich et al., 1975)

uns wie folgt veranschaulichen: auf der Ostseite der Ozeane bewegt sich das Wasser äquatorwärts, wo die zyklonale planetare Vorticity geringer ist als in mittleren Breiten. Diese Abnahme der planetaren zyklonalen Vorticity entspricht der zugeführten antizyklonalen Vorticity des Windfeldes, so dass nahezu ein Gleichgewicht zwischen diesen beiden Vorticityarten besteht. Die Reibungsvorticity ist vernachlässigbar klein, da die Strömungen schwach sind. Diese Situation entspricht dem Sverdrup-Regime. Da wir ein abgeschlossenes System betrachten, steht dem äquatorwärtigen Transport auf der Ostseite ein polwärts gerichteter Transport auf der Westseite entgegen. Dort kann die planetare Vorticity der Vorticity des Windfeldes nicht das Gleichgewicht halten: ein Teilchen, das sich zu höheren Breiten bewegt, kommt aus einem Bereich geringer planetarer Vorticity in einen Bereich großer Vorticity. Relativ zu seiner Umgebung besitzt es in den höheren Breiten somit antizyklonale Vorticity, die den Effekt der antizyklonalen Vorticity des Windfeldes noch verstärkt. Zum Erhalt des Gleichgewichts kommt jetzt die Reibungsvorticity ins Spiel. Da die Reibung der Geschwindigkeit proportional ist, müssen zur Kompensation dieser beiden Vorticityarten auf der Westseite größere Geschwindigkeiten auftreten als auf der Ostseite und es ergibt sich die asymmetrische Zelle aus Teil (b) von Abb. 5.23 mit einem schwachen und breiten Strom auf der Ostseite, der äquatorwärts gerichtet ist, und einem schmalen aber starken Strom auf der Westseite. Dieser polwärts gerichtete Strom entspricht im Pazifik dem Kuroshio und im Atlantik dem Golfstrom.

Die Berücksichtigung der seitlichen Reibung geht zurück auf Munk (1950). Dieses Modell erlaubt eine wesentlich detailliertere Beschreibung der Strömungssysteme, vgl. Abb. 5.24, insbesondere werden auch Gegenströme wie der am rechten Rand des Golfstroms erfasst. Da die Gleichungen in diesem Modell nicht analytisch gelöst sondern numerisch integriert werden, können realistische Verteilungen der Schubspannungen berücksichtigt werden und damit die in der Natur beobachteten Strömungssysteme genauer erfaßt werden. Das Modell ist auf eine Vielzahl von Modellmeeren angewandt worden, in Abb. 5.24 ist der Pazifik durch ein rechteckiges Becken konstanter Tiefe mit den ungefähren Ausmaßen des Pazifik angepasst. Da die Corioliskraft berücksichtigt werden muss, befindet sich dieses Modellsystem auf einer rotierenden Erde. Im rechten Teil der Abbildung ist das in dem Modell vorgegebene zonale Windfeld angedeutet. Dieses entspricht dem über dem Pazifik beobachteten recht gut. Die sich daraus ergebenden Schubspannungen sind ebenfalls im rechten Teil angegeben, der horizontale Austauschkoefizient ist $A_h = 6.5 \cdot 10^7 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Das resultierende System der Oberflächenströmungen drängt sich auf der westlichen Seite eng zusammen, dort sind auch die geographischen Bezeichnungen angegeben, die die einzelnen Teile dieses Systems beschreiben. Zusätzlich zu dieser geographischen Verteilung wird auch der Massentransport im Modell recht genau bestimmt.

Die wesentlichen Merkmale des in Abb. 5.24 gezeigten modellierten Strömungssystems sind (a) die Zusammendrängung des Wassertransports in schmalen, starken Meeresströmungen auf der Westseite der Kontinente und (b) die Existenz äquatorialer Gegenströmungen. Damit werden die wesentlichen Merkmale der realen Strömungssysteme wiedergegeben. Außerdem zeigt das Modell deutlich, dass in einem abgeschlossenen Ozean die Bereiche größter Strömungsgeschwindigkeit nicht mit denen der stärksten Windwirkung

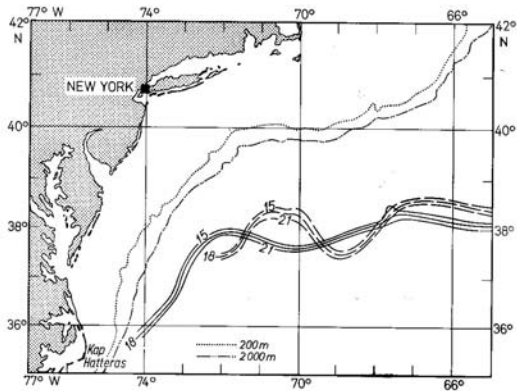


Abbildung 5.25. Verlagerung des Golfstroms innerhalb von 2 Wochen, bestimmt aus der mittleren Temperatur der oberen 200 m Wasserschicht am 8. Juni (ausgezogene Isothermen für 15, 18 und 21°C) und am 21./22. Juni 1950 (gestrichelte Isothermen) (Dietrich et al., 1975)

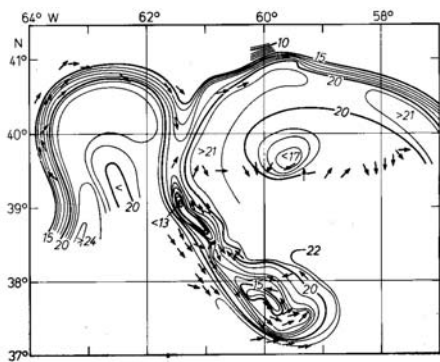


Abbildung 5.26. Beispiel für die Ablösung eines zyklonalen Wirbels vom Golfstrom, bestimmt aus der mittleren Temperatur der oberen 200 m Wasserschicht und der Stromrichtung. Die Ansammlung kalten Wassers östlich des sich ablösenden Wirbels gehört wahrscheinlich zu einem älteren Wirbel (Dietrich et al., 1975)

zusammen fallen. Außerdem erklärt das Modell auch die vielfach beobachteten Pulsationen im Wassertransport: mit den Schwankungen des Windfeldes gehen auch Schwankungen im Wassertransport einher, nur eben sind diese nicht lokal korreliert.

So gut insbesondere das die seitliche Reibung berücksichtigende Modell die groben Zirkulationsmuster zu reproduzieren vermag, es ist dennoch kein Modell mit dem wesentliche Feinheiten beschrieben werden können, die man im Golfstrom und teilweise auch im Kuroshio sowie angedeutet im Ahulhasstrom und im Ostgrönlandstrom beobachten kann. Zu diesen nicht im Rahmen der linearen Theorie erklärten Phänomenen gehören

- Strommäander, wie sie z.B. für den Golfstrom in Abb. 5.25 dargestellt sind. Strommäander entstehen im Ozean sobald der Hauptstrom nicht mehr seitlich am Festland anliegt. Dann nehmen die Stromlinien einen wellenförmigen Verlauf an, der an die Mäander eines Flusses erinnert.
- Strommäander sind nicht wie bei Festlandsflüssen ortsfest sondern wandern langsam mit dem Strom, wie in Abb. 5.25 durch Vergleich der Beobachtungen des Golfstroms zu zwei verschiedenen Zeiten ersichtlich.
- Von diesen Strommäandern können sich Wirbel ablösen: überschreitet die Schwingungsweite der Strommäander eine kritische Grenze, so können sich große Wassermassen in Wirbeln abschnüren. Dieser Vorgang ist im Detail in Abb. 5.26 dargestellt, eine Darstellung im Überblick findet sich in Abb. 5.10.

Diese Mäander und die sich ablösenden Wirbel finden sich in der Atmosphäre an den Strahlströmen (jet stream) wieder: die Variabilität der Lage der Strahlströme bestimmt, unter den Einfluss welcher Luftmassen ein Gebiet gerät, die sich ablösenden Wirbel bilden die unser Wetter bestimmenden Tiefdruckwirbel, vgl. Diskussion der Rossby-Wellen.

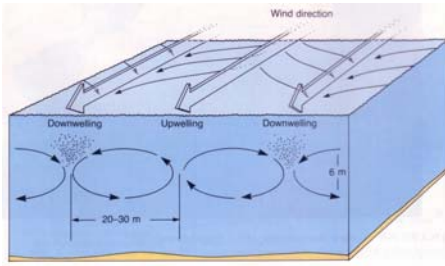


Abbildung 5.27. Langmuir-Zirkulation: steitige Winde über der Ozeanoberfläche erzeugen Konvektionszellen mit abwechselnd linken und rechten Drehsinn und Zellachsen parallel zum Wind. Organische Reste sammeln sich im Bereich der Absinkzonen und bilden Streifen, die über weite Strecken parallel zur Windrichtung laufen Thurman (1994)

5.4.5 Nicht-lineare Theorie der westlichen Randströme

Die bisherige lineare Betrachtung der westlichen Randströme weist auf die Bedeutung der Erdrotation und damit der Corioliskraft für die Ausbildung der Stromsysteme hin. Ansätze von Charney (1955) und Morgan (1956) weisen darauf hin, dass statt der Berücksichtigung der Reibungsterme in der Bewegungsgleichung auch eine Berücksichtigung der nichtlinearen Terme zu westlichen Randströmungen führt, die den großen Meeresströmungen ähneln. Wesentlicher Unterschied dieser Beschreibung zu den linearen Modellen ist eine Verschiebung der antizyklonalen Zelle auf der Nordhalbkugel nach Nordwesten, woraus sich eine Konzentration des Stromes im Nordwestteil des Ozeans ergibt.

Da die Bewegungsgleichungen in diesen, ebenso wie in den anspruchsvolleren linearen Modellen ohnehin nur durch numerische Integration lösen lassen, wurden die Modelle zur Berücksichtigung beider Effekte erweitert, z.B. durch Bryan (1963) und Veronis (1966). In derartigen Modellen lassen sich für verschiedenen Austauschkoefizienten die relativen Einflüsse von reibung und nichtlinearen Effekten auf die Strömung untersuchen.

5.4.6 Langmuir-Oszillationen

In der Nähe des Zentrums der rotierenden Wirbel der großen ozeanischen Stromsysteme sind die Winde relativ schwach und das Wasser rotiert nur mit geringer Rate. Die Winde, obwohl schwach, können sehr richtungsstabil sein und dabei Konvektionszellen im Oberflächenwasser anregen. Dieses Phänomen wurde erstmals 1938 von Langmuir im Saragossa-Meer beobachtet in der Form langer grader Streifen von Seegras. Er interpretierte dies als Hinweis auf Konvergenzzonen, in denen das Seegras gefangen ist. In diesen Konvektionszonen sammeln sich auch mikroskopische Pflanzen und anderes gelöstes organisches Material. Abbildung 5.27 zeigt Form und Ausmaß dieser Langmuir-Zellen.

Die Breite dieser Zellen beträgt ein Vielfaches ihrer Tiefe, wobei letztere zumindest teilweise durch die Mächtigkeit der Mischungsschicht und die Stabilität der Schichtung bestimmt ist. Ist die Mischungsschicht mächtig genug, so scheint die Breite L der Zelle von der Windgeschwindigkeit v abhängig mit $L \approx 5v$ (V in Längeneinheiten pro Sekunde). Die Geschwindigkeiten des absinkenden Wassers betragen ungefähr 1% der Windgeschwindigkeit.

5.5 Beyond the Basics

Heutige Modelle zur Beschreibung der Strömungen in den Ozeanen betrachten nicht mehr die Ozeane isoliert sondern stets im Zusammenspiel mit der Atmosphäre. Alle Modelle sind nur numerisch lösbar, sie basieren auf einem horizontalen räumlichen Gitter wie in der Meteorologie gebräuchlich (z.B. 21° Auflösung in den alten Modellen, heute nur wenige Grad) und stellen die Ozeane und die Atmosphäre in größenordnungsmäßig 10 Schichten dar.

Eine wesentliche Anwendung dieser Modelle ist die Simulation von Klimaveränderungen, die Untersuchung möglicher anthropogener Einflüsse auf das Klima sowie die Suche nach einem Hinweis auf anthropogene Klimaveränderungen in Klimaaufzeichnungen.

Eine Zusammenfassung von Verweisen auf Standardmodeule des ein Deutschland verwendeten Klimamodells findet sich unter <http://www.mpimet.mpg.de/dynindex.php?s=http://www.mpimet.mpg.de/de/web/science/publications.php>. Besonders interessant ist dabei die Beschreibung der alten Version

des Atmosphärenmodells ECHAM-3 (<http://www.mpimet.mpg.de/en/extra/models/echam/index.php>), da hier recht genau auf die im Modell berücksichtigte Physik eingegangen wird. Für die Ozeanzirkulation sei auf HOPE unter <http://www.mpimet.mpg.de/en/extra/models/hope/index.php> verwiesen.

Empfohlene Literatur

Die wesentlichen Inhalte dieses Kapitels lassen sich in einfacher und anschaulicher Form in Stommel (1987) nachlesen – der physikalische Inhalt wird vollständig wieder gegeben, allerdings ohne Verwendung von Gleichungen. Eine umfassende formale Darstellung mit vielen Beispielen liefert Dietrich et al. (1975), eine komprimierte formale Darstellung Knauss (1997).

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Beschreiben Sie die wesentlichen Oberflächenströmungen der Ozeane.
2. Beschreiben Sie die wesentlichen Merkmale der themohalinen Zirkulation.
3. Warum unterscheiden sich polwärtiger ozeanischer Wärmetransport und Strömungsmuster auf der Nord- und Südhalbkugel so deutlich?
4. Was versteht man unter Telekonnektion? Nennen Sie Beispiele
5. Beschreiben Sie die wesentlichen Merkmale und die Funktion von ENSO?
6. Die Bezeichnung Southern Oscillation erweckt den Eindruck eines periodischen Vorgangs. Die peruanischen Fischer dagegen klagen über das zwar immer wieder kehrende aber dennoch überraschende Auftreten von El Nino. Ist das ein Widerspruch?
7. Entwickeln Sie eine Methode zur Beschreibung der Stabilität von Golfstromringen.
8. Was verstehen Sie unter einer Margules'schen Grenzfläche und welche Annahmen gehen in ihre Herleitung ein?
9. Nennen Sie Anwendungen der geostrophischen Näherung im Ozean. Wodurch unterscheiden sich die verschiedenen Anwendungen?
10. Was ist ein Triftstrom?
11. Welche Terme werden in der Bewegungsgleichung für den Triftstrom verwendet?
12. Wie verändert sich die Strömungsrichtung beim Triftstrom mit der Wassertiefe?
13. Warum ist der Triftstrom nicht parallel zum Wind gerichtet?
14. Erläutern Sie die Variation von Strömungsgeschwindigkeit und Strömungsrichtung mit der Wassertiefe im Elementarstromsystem.
15. Warum führt ein küstenparalleler Wind zum Aufquellen oder Absinken von Wassermassen?
16. Erläutern Sie auf einfache Weise, wie es zur Ausbildung der Wirbel im Golfstrom kommt.
17. Wie unterscheiden sich die Beschreibungen geostrophischer Strömungen in Atmosphäre und Ozean. Welchen physikalischen Grund hat dieser Unterschied?
18. Der Triftstrom wird als ein vom Wind angetriebener Strom eingeführt. Warum ist die Strömung dann nicht parallel zur Windrichtung?
19. Erläutern Sie, warum die sich vom Golfstrom ablösenden Wirbel so stabil sein können.

Rechenaufgaben

1. Erläutern Sie den formalen Zusammenhang zwischen einer leichten Neigung der Druckflächen im Ozean und der sich daraus ergebenden Strömung. Welche Terme der Bewegungsgleichung sind dabei relevant?
2. Bestimmen Sie die Neigung der Druckfläche über eine Strömung mit einer Geschwindigkeit von 1 m/s unter Annahme eines homogenen Meeres.
3. Erläutern Sie die Form und Stabilität von Golfstromwirbeln unter Berücksichtigung der Margules'schen Grenzflächenneigung.
4. Zeigen Sie, dass

$$u = V_o e^{-\frac{\pi z}{D}} \cos\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right) \quad \text{und} \quad v = V_o e^{-\frac{\pi z}{D}} \sin\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right)$$

Lösungen der Differentialgleichung

$$\frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\Omega v \sin \phi = 0 \quad \text{und} \quad \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\Omega u \sin \phi = 0$$

für den Triftstrom sind.

5. Zeigen Sie, dass sich der Massentransport im Triftstrom

$$u = V_o e^{-\frac{\pi z}{D}} \cos\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right) \quad \text{und} \quad v = V_o e^{-\frac{\pi z}{D}} \sin\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right)$$

zu

$$M_x = \frac{T_y}{2\Omega \rho \sin \phi} \quad \text{und} \quad M_y = -\frac{T_y}{2\Omega \rho \sin \phi}$$

ergibt.

Zum vertieften Nachdenken

1. Warum kann eine Erhöhung der Temperaturen in hohen Breiten (durch den Treibhauseffekt) möglicherweise zu einem Versiegen des Golfstroms und damit zu einer Unterbindung oder Modifikation der thermohalinen Zirkulation führen? (Stichwort: verstopfter Abfluss)
2. Der Massentransport im Triftstrom hängt von der Schubspannung ab. Finden Sie eine anschauliche Begründung dafür, dass er senkrecht auf der Windrichtung steht.

Abschätzungen

1. Verifizieren Sie, dass die Wärmekapazität einer 2.5 m mächtigen Ozeanschicht der der gesamten Atmosphäre vergleichbar ist. (spez. Wärmekapazität Wasser 2.4 KJ/(kg K), Luft 291. J((mol K), Dichte Luft 1.29 kg/m³)

Kapitel 6

Ozean–Atmosphäre-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre erfolgt durch zwei Prozesse. Der Transport von Impuls zeigt sich in der Ausbildung der Strömungssysteme, der Transport von Wärme und Materie trägt einerseits über die Energiebilanz zur Ausbildung der atmosphärischen Strömungen bei und beeinflusst damit das Klimasystem. Andererseits trägt er auch über die Stoffbilanz zur globalen chemischen Kreisläufen und z.B. über die Aufnahmefähigkeit des Ozeans für CO_2 damit wieder zum Klima bei. Dabei ist der Transport von Masse nicht genau von dem von Energie zu trennen, da z.B. latente Wärme Energie ist, die mit Hilfe der Masse transportiert wird.

Generell läßt sich der Austausch zwischen Atmosphäre und Ozean nach den beteiligten Skalen und/oder den beteiligten physikalischen Größen betrachten. Die Skalen können unterschieden werden in großräumig (bzw. global) und kleinräumig. Erstere sind insbesondere die klimatisch wirksamen Prozesse, die unsere unbelebte (und belebte) Umwelt bestimmen. Letztere sind die physikalischen Prozesse, die diesen großskaligen Austauschphänomenen zu Grunde liegen. Die Übertragungsprozesse können eingeteilt werden in die immateriellen Größen Energie und Impuls, d.h. im wesentlichen Strahlung, Impuls und Wärme, und die materiellen Größen wie Wasser (mit den Prozessen Verdunstung, Kondensation, Niederschlag, Zuführung vom Festland) und die chemischen Komponenten (Mineralien, Gase). Einige Prozesse transportieren beides: Verdunstung transportiert auch latente Wärme, die Zuflüsse vom Festland transportieren auch Mineralien und Energie. Daher ist eine saubere Klassifikation nicht möglich. Für das Skript wurde daher ein pragmatischer Ansatz gewählt, der sich nicht an den physikalischen Elementarprozessen sondern an den Phänomenen (und damit an den Skalen) orientiert: die großskaligen Austauschprozesse wurden im Zusammenhang mit der Energiebilanz der Ozeane bereits in Kap. 3 diskutiert, in diesem Kapitel werden wir uns mit den Stofftransporten und den physikalischen Grundlagen der Austauschprozesse beschäftigen.

6.1 Der Ozean als Teil des globalen geochemischen Systems

Der Ozean ist ein wichtiger Speicher ebenso wie ein wichtiges Transportmedium im globalen geochemischen System. Er steht in Austausch mit dem Ozeanboden bzw. den Kontinentalrändern (Ablagerung und Lösung von Sediment, Auswaschen von Substanzen), mit der Atmosphäre (Löslichkeit von Gasen) und mit dem Festland über den hydrologischen Zyklus. Daher gibt es keinen Teil des globalen geochemischen Systems, der sich ohne Berücksichtigung der Ozeane betrachten lässt. Wir wollen uns hier, insbesondere da im Zusammenhang mit dem Treibhauseffekt und der Rolle der Ozeane im Klimawandel von Bedeutung, mit dem CO_2 befassen sowie einige Grundlagen zum Austausch von Spurenstoffen vorstellen.

6.1.1 Kohlendioxid

Die mengenmäßig (und vielleicht auch sonst) wichtigste Komponente des globalen geochemischen Systems ist der Kohlenstoff: er ist Baustein aller organischen Materie, kommt in Form von Karbonaten in großen Mengen auch in anorganischer Materie vor und ist in der Form von Kohlendioxid CO_2 das mengenmäßig bedeutendste Spurengas in der Atmosphäre – und aufgrund seines Beitrags zu natürlichem wie

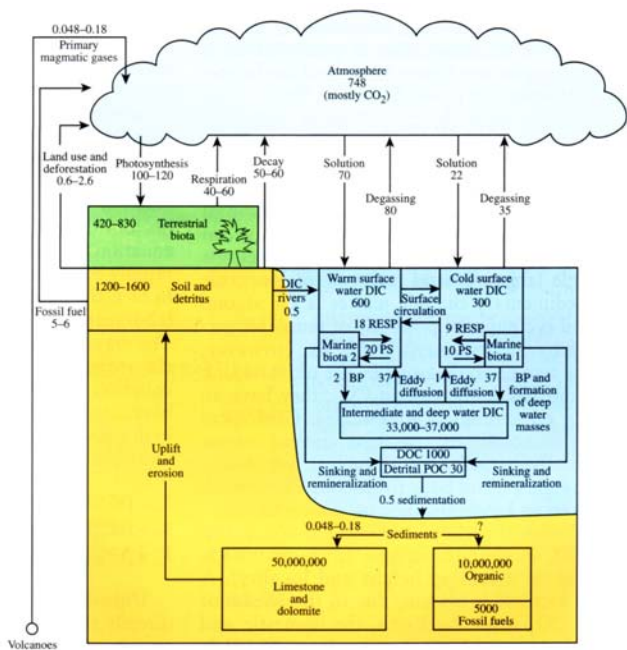


Abbildung 6.1. Globaler Kohlenstoffkreislauf; die Zahlen geben die zur Zeit gebräuchlichen Abschätzungen der wichtigsten Reservoirs (in Einheiten von 10^{15} g C) und Flüsse (in Einheiten von 10^{15} g C/Jahr). BP: Transport von Kohlenstoff in das Tiefenwasser mit Hilfe der 'biologischen Pumpe'; PS: Konversion von gelösten anorganischem Kohlenstoff (DIC: dissolved inorganic carbon) in partikelgebundenen organischen Kohlenstoff (POC: particulate organic carbon) durch Photosynthese; DOC: gelöster organischer Kohlenstoff (dissolved organic carbon); RESP: Konversion organischen Kohlenstoffs in DIC durch Respiration (Summerhayes und Thorpe, 1996)

anthropogenen Treibhauseffekt auch dort von nicht zu vernachlässigender Bedeutung.

Abbildung 6.1 gibt einen Überblick über den globalen Kohlenstoffkreislauf, die Reservoirs und Flüsse und die wesentlichen Umwandlungsprozesse. Der für uns wichtigste Teil ist die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre. Diese erfolgt nahezu vollständig durch den Austausch von Kohlendioxid mit dem Oberflächenwasser, wobei der Prozess der Ausgasung den der Lösung überwiegt: im warmen Oberflächenwasser um ca. 10%, im kalten Oberflächenwasser sogar um ca. 30%. Dies darf jedoch nicht leichtfertig als Hinweis darauf interpretiert werden, dass kaltes Wasser CO_2 nur schlecht aufnimmt, da das CO_2 , das aus dem kalten Oberflächenwasser an die Atmosphäre abgegeben wurde, nicht unbedingt lokal auch aufgenommen wurde sondern mit den Ozeanströmungen heran transportiert wurde. Daher sollten wir korrekterweise keine lokale Bilanz aus Aufnahme und Abgabe erstellen sondern benötigen die globale Bilanz, die alle Transportprozesse beinhaltet.

Ein Teil der Probleme in der Abschätzung des CO_2 -Austauschs zwischen Ozean und Atmosphäre wird aus dem Vertikalprofil der CO_2 -Konzentration deutlich, vgl. Abb. 6.2: das Profil zeigt einen hohen Anstieg unmittelbar unter der Ozeanoberfläche bis zu einem Maximum in einer Tiefe von ca. 500 m. Die Intensität unmittelbar unter der Wasseroberfläche ist durch die Wechselwirkung mit der Atmosphäre bestimmt

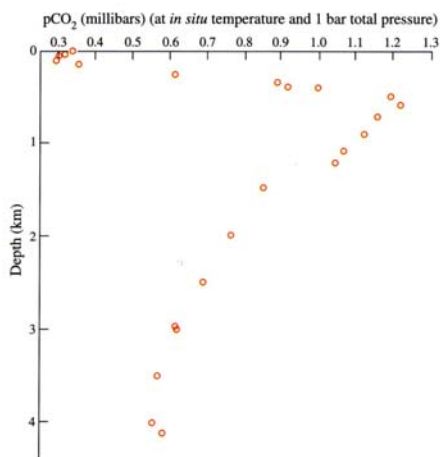


Abbildung 6.2. Vertikalprofil der Kohlendioxids im Ozean, Beispielprofil für ein Profil im östlichen Pazifik (Summerhayes und Thorpe, 1996)

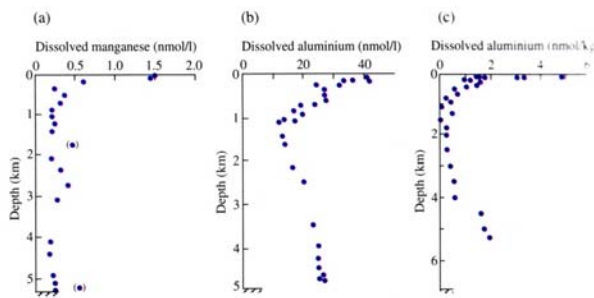


Abbildung 6.3. Vertikalprofile von gespülten (scavenged) gelösten Substanzen (Summerhayes und Thorpe, 1996)

sowie durch die CO_2 -Aufnahme im Plankton. Diese ist unterhalb der Oberfläche maximal (hier steht das Licht und damit die Energie zur Photosynthese zur Verfügung, mit zunehmender Tiefe wird dies immer geringer). Das Plankton bildet also unterhalb der Wasseroberfläche eine Senke für CO_2 . Mit zunehmender Wassertiefe gibt absinkendes Plankton einen Teil des so gebundenen CO_2 s wieder an den Ozean ab, die CO_2 -Konzentration steigt an. Ein weiterer, für diesen scharfen Anstieg verantwortliche Faktor ist die Zunahme der CO_2 -Löslichkeit mit dem Druck. Unterhalb ca. 1 km nimmt die CO_2 -Konzentration deutlich ab, da kaum Durchmischung zwischen dem Oberflächen- und dem Tiefenwasser stattfindet. Ein Teil des hier eingetragenen CO_2 stammt aus dem Zerfall absinkender organischer Materie.

6.1.2 Andere anorganische Substanzen

Die vertikalen Profile anderer anorganischer Substanzen lassen sich grob in zwei Gruppen einteilen: gespülte (scavenged) gelöste Substanzen und recycelte gelöste Substanzen. Die Unterscheidung zwischen den verschiedenen Substanzklassen kann mit Hilfe eines einfachen Maßes vorgenommen werden, der mittleren Verweildauer der Substanz im Ozean (MORT = mean oceanic residence time). Diese wird mit Hilfe eines einfachen stationären Modells bestimmt, in dem sich der Eintrag und der Verlust an dieser Substanz genau die Waage halten. Der Eintrag wird normalerweise als die Menge der Substanz angenommen, die den Ozeanen durch die Flüsse zugeführt wird. Ferner steckt in dem Modell die Annahme, dass die Substanz sich gut mit dem Wasser durchmischt hat, bevor sie entfernt wird. Damit ergeben sich Werte in der Ordnung von 10^8 Jahren für Natrium und 10^6 Jahren für Kalzium. Für Substanzen, für die die letzte Annahme nicht gilt (das sind die meisten mit Teilchen reagierenden Metalle wie Aluminium, Eisen und Mangan) ergeben sich kleinere Werte der MORT in der Ordnung von 100 bis 1000 Jahren. Die Lebensdauer von Wassermolekülen im Ozean hängt ab von ihrem Transport durch die Atmosphäre und ihre Rückkehr in den Abflüssen der Kontinente. Sie kann bestimmt werden aus einer einfachen stationären Bilanz, bei der sich Einträge und Verluste die Waage halten müssen. Vergleicht man die Masse des im Ozean enthaltenen Wassers mit Einstrom und Ausstrom, so ergibt sich eine Lebensdauer von ca. $4 \cdot 10^4$ Jahren.¹ Kalzium und Natrium Ionen, die mit der kontinentalen Drainage in das Reservoir Ozean eingetragen werden, verweilen dort also wesentlich länger als das typische Wassermolekül, d.h. das Seewasser wird im Laufe der Zeit in diesen Elementen angereichert. Elemente mit hoher geochemischer Reaktivität, d.h. mit Lebensdauern kleiner als die eines typischen Wassermoleküls, dagegen werden in ihrer Konzentration im Ozean verdünnt im Vergleich zur Konzentration in den zuführenden Flüssen.

Diese unterschiedlichen Lebensdauern führen zu charakteristischen vertikalen und horizontalen Verteilungen verschiedener Elementklassen. Bei einer typischen Mischungszeit des Ozeans von 1000 Jahren werden die Elemente mit hohem MOTRT sehr sorgfältig und gleichmäßig im Ozean verteilt. Variationen ergeben sich nur in den Bereichen mit hoher Verdunstung, starken Niederschlägen oder Flussmündungen. Wenn man die Konzentrationen der betreffenden Elemente jedoch auf den Salzgehalt normiert, sind sie auch in diesen Bereichen konstant. So variiert das Verhältnis aus den Konzentrationen von Sulphat und Salz global kaum. Die in diese Gruppe gehörenden Elemente werden als konservative Bestandteile bezeichnet, da sich ihre Konzentrationen (relativ zum Salz) während des Mischungsprozesses nicht verändern. Alle chemischen Hauptbestandteile des Ozeanwassers verhalten sich konservativ, ebenso einige Spurenstoffe wie Lithium, Cäsium und Rubidium. Da diese Eigenschaft sich auf den gesamten Mischungsprozess bezieht, sind die Konzentrationen nicht nur in der Horizontalen sondern auch in der vertikalen konstant.

¹Die interne Mischungszeit des Ozeans ist mit 10^3 Jahren mehr als eine Größenordnung geringer.

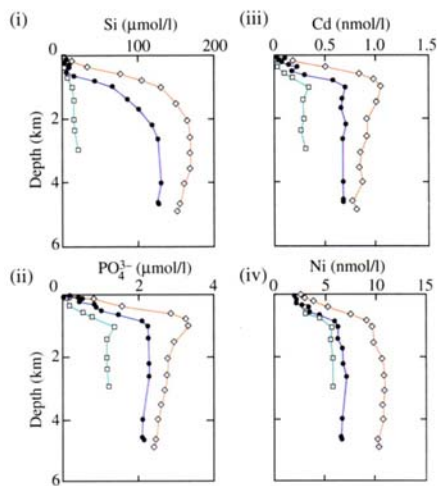


Abbildung 6.4. Vertikalprofile recycelter gelöster Substanzen (Summerhayes und Thorpe, 1996)

Dieses Verhalten wird auch als akkumuliert bezeichnet.

Elemente mit kleinem MORT werden aus dem Ozean entfernt bevor sie sorgfältig durchmischt werden können. Ihre hohe geochemische Reaktivität impliziert, dass sie in Abwesenheit von Quellen in ihrer Konzentration mit zunehmendem Abstand von den vertikalen und horizontalen Grenzen des Ozeans abnehmen. Beispiele für Vertikalprofile derartiger Elemente sind in Abb. 6.3 gegeben.

Eine andere Gruppe von Substanzen hat eine hinreichend große MORT, um im Ozean gut durchmischt zu werden, zeigt jedoch eine relativ große Reaktivität mit biogenen Teilchen. Diese Stoffe umfassen die wesentlichen Mikronährstoffe wie Phosphate, Nitrate und gelöstes Silizium. Diese Substanzen unterscheiden sich von den anderen Teilchen mit hohem MORT dadurch, dass die im oberflächennahen Wasser, wo die größte Bioproduktion stattfindet, deutlich reduziert werden. Dekomposition organischer Materie und die Auflösung mineralischer Skelette beim Absinken toter Biomaterie führt zu einer Freisetzung dieser Substanzen in größerer Wassertiefe. Beispiele für die sich ergebenden Vertikalprofile sind in Abb. 6.4 gezeigt.

6.2 Transportprozesse

Die wesentlichen Transportprozesse innerhalb des Ozeans und zwischen Ozean und Atmosphäre sind diffusive Prozesse: molekulare Diffusion als fundamentaler Transportprozess spielt dabei eine untergeordnete Rolle, da Ozeane und Atmosphäre in ständiger turbulenter Bewegung sind und der durch die Turbulenz bewirkte Transport effizienter ist als die molekulare Diffusion. Turbulenter Transport hat, da die Turbulenz stochastisch ist, die gleichen Eigenschaften wie diffusiver Transport, lediglich der molekulare Diffusionskoeffizient muss durch einen turbulenten Diffusionskoeffizienten ersetzt werden. Der sich ergebende Prozess wird häufig als Wirbeldiffusion bezeichnet.

6.2.1 Diffusion

Diffusion ist ein in vielen Bereichen der Physik auftretender Transportprozeß, z.B. bei der Wärmeleitung oder bei der Ausbreitung eines Stoffes in einem kontinuierlichem Medium (z.B. Schadstoff in Wasser oder Luft). Diffusion ist ein stochastischer Prozeß: bei der Wärmeleitung hängt der Transport vom Energieübertrag in der zufälligen thermischen Bewegung der Stoffbestandteile ab, bei der Ausbreitung eines Stoffes in einem kontinuierlichen Medium von den Kollisionen zwischen den Molekülen des Stoffes und des Mediums, bestimmt durch deren zufällige thermische Bewegung.

In allgemeiner Form ist die *Diffusionsgleichung* gegeben als

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D \Delta n(\mathbf{r}, t) \quad (6.1)$$

mit n als der Teilchenzahldichte und D als dem Diffusionskoeffizienten. Formal handelt es sich dabei um eine partielle DGL, in der neben dem Laplace-Operator des gesuchten Feldes dessen erste zeitliche Ableitung auftritt. Die *Wärmeleitungsgleichung* ist formal äquivalent

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \Delta T \quad (6.2)$$

mit T als der Temperatur und $\lambda/(c\rho)$ als der Temperaturleitzahl, in die das Wärmeleitvermögen λ , die spezifische Wärmekapazität c und die Dichte ρ des Stoffes eingehen.

Random Walk und mittleres Abstandsquadrat – anschaulich

Die Idee eines diffusiven Prozesses wollen wir am Beispiel der Bewegung eines Stoffes in einem kontinuierlichen Medium betrachten. Dazu beschränken wir uns zunächst auf eine eindimensionale Bewegung mit Start im Ursprung. Eine Ameise kann sich jeweils um einen Schritt λ (korrekt: *eine mittlere freie Weglänge* λ) in positive oder negative x -Richtung bewegen. Am jeweiligen Ankunftsort trifft sie erneut die Entscheidung für eine Weiterbewegung mit $+\lambda$ oder $-\lambda$. Wie weit ist die Ameise nach N Schritten vom Ursprung entfernt?

Intuitiv sicherlich nicht $N\lambda$, denn das würde bedeuten, daß diese Ameise sich immer nur in einer Richtung bewegt. Daß sich die Ameise wieder genau am Ursprung befindet, ist aber auch nicht sehr wahrscheinlich, da dafür die Zahl der Schritte in positiver und negativer Richtung exakt gleich sein müßte. Also irgendwo dazwischen. Aber wo? Und wo wäre eine zweite Ameise, die sich unabhängig von der ersten durch die Gegend bewegt? Wahrscheinlich nicht exakt am gleichen Ort, d.h. viele Ameisen würden sich nach jeweils N Schritten an verschiedenen Orten wieder finden.

Daher läßt sich, wie bei allen Zufallsprozessen, nur ein mittlerer Wert bestimmen, in diesem Fall der *erwartete Abstand* (oder *mittlerer quadratischer Abstand*), definiert als das Quadrat der Summe der einzelnen Schritte dx_i :

$$\begin{aligned} \langle \Delta x \rangle^2 &= \left(\sum_{i=1}^N dx_i \right)^2 = (dx_1 + dx_2 + dx_3 + \dots + dx_N)^2 \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N dx_i dx_j . \end{aligned} \quad (6.3)$$

Die einzelnen Versetzungen dx_i sind entweder $+\lambda$ oder $-\lambda$, jeweils mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.5. Die Produkte $dx_i dx_j$ sind daher entweder $+\lambda^2$ oder $-\lambda^2$. Für $i \neq j$ sind dx_i und dx_j unabhängig, d.h. negative wie positive Werte des Produktes haben eine Wahrscheinlichkeit von 0.5 und heben sich daher in der Summe weg. Es bleiben die Produkte mit $i = j$, die aber jeweils $+\lambda^2$ sind, und wir erhalten

$$\langle \Delta x \rangle^2 = N\lambda^2, \quad (6.4)$$

d.h. mit zunehmender Schrittzahl N nimmt der mittlere quadratische Abstand vom Ursprung mit \sqrt{N} zu.

Hat die Ameise eine Geschwindigkeit v , so legt sie während einer Zeit t die Strecke $s = vt$ zurück. Ausgedrückt in der Zahl N der Richtungsänderungen und der Strecke λ zwischen den Richtungsänderungen ist $s = N\lambda$ und damit

$$\langle \Delta x \rangle^2 = N\lambda^2 = v\lambda t = 2Dt \quad (6.5)$$

mit dem *Diffusionskoeffizienten*

$$D = \frac{1}{2}v\lambda \quad (6.6)$$

für die hier betrachtete eindimensionale Bewegung. Bei dreidimensionaler Bewegung ist

$$D = \frac{1}{3}v\lambda . \quad (6.7)$$

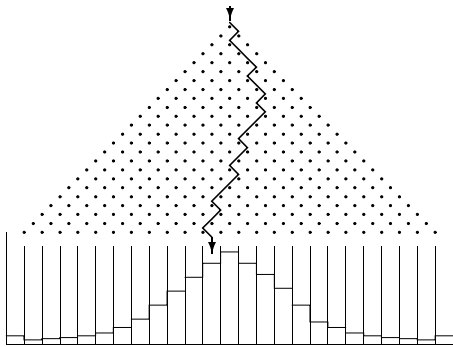


Abbildung 6.5. Galton-Brett: viele kleine, stochastisch verteilte Streuungen arbeiten so zusammen, daß sich eine Gauß-Verteilung bildet

Anschaulich ist der Diffusionskoeffizient ein Maß für die Beweglichkeit der Ameisen. Mit zunehmender Geschwindigkeit wird die Beweglichkeit größer, da in einer Zeiteinheit ein größerer Weg und damit eine größere Anzahl von Schritten in λ zurückgelegt werden kann: das N in (6.4) wird größer. Eine größere mittlere freie Weglänge λ dagegen erlaubt größere Schritte und damit ein schnelleres Anwachsen des Abstands vom Ursprungsort.

In unserem Ameisenbild ist die mittlere freie Weglänge als der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Entscheidungen über die Richtungsänderung eine konstante Größe. Bei der Ausbreitung von Rauch in Luft dagegen ist der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen eines Rauchteilchens mit der Luft jedoch nicht konstant sondern zufällig. Betrachtet man den Pfad eines Teilchens, so ergibt sich ein Bild wie im linken Teil von Abb. 4.2: die Bewegung läßt sich aus vielen geraden Abschnitten verschiedener Längen L zusammensetzen. Die Verteilung der Weglängen L zwischen aufeinander folgenden Stößen ist im rechten Teil der Abbildung gezeigt. Diese *Wahrscheinlichkeitsverteilung* für L kann als eine Funktion $p = a \exp(-L/\lambda)$ beschrieben werden, wobei a eine Konstante ist und λ die mittlere freie Weglänge. Sie ist definiert für den Wert von L , bei dem die Verteilung auf N/e abgesunken ist.

Den Übergang von einer Ameise auf eine Ameisenherde können wir mit Hilfe des *Galton-Bretts* veranschaulichen, vgl. Abb. 6.5. Dieses besteht aus Reihen von Nägeln und erlaubt es, die Streuung, die ein Teilchen erfährt, anschaulich darzustellen: wenn die am obersten Nagel beim Pfeil startenden Bälle herab fallen, treffen sie auf einen Nagel und werden nach links oder rechts abgelenkt. Dort treffen sie einen Nagel der nächsten Reihe und werden wiederum abgelenkt. Dieser Prozeß wiederholt sich, bis der Ball in der untersten Reihe aufgefangen wird. Die Stelle, an der der Ball zur Ruhe kommt, ergibt sich dann aus einer großen Zahl von stochastischen Wechselwirkungen vergleichbarer Stärke. Mit einer großen Zahl von Bällen erhalten wir am Ende eine *Gauß-Verteilung* um den *Mittelwert* x_o

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - x_o)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{6.8}$$

mit der *Standardabweichung*

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum (x - x_o)^2 = \langle \Delta x \rangle^2, \tag{6.9}$$

die ein Maß für die Breite der Verteilung gibt und dem erwarteten Abstand entspricht. Damit läßt sich die Standardabweichung σ mit dem Diffusionskoeffizienten in Beziehung setzen

$$\sigma = \sqrt{\langle \Delta x \rangle^2} = \sqrt{2Dt} = \sqrt{v\lambda t}. \tag{6.10}$$

Für die Verteilung (6.8) läßt sich damit auch schreiben

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi v\lambda t}} \exp\left(-\frac{(x - x_o)^2}{2v\lambda t}\right). \tag{6.11}$$

Die Verteilung bleibt um x_o zentriert (dem Startort der Ameisen), weitet sich aber im Laufe der Zeit auf. Die Aufweitung hängt ab von der Beweglichkeit der Ameisen, beschrieben durch den Diffusionskoeffizienten.

Die hier verwendeten Ausdrücke lassen sich auf mehrere Dimensionen erweitern, die mittlere Entfernung vom Startpunkt ist weiterhin durch (6.5) beschrieben.

Eindimensionale Diffusionsgleichung

Betrachten wir nun die Diffusionsgleichung in einer Dimension:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (6.12)$$

Die bisher betrachteten Eigenschaften der Diffusion, d.h. das Auseinanderfließen der Verteilung unter Beibehaltung des Schwerpunkts, können wir auch formal herleiten.

Als erstes betrachten wir die Erhaltung der Gesamtteilchenzahl, d.h. wir überprüfen, ob die Lösung die Kontinuitätsgleichung erfüllt. Dazu müssen wir zeigen, daß das Integral $\int_{-\infty}^{+\infty} n(x,t) dx$ zeitlich konstant ist:

$$\dot{N} = \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} n(x,t) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial n}{\partial t} dx \stackrel{!}{=} 0. \quad (6.13)$$

Die rechte Seite der Gleichung können wir unter Verwendung der Diffusionsgleichung (6.12) umschreiben und erhalten

$$\dot{N} = D \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} dx = D \left[\frac{\partial n}{\partial x} \right]_{-\infty}^{+\infty}, \quad (6.14)$$

Für große Abstände fallen die Dichte n und ihre Ableitungen schnell ab, d.h. es gilt $\partial n / \partial x \rightarrow 0$ für $|x| \rightarrow \infty$ und wir erhalten

$$\dot{N} = 0, \quad (6.15)$$

wie gefordert. Die Annahme $\partial n / \partial x \rightarrow 0$ für $|x| \rightarrow \infty$ ist sinnvoll, da eine zu schwache Veränderung der Teilchendichte bei großen Abständen implizieren würde, daß die Teilchen den Raum schon nahezu gleichförmig bevölkern. Dann würden wir jedoch kein systematisches Auseinanderfließen der Verteilung mehr erhalten sondern im wesentlichen statistische Fluktuationen auf einer fast gleichförmigen Verteilung, ein thermisches Rauschen also.

Um zu zeigen, daß der Schwerpunkt

$$\bar{x} = x_o = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} x n(x,t) dx \quad (6.16)$$

der Verteilung erhalten bleibt, muß gelten

$$\frac{dN\bar{x}}{dt} = N\dot{\bar{x}} = \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} x n(x,t) dx = \int_{-\infty}^{\infty} x \frac{\partial n}{\partial t} dx \stackrel{!}{=} 0. \quad (6.17)$$

Wir setzen wieder die Diffusionsgleichung (6.12) ein und erhalten

$$\frac{dN\bar{x}}{dt} = D \int_{-\infty}^{\infty} x \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} dx. \quad (6.18)$$

Partielle Integration liefert

$$\frac{dN\bar{x}}{dt} = D \left(\left[x \frac{\partial n}{\partial x} \right]_{-\infty}^{+\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial n}{\partial x} dx \right)$$

$$= D \left(\left[x \frac{\partial n}{\partial x} \right]_{-\infty}^{+\infty} - [n(x, t)]_{-\infty}^{+\infty} \right). \quad (6.19)$$

Der erste Term auf der rechten Seite fällt wieder wegen $\partial n / \partial x \rightarrow 0$ für $|x| \rightarrow \infty$ weg. Der zweite Term fällt ebenfalls weg, da wir mit gleicher Begründung auch $n \rightarrow 0$ für $|x| \rightarrow \infty$ fordern können. Damit erhalten wir wie gefordert

$$\frac{dN\bar{x}}{dt} = 0, \quad (6.20)$$

d.h. er Schwerpunkt der Verteilung bleibt erhalten.

Als letztes ist die Breite der Verteilung zu betrachten, Für diese müssen wir nicht die zeitliche Invarianz zeigen sondern gerade ihre Zunahme mit der Zeit. Die Breite der Verteilung zu jeder Zeit ist durch das mittlere Abstandsquadrat

$$\bar{x}^2 = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 n(x, t) dx \quad (6.21)$$

gegeben. Die zeitliche Änderung von \bar{x}^2 ist dann

$$\begin{aligned} \dot{N\bar{x}^2} &= \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 n(x, t) dx \stackrel{(6.12)}{=} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \frac{\partial n}{\partial t} dx = D \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} dx \\ &= D \left(\left[x^2 \frac{\partial n}{\partial x} \right]_{-\infty}^{+\infty} - 2 \int_{-\infty}^{+\infty} x \frac{\partial n}{\partial x} dx \right) \\ &= -2D \left([xn(x, t)]_{-\infty}^{+\infty} - \int_{-\infty}^{+\infty} n dx \right) = 2DN \end{aligned} \quad (6.22)$$

oder zusammengefaßt

$$\dot{\bar{x}^2} = 2D \quad (6.23)$$

Dabei wurde beim Übergang von der ersten zur zweiten Zeile wieder partiell integriert In der dritten Zeile fällt der erste Term weg. Durch Integration von (6.23) erhalten wir

$$\bar{x}^2(t) = 2Dt + \bar{x}^2(0) \quad (6.24)$$

mit $\bar{x}^2(0)$ als der Weite der Verteilung zum Zeitpunkt $t = 0$. Das Ergebnis kennen wir bereits aus (6.5): die Verteilung fließt mit \sqrt{t} auseinander.

Lösung der Diffusionsgleichung für eine δ -Injektion

Für eine δ -förmige Injektion am Ort x_o erhalten wir als Lösung der Diffusionsgleichung

$$n_o(x, t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x - x_o)^2}{4Dt}\right). \quad (6.25)$$

Daß dies eine Lösung ist, läßt sich durch Einsetzen in die Diffusionsgleichung (6.12) zeigen. Die linke Seite liefert

$$\frac{\partial n_o}{\partial t} = \left\{ -\frac{N}{2\sqrt{4\pi Dt}^{3/2}} + \frac{N(x - x_o)^2}{\sqrt{4\pi Dt} 4Dt^2} \right\} \exp\left(-\frac{(x - x_o)^2}{4Dt}\right). \quad (6.26)$$

Die rechte Seite liefert erst

$$\frac{\partial n_o}{\partial x} = -\frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \frac{2(x-x_o)}{4Dt} \exp\left(-\frac{(x-x_o)^2}{4Dt}\right) \quad (6.27)$$

und weiter

$$D \frac{\partial^2 n_o}{\partial x^2} = \left\{ -\frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \frac{1}{2t} + \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \frac{(x-x_o)^2}{4Dt^2} \right\} \exp\left(-\frac{(x-x_o)^2}{4Dt}\right) \quad (6.28)$$

was mit (6.26) übereinstimmt.

Manchmal interessiert nicht die oben beschriebene Aufweitung des δ -Peaks sondern der Zeitverlauf der Dichte an einem Ort x im Abstand $d = |x - x_o|$ vom Injektionsort bzw. Schwerpunkt der Verteilung. Dafür erhalten wir aus (6.25)

$$n(t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{d^2}{4Dt}\right) \quad (6.29)$$

mit einem Maximum zur Zeit

$$t_{\max} = \frac{d^2}{2D} \quad \text{mit} \quad n_{\max} = \frac{N}{d\sqrt{2\pi e}} \quad (6.30)$$

und einem Abfall für große Zeiten proportional zu $t^{-1/2}$.

Allgemeine Lösung

(6.25) beschreibt die Lösung der Diffusionsgleichung für eine δ -Injektion am Ort x_o . Häufig interessieren jedoch räumlich oder zeitlich ausgedehnte Injektionen. Diese erhält man, ähnlich dem Vorgehen bei der Poisson-Gleichung, durch Summation der Lösungen für die verschiedenen Zeitintervalle bzw. Raumelemente.

Betrachten wir als Beispiel eine räumlich ausgedehnte Injektion mit Anfangsverteilung $n(x, 0) = N\rho(x)$ zur Zeit $t = 0$. Zu dieser Zeit befindet sich im Intervall Δx_o bei x_o eine Teilchenzahl $N\rho(x_o)\Delta x_o$, die bei x zur Zeit t eine Teilchendichte $\rho(x_o)n_o(x, t)\Delta x_o$ gemäß (6.25) erzeugt. Summation aller dieser Beiträge liefert für $\delta x \rightarrow 0$ die Gesamtdichte

$$\begin{aligned} n(x, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x_o)n_o(x, t)dx_o \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x_o) \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x-x_o)^2}{4Dt}\right) dx_o. \end{aligned} \quad (6.31)$$

6.2.2 Diffusion im Meerwasser

Auch auf die Ausbreitung eines konservativen Stoffes² im Meerwasser als kontinuierlichem Medium läßt sich ebenfalls durch eine Diffusionsgleichung beschreiben – anschaulich ist es egal, ob Sie ein Rauchteilchen mit Luftmolekülen stoßen lassen oder ein Natriumion mit Wassermolekülen. Allerdings unterscheiden sich die Randbedingungen und damit auch etwas die formale Betrachtungsweise von dem bisher gesagten. Während wir bis hier nach Lösungen der Diffusionsgleichung für eine kurzzeitige Injektion gesucht haben, haben wir es im Falle der Ozeane meist mit langlebigen Gradienten zu tun (so wird ein Gradient im Salzgehalt durch die Zufuhr von Süßwasser aus einer Flußmündung zwar jahreszeitlichen Schwankungen

²Konservative Stoffe sind Substanzen, die im Meerwasser erhalten bleiben, d.h. z.B. Wärme und Salze. Organische Substanzen sind nicht immer konservativ, da sie durch chemische Reaktionen umgewandelt werden können und damit nicht als diese Substanz erhalten bleiben. Radioaktive Substanzen sind ebenfalls nicht konservativ, da sie sich durch Zerfall verringern.

unterworfen sein, bleibt aber im Prinzip dauerhaft bestehen). Auch sind die Zeitskalen der Schwankungen (Tage, Monate oder wenige Jahre) klein gegenüber den Zeitskalen des Problems (Ozeanzirkulation erfolgt auf Zeitskalen von etlichen Jahrzehnten oder Jahrhunderten). Als Konsequenz ergeben sich relativ kontinuierliche Diffusionsströme, die von diesen Gradienten getrieben werden.

Als treibende Kraft eines Diffusionsstroms dient der Gradient $\partial C_M / \partial z$ einer konservativen Größe M in Richtung einer Koordinate z . Der Diffusionsstrom durch eine Fläche A senkrecht zu dieser Richtung ist dann

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -k_D A \frac{\partial C_M}{\partial z} \quad (6.32)$$

mit k_D als Diffusionskoeffizient.

Betrachten wir als Eigenschaft die Wärmemenge M_T , so ergibt sich mit k_{DT} als Wärmediffusionskoeffizienten der Wärmestrom zu

$$\frac{\partial M_T}{\partial t} = -k_{DT} A \frac{\partial C_T}{\partial z} . \quad (6.33)$$

Alternativ läßt sich unter Verwendung des Temperaturleitfähigkeitskoeffizienten

$$k_T = \frac{k_{DT}}{\rho c} \quad (6.34)$$

mit c als spezifischer Wärme auch schreiben

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -k_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} . \quad (6.35)$$

Für die Salzstrom gilt entsprechend

$$\frac{\partial M_S}{\partial z} = -k_{DS} A \frac{\partial C_s}{\partial z} \quad (6.36)$$

bzw.

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -k_{DS} \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} . \quad (6.37)$$

Formal können wir diese Diffusionsgleichungen so lösen, wie wir es für die Diffusionsgleichung weiter oben beschrieben haben: die Lösung für eine allgemeine Injektion ergibt sich als Faltung aus der Injektion mit der Lösung der Diffusionsgleichung für eine δ -Injektion.

6.2.3 Turbulente Austauschgrößen

Diffusion im bisher betrachteten Sinn ist ein molekularer Austauschvorgang, bei dem Energie (Wärme), Impuls (Reibung) oder Materie zwischen Molekülen ausgetauscht und dadurch entgegen einem Gradienten transportiert werden kann. Dieser Prozess ist sehr langsam, die Ausbreitung der Information ist durch die thermische Bewegung der Moleküle und den räumlichen Abstand zwischen den Stoßpartnern bestimmt. Damit sich dieser Prozess in aller Schönheit entfalten kann, benötigen wir ein Medium, das nicht durch (kollektive) Materiebewegungen gestört ist. Denken Sie als Beispiel an die Sahne, die Sie in einen heißen Tee³ gießen: würden wir nur molekulare Diffusion haben, so würde sich die Sahne nur langsam vom Eintragort ausbreiten, die maximale Konzentration verbliebe an der Eintragsstelle und nur in die Umgebung der Eintragsstelle würde langsam Sahne hinein diffundieren, d.h. sie würde sich im Laufe der Zeit aufhellen. In der Teetasse dagegen beobachten wir die Bildung von Sahneschlieren und -wölkchen, die sich schnell über relativ weite Strecken ausbreiten können ohne sich gleichmäßig mit dem umgebenden Tee zu vermischen. Dieser Transport wird durch die thermischen Konvektionsmuster in der Teetasse

³Na gut, als Kaffeetrinker dürfen Sie es auch mit Kaffee probieren – geht aber wegen geringerer Temperatur nicht ganz so gut.

bewirkt – und pusten Sie auf die Oberfläche, so werden wieder andere Bewegungsmuster angeregt und der Transport bzw. die Vermischung erfolgt in einem entsprechenden Muster.

Sowohl im Ozean als auch zwischen Ozean und Atmosphäre ist die stabile Schichtung und laminare Bewegung, die für die Ausbildung der Diffusion erforderlich wären, ein sehr seltener Zustand. Die meisten Transportprozesse erfolgen, wie in der Teetasse, eher durch turbulente Bewegungen. Da die räumlichen Skalen dieser Turbulenzen klein sind gegen die der gerichteten Bewegung (z.B. Golfstrom) und außerdem die Orientierung der turbulenten Bewegungen zufällig sind derart, dass der Mittelwert über die turbulenten Störungen verschwindet, ergibt sich ein Transportprozess, der die gleichen Eigenschaften hat wie die molekulare Diffusion: es ist ein zufälliger Transportprozess. Der Unterschied zur molekularen Diffusion besteht in den Skalen: sie sind nicht durch die Stöße zwischen den einzelnen Molekülen bestimmt sondern durch die mit dem Transport innerhalb eines Wirbels verbundenen Skalen. Daher wird ein derartiger Transportprozess als *Wirbeldiffusion* oder *Eddy-Diffusion* bezeichnet.

Aufgrund dieser inhaltlichen Analogie läßt sich die Wirbeldiffusion formal genauso behandeln wie die molekulare Diffusion. An die Stelle des molekularen Diffusionskoeffizienten tritt dann ein turbulenter Diffusionskoeffizient κ und wir erhalten für den Transport einer Größe M

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{\kappa}{\rho} A \frac{\partial C}{\partial z}. \quad (6.38)$$

Für den Transport von Wärme und Salz ergibt sich dann entsprechend

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\kappa_T}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (6.39)$$

und

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\kappa_S}{\rho} \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}. \quad (6.40)$$

Analog kann man auch einen Impulstransport in z -Richtung bei einem mittleren Strom u normal zur z -Richtung beschreiben als

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\kappa_I}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (6.41)$$

mit κ_I als turbulentem Viskositätskoeffizient.

Wir haben für drei verschiedene zu transportierende Größen drei unterschiedliche turbulente Transportkoeffizienten eingeführt. Das ist auf den ersten Blick etwas irritierend, da nach unserer Beschreibung des Transportprozesses die Eigenschaften der Turbulenz den Austauschkoeffizienten bestimmen – und diese Eigenschaften sollten zwar vom Ort und von der Zeit abhängen, nicht aber von der transportierten Größe, d.h. wir würden erwarten $\kappa_S = \kappa_T = \kappa_I$. Die Argumentation, dass die Turbulenz für alle drei betrachteten Größen die gleiche ist, ist zwar korrekt. Jedoch sind die Folgen dieser Turbulenz für die verschiedenen Transportgrößen unterschiedlich, da die molekularen Mechanismen des Impuls-, Wärme- und Stofftransports unterschiedlich sind. So kann innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls zwar der Impuls vollständig übertragen werden, Stoff- und/oder Wärmetransporte dagegen sind noch nicht vollständig abgelaufen. Dann wären diese beiden Austauschkoeffizienten kleiner als der für den Impuls.

Bisher haben wir den Transport entlang einer (beliebigen) Richtung z betrachtet, nicht jedoch einen echten dreidimensionalen Transport. Formal könnten wir den dreidimensionalen Transport durch den Übergang auf vektorielle Größen und die Verwendung des Gradienten anstelle der räumlichen Ableitung erreichen. Für die Ozeanographie hat sich die Betrachtung einer horizontalen und einer vertikalen Komponenten anstelle der vollständigen dreidimensionalen Beschreibung als angemessen erwiesen: während die horizontale Komponenten im wesentlichen durch die horizontalen Skalen der turbulenten Bewegung bestimmt ist, ist der vertikale Austausch zusätzlich durch die Schichtung beeinflusst. Die entsprechenden Austauschkoeffizienten werden mit den Indizes H für den horizontalen und Z für den vertikalen Transport versehen. Diese Trennung in horizontale und vertikale Skalen haben wir ja auch bei der Beschreibung der globalen ozeanischen Zirkulation verwendet.

Damit erhalten wir für die drei Komponenten der Reibungskraft in der Bewegungsgleichung in einer Form, die der der molekularen Diffusion entspricht:

$$\begin{aligned}
 f_R(x) &= A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + A_Z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\
 f_R(y) &= A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + A_Z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\
 f_R(z) &= A_H \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + A_Z \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}
 \end{aligned}
 \tag{6.42}$$

Typische Werte des Wirbeldiffusionskoeffizienten hängen von der betrachteten räumlichen Skala ab und liegen im Bereich von $A_H = 10^2 - 10^5 \text{ m}^2/\text{s}$ und $A_Z = 10^{-4} - 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$.

Die oben gegebenen Gleichungen beschreiben die Energiedissipation innerhalb des Ozeans beschreiben. Wir benötigen einen weiteren Satz von Gleichungen, der den Impulstransport vom Wind auf den Ozean beschreibt, d.h. wir müssen die Schubspannungen mit Hilfe eines auf Wirbeldiffusion basierenden Austauschkoefizienten beschreiben:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \tau_x}{\partial z} &= \rho A_Z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\
 \frac{\partial \tau_y}{\partial z} &= \rho A_Z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}
 \end{aligned}
 \tag{6.43}$$

mit τ_x und τ_y als den Komponenten der vom Wind ausgeübten Schubspannungen.

Reynolds-Spannungen



Die umfassendste Beschreibung des Energietransfers durch Reibung erfolgt durch die Reynolds-Spannungen. Diese Beschreibung geht konsequent davon aus, dass sich alle realen Größen aus einem mittleren Wert und den überlagerten Fluktuationen zusammen setzen, vgl. Abschn. 4.2:

$$u = \langle u \rangle + u', \quad v = \langle v \rangle + v' \quad \text{und} \quad w = \langle w \rangle + w'.
 \tag{6.44}$$

Durch Linearisierung der Gleichung erhalten wir dann für die Reibungsterme

$$\begin{aligned}
 f_R(x) &= -\frac{\partial}{\partial x} (\langle u'u' \rangle) - \frac{\partial}{\partial y} (\langle u'v' \rangle) - \frac{\partial}{\partial z} (\langle u'w' \rangle) \\
 f_R(y) &= -\frac{\partial}{\partial x} (\langle v'u' \rangle) - \frac{\partial}{\partial y} (\langle v'v' \rangle) - \frac{\partial}{\partial z} (\langle v'w' \rangle) \\
 f_R(z) &= -\frac{\partial}{\partial x} (\langle w'u' \rangle) - \frac{\partial}{\partial y} (\langle w'v' \rangle) - \frac{\partial}{\partial z} (\langle w'w' \rangle).
 \end{aligned}
 \tag{6.45}$$

Formal läßt sich dann ein Zusammenhang zwischen den bisher definierten Wirbeldiffusionskoeffizienten und ihrer Ursache, den Fluktuationen der Geschwindigkeit, herstellen:

$$\begin{aligned}
 \langle u'u' \rangle &= -A_x \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} & \langle u'v' \rangle &= -A_y \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} & \langle u'w' \rangle &= -A_z \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} \\
 \langle v'u' \rangle &= -A_x \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} & \langle v'v' \rangle &= -A_y \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} & \langle v'w' \rangle &= -A_z \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z}
 \end{aligned}
 \tag{6.46}$$

Da die turbulenten vertikalen Geschwindigkeiten wesentlich kleiner sind als die horizontalen, erwarten wir aus dieser Betrachtung auch, dass die vertikalen Austauschkoefizienten A_z kleiner sind als die horizontalen A_h .

6.3 Turbulenz und Austausch

Wenden wir uns jetzt den kleinräumigen Prozessen zu, die den Austausch zwischen Ozean und Atmosphäre physikalisch bestimmen. Zum Verständnis der Transportprozesse benötigen wir jedoch auch Informationen über die Schichtung und insbesondere über die Bewegung der Materie an der Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre – wofern wir diese als Grenzfläche betrachten wollen.

6.3.1 Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre

Konzeptionell hat es sich als hilfreich erwiesen, von der Existenz einer Grenzfläche auszugehen. Die Alternative, die Grenzfläche durch den wechselseitigen Übergang von Wassertröpfchen in die Atmosphäre bzw. von Gasbläschen in den Ozean zu beschreiben, führt zu einer Grenzfläche nahezu unendlicher Ausdehnung (jedes Bläschen und Tröpfchen bildet ja seine eigene Grenzfläche) und zu sehr unterschiedlichen Eigenschaften des flüssigen Mediums z.B. in kleinen und großen Tröpfchen (in letzterem Fall kann ein Weitertransport von der Grenzfläche weg erfolgen, im anderen nicht). Diese ganzen ‘Zufälligkeiten’ kann man durch eine geeignete Wahl der Austauschkoefizienten und der Abhängigkeit des Transports von der Windgeschwindigkeit ebenfalls erreichen.

Für unser Modell gehen wir von einer Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Ozean aus. In unmittelbarer Nähe dieser Grenzfläche scheinen die Transportprozesse ausschließlich auf molekularer Basis auszubilden, so dass sich oberhalb und unterhalb jeweils eine dünne (einige mm mächtig), sich ständig erneuernde ‘laminaire’ Grenzschicht ausbildet. Für diese sind die Transportprozesse durch die entsprechenden molekularen Größen beschrieben. Auf Atmosphärenseite liegt oberhalb der Grenzschicht die maritime Reibungsschicht bis zu einer Höhe von 300 bis 500 m. Darüber befindet sich die freie Atmosphäre. In letzterer läßt sich der Wind durch die geostrophische Näherung beschreiben. In der Reibungsschicht dagegen ist die Reibung so dominierend, dass sich Windrichtung und -geschwindigkeit stark mit der Höhe verändern. Wesentliches Merkmal dieser Reibungsschicht ist, dass die vertikalen Transporte durch Turbulenz verursacht werden. Die unteren 10 bis 20 m der Reibungsschicht werden als wassernahe Luftschicht definiert. In ihr sind die vertikalen Flüsse annähernd unabhängig von der Höhe. Sie enthält ferner das Maximum der atmosphärischen Turbulenz und ist unmittelbar durch den Seegang beeinflusst.

6.3.2 Die Transportprozesse

Niederschlag, Abfluss und Strahlungsaustausch sind keine kleinräumigen Prozesse. Daher werden in diesem Abschnitt nur betrachtet

1. Impuls,
2. fühlbare Wärme,
3. latente Wärme und damit auch der Wasserverlust in Form von Verdunstung,
4. Gase, und
5. Partikel.

Zu diesen Prozessen gehören in der Grenzschicht die molekularen Transportkoeffizienten, das sind die kinematische Zähigkeit ν , die Wärmeleitfähigkeit κ_{DT} und die Diffusion von Wasserdampf D .

Die anschließenden Transport in der wassernahen Luftschicht dagegen werden durch die Turbulenz bewirkt. Sie sind beschrieben für den Impulstransport als

$$\tau_{xy} = -\rho \langle u'w' \rangle, \quad (6.47)$$

für den Strom fühlbarer Wärme

$$Q_k = c_p \langle w'T' \rangle \quad (6.48)$$

und für den Wasserdampfstrom

$$E = \rho \langle w'q' \rangle. \quad (6.49)$$

Die gestrichenen Größen beschreiben jeweils die Abweichungen vom Mittelwert (vgl. Abschn. 4.2) mit u als dem horizontalen Wind, w als dem vertikalen Wind, T als Lufttemperatur, q als spezifischer Feuchte, c_p als spezifischer Wärme bei konstantem Druck und ρ als Dichte.

Alle diese Transportprozesse lassen sich auch als turbulente Diffusion beschreiben, d.h. sie lassen sich über einen (Schein-)Diffusionskoeffizienten und eine Gradienten definieren:

$$T_{xy} = \rho \kappa_M \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (6.50)$$

$$Q_k = -c_p \rho \kappa_H \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \quad (6.51)$$

und

$$E = -\rho \kappa_E \frac{\partial q}{\partial z} \quad (6.52)$$

mit ϑ als der potentiellen Temperatur. Die Diffusionskoeffizienten κ_M , κ_H und κ_E werden durch die stochastische Natur des Transportprozesses bestimmt. Insbesondere sind sie vom Turbulenzzustand der Grenzschicht abhängig, d.h. sie nehmen mit zunehmender Windgeschwindigkeit ebenfalls zu und sie nehmen mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche ab. Außerdem sind sie um so kleiner, je stabiler die Schichtung in der wassernahen Luftschicht ist: eine labile Schichtung fördert den turbulenten Austausch, eine stabile bremst ihn.

Da die Vertikalflüsse in der wassernahen Luftschicht nahezu konstant sind, verhalten sich die Gradienten umgekehrt proportional zu den Diffusionskoeffizienten: sie nehmen mit zunehmender Windgeschwindigkeit ab und sie nehmen mit zunehmendem Abstand von der Grenzschicht zu. Außerdem sind sie bei labiler Schichtung kleiner als bei stabiler. Dieser Zusammenhang wird als Fluss-Gradient-Beziehung bezeichnet.

6.3.3 Parametrisierung des Vertikaltransports

Weder die Flüsse noch die Gradienten oder die Diffusionskoeffizienten sind aus ‘first principles’ exakt herzuleiten. Einerseits sind diese Transportprozesse für das Verständnis der globalen Energiebilanz unerlässlich, andererseits fehlt jedoch ihre formale Kenntnis. Messungen der zugehörigen Parameter (Flüsse, Gradienten, Austauschkoefizienten) sind aufwendig und damit global sicherlich nicht realisierbar – auch wenn dies zum Verständnis der globalen Energiebilanz erforderlich wäre.

Ein sinnvoller Ansatz, sich aus diesem Dilemma zu befreien, ist die Parametrisierung der Transportprozesse. Dann können die Ergebnisse aus den lokalen und zeitlich begrenzten Messungen auf andere Regionen und Zeiten übertragen werden und insbesondere in der numerischen Modellierung der Wechselwirkung von Ozean und Atmosphäre verwendet werden.

Zur Parametrisierung der Transportprozesse bieten sich die folgenden Variablen an, vgl. auch die einfache und anschauliche Diskussion in Abschn. 3.3:

- die mittlere Windgeschwindigkeit u ,
- die mittlere Differenz der (potentiellen) Temperatur von Luft und Wasseroberfläche $\Delta\vartheta$,
- die mittlere Differenz zwischen der spezifischen Feuchte der Luft und der spezifischen Sättigungsfuchte bei der Wasseroberflächentemperatur Δq . Anstelle der spezifischen Feuchte kann auch der Dampfdruck e verwendet werden.

Als Parametrisierungsansätze erhält man dann

$$\tau = c_D \rho u^2, \quad (6.53)$$

$$Q_k = -c_k c_p \rho u \Delta\vartheta \quad (6.54)$$

und

$$E = -c_E \rho u \Delta q \quad (6.55)$$

mit den Transportkoeffizienten c_D , c_k und c_E .

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Erläutern Sie die Prozesse, die das Vertikalprofil einer Substanz im Ozean bestimmen.
2. Warum gibt man Konzentrationen verschiedener Stoffe im Meerwasser nicht als absolute Konzentrationen an sondern als Konzentrationsen relativ zum Salzgehalt?
3. Erläutern Sie die Besonderheit des CO_2 -Vertikalprofils, ein Maximum in einer Tiefe von etlichen hundert Metern zu haben.
4. Skizzieren Sie Vertikalprofile für chemische Substanzen im Meerwasser in Abhängigkeit von ihrer mittleren Verweildauer im Ozean.
5. Erläutern Sie den Zusammenhang zwischen den turbulenten Austauschparametern und den Fluktuationen z.B. der Geschwindigkeiten?
6. Was hat die Gauß-Verteilung mit Diffusion zu tun?
7. Was sind die formalen, was die physikalischen Unterschiede zwischen molekularer Diffusion und Wirbeldiffusion (eddy diffusion).
8. Beschreiben Sie die charakteristischen Merkmale des sich bei Diffusion ergebenden Profils für eine δ -Injektion.
9. Welche Größen werden zwischen Atmosphäre und Ozean ausgetauscht?

Kapitel 7

Die Rolle der Ozeane bei Klimaveränderungen

Auch wenn Klima und Wetter als eine Eigenschaft der Atmosphäre betrachtet werden, dürfte aus dem bisherigen Skript deutlich geworden sein, dass auch die Ozeane eine Bedeutung für das Klima haben. So tragen die Ozeane ungefähr zu einem Drittel des Wärmetransports zwischen Äquator und Polen bei. Auch die Bedeutung von Golfstrom und Kurioshio als lokalen Wärmespendern für das Klima auf mittleren räumlichen Skalen ist unbestritten.

Ozeane und Klima sind in einem Wechselwirkungsprozess gekoppelt: eine Veränderung der ozeanischen Zirkulation kann das Klima verändern (z.B. ein Abschneiden des Golfstroms würde eine Eiszeit in Mitteleuropa bewirken). Aber auch eine Veränderung der atmosphärischen Zirkulation hat Einflüsse auf den Ozean, dies wird vielleicht am deutlichsten im Beispiel des El Niño.

In der aktuellen Diskussion über die Bedeutung der Ozeane für das Klima werden zwei Effekte besonders diskutiert: die Rolle der Ozeane im Zusammenhang mit dem anthropogenen Treibhauseffekt und die Rolle der Ozeane in schnellen Klimafluktuationen beim Übergang zwischen Eis- und Warmzeiten. Das Skript beschränkt sich ebenfalls auf diese beiden Punkte.

7.1 Anthropogener Treibhauseffekt

Den Treibhauseffekt haben wir in Abschn. 3.2.6 und 3.5 bereits kennen gelernt. Im Prinzip handelt es sich dabei um eine teilweise Rückstrahlung der vom Erdboden emittierten Infrarotstrahlung durch atmosphärische Bestandteile. Dieser Prozess führt zu einer Erhöhung der Bodentemperatur. Der natürliche Treibhauseffekt, im wesentlichen durch den Wasserdampf in der Atmosphäre und CO_2 ungefähr im Umfang des vorindustriellen Niveaus bestimmt, ist unerlässlich, um die Bodentemperaturen der Erde überhaupt in den Bereich zu kriegen, in dem flüssiges Wasser auftritt und sich damit eine Biosphäre entwickeln kann. Die Zunahme der CO_2 -Konzentration seit Beginn der Industrialisierung sowie die Zuführung weiterer treibhauswirksamer Spurengase wird mit einer möglichen Erwärmung der Erdatmosphäre in Verbindung gebracht – ein Effekt der als anthropogener Treibhauseffekt bezeichnet wird.

7.1.1 Was ist das?

Übersicht über treibhauswirksame Spurengase TWS

Als wichtige treibhauswirksame Spurengase in der Atmosphäre hatten wir im Zusammenhang mit der einfachen Energiebilanz der Erde bereits Wasserdampf und Kohlendioxid kennen gelernt. Beide Gase kommen natürlich in der Atmosphäre vor. Ihre Bedeutung für den Treibhauseffekt beruht darauf, daß sie die optische Tiefe der Atmosphäre für die terrestrische Ausstrahlung erhöhen. Zu diesem natürlichen Treibhauseffekt gesellt sich in jüngster Zeit zunehmend ein anthropogener Treibhauseffekt, manchmal

Bestandteil	Konzentration ppm (Vol.)	Tendenz %/Jahr	Anthropogene Quellen	Senken	Verweildauer	Klimaeinfluß		Bemerkungen	
						Treibhaus-effekt/K	Sonstiges		
Kohlendioxid	CO ₂	355	+0,4	Fossile Brennstoffe, Veränderung der Biosphäre, Bodenzerstörung	Ozean und andere Gewässer, Biosphäre	6–10a	7,2		Vorindustrielles Niveau ca. 280 ppm
Kohlenmonoxid	CO	0,12	+10	Unvollständige Verbrennung, Bildung aus Kohlenwasserstoffen, Kraftverkehr, Verbrennung fossiler Stoffe und Biomasse	Oxidation mit OH-Radikalen, Bodenorganismen	2–6 mo		O ₂	Konzentration regional sehr unterschiedlich
Methan	CH ₄	1,7	+1,5	Reisanbau, Viehhaltung, Verbrennung fossiler Stoffe, Erdgasförderung, Verbrennungsmotoren	Oxidation mit OH-Radikalen	4–7a	0,8	O ₂	Vorindustrielles Niveau ca. 0,7 ppm
Schwefeldioxid	SO ₂	2 · 10 ⁻⁴	Global leicht abnehmend	Verbrennung fossiler Stoffe	Ablagerung, Oxidation in der Atmosphäre	Tage	gering	Aerosol	Konzentration regional sehr unterschiedlich
Distickstoffoxid (Lachgas)	N ₂ O	0,3	+0,25	Kunstdünger (N), Verbrennung von Biomasse und fossilen Stoffen	Fotolyse	160–190a	1,4	O ₂	
Stickoxide	NO _x	2 · 10 ⁻³ bis 5 · 10 ⁻⁴	+4–5	Verbrennung fossiler Stoffe, Kraftverkehr, hochfliegende Flugzeuge	Ablagerung	Tage	< 0,5	O ₂	
Ozon Troposphäre	O ₃	0,03	+1,0	Indirekt aus NO _x , CO, CH ₄ ; Folgereaktionen der Verbrennung von Biomasse und fossilen Stoffen u. a.	Katalytische Reaktionen	1–3 mo	2,4		
Stratosphäre	10 (25–30 km Höhe)	Abnahme		Fluorchlorkohlenwasserstoffe	Fotochemische Reaktionen	1–3 mo	Strahlung		Abschirmung der UV-C und Schwächung der UV-B- (Erythem-) Strahlung
Ammoniak	NH ₃	kleiner 1 · 10 ⁻⁴	Zunahme	Verbrennung fossiler Stoffe, Viehhaltung, Kläranlagen	Ablagerung, Auswaschung, Oxidation	7–14 Tage	< 0,5		
Tetrachlorkohlenstoff	CCl ₄	kleiner 1 · 10 ⁻⁴	+1–3	Industrie, Chlorierung	Verschiedene Reaktionen, Auswaschung	50a†	< 0,5		
Fluorchlorkohlenwasserstoffe wie Freon 11 Freon 12 u. a.	CFCl ₃ CF ₂ Cl ₂	1,5 · 10 ⁻⁴ 3,5 · 10 ⁻⁴	+4	Treibgas, Kühlmittel, Kunststoffverschämmung	Fotolyse in Stratosphäre	50a 100a	< 0,5	O ₂	Kann langzeitigen O ₂ -Abbau bewirken
Wasserdampf Troposphäre	H ₂ O	bis 40 · 10 ⁶	kaum	evtl. durch Eingriffe in den Wasserhaushalt		häufiger Umschlag	20,6		erhebliche raum-zeitliche Variabilität
Stratosphäre		3–5	†	Flugverkehr, Raketenstarts					

Tabelle 7.1: Übersicht über die wichtigsten klimarelevanten Spurengase in der Atmosphäre. Angegeben ist die Konzentration der Stoffe, die Tendenz mit der sich ihre Konzentration ändert, die anthropogenen Quellen, die Senken, die Verweildauer sowie ihr Einfluss auf das Klima (Hupfer, 1991, nach verschiedenen Quellen).

auch als zusätzlicher Treibhauseffekt bezeichnet, in der Presse häufig auch einfach auf Treibhauseffekt abgekürzt. Das mengenmäßig am stärksten der Atmosphäre zugeführte Treibhausgas ist Kohlendioxid. Der Themenkomplex um mögliche Änderungen des Klimas aufgrund eines anthropogen verstärkten Treibhauseffektes wurde daher früher auch vielfach als das CO₂-Problem bezeichnet. Es existiert eine Fülle von Literatur zu diesem Thema, einige eher allgemein gehaltene Arbeiten sind z.B. Cubasch (1992), Cubasch et al. (1995), Graßl (1989), Graßl und Klingholz (1990), Graßl und Vieser (1989), Griebhammer et al. (1990), Hennicke und Müller (1989), Houghton und Woodwell (1989), Kerner und Kerner (1990), Kohlmaier (1991), Rabe (1990), Ramanathan et al. (1989), Schönwiese und Diekman (1988), und White (1990). Die moderneren Bücher zur Meteorologie wie Moran und Morgan (1994), Graedel und Crutzen (1994) oder Christopherson (1994) gehen ebenfalls auf diesen Themenkreis ein. Und natürlich die Berichte des Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC (Bruce et al., 1996; Houghton et al., 1992a,b, 1996; Watson et al., 1996) sowie deren Zusammenfassung in Houghton (1997).

Tabelle 7.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten klimarelevanten Spurengase in der Atmosphäre, ihre Konzentration und die Trends in der Änderung dieser Konzentration. Ferner sind angegeben die anthropogenen Quellen dieser Spurengase und die hauptsächlichen Senken sowie ihre Verweildauer in der Atmosphäre und der durch sie bewirkte Treibhauseffekt.

Wie greifen die TWS in die Strahlungsbilanz ein?

Wir haben bisher stets die Behauptung aufgestellt, die treibhauswirksamen Spurengase seien klimarelevant, da sie die terrestrische Infrarotstrahlung absorbieren. Was aber geschieht bei diesem Absorptionsvorgang? Warum erfolgt Absorption in charakteristischen Banden und nicht gleichmäßig über das gesamte Spektrum?

Abbildung (7.1) soll uns helfen, diese Fragen zu beantworten. Dargestellt sind die Molekülstrukturen der

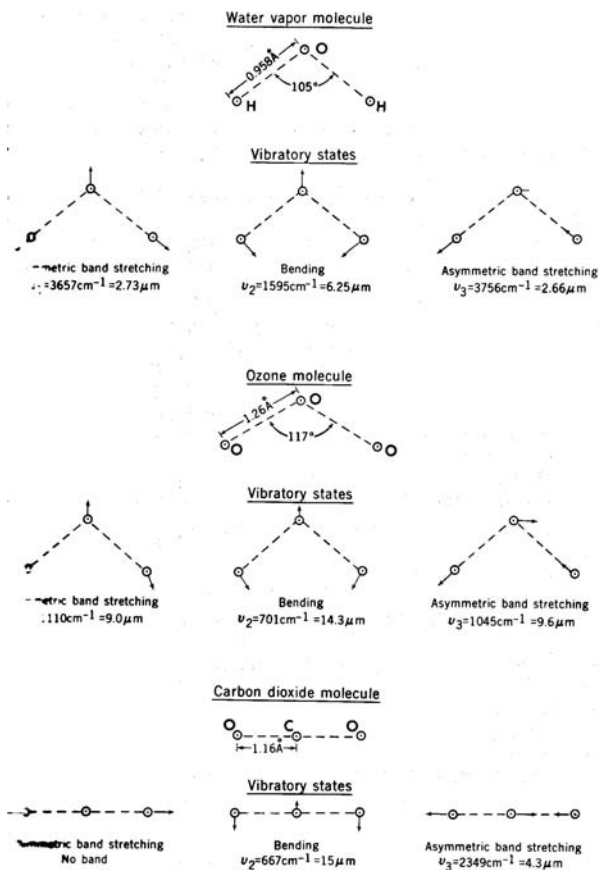


Abbildung 7.1. Physikalische Mechanismen bei der Strahlungsabsorption (Peixoto und Oort, 1992)

drei wichtigsten, auch natürlich vorkommenden treibhauswirksamen Spurengase Wasserdampf, Ozon und Kohlendioxid. Einfache Erfahrungen über Absorption und Emission von Molekülen kann man gewinnen, wenn man sich die Emissionsspektren ansieht: grundsätzlich sind die Emissionsspektren von Molekülen komplizierter als die von Atomen und die von mehratomigen Molekülen wiederum komplexer als die von diatomaren Molekülen (z.B. molekularer Sauerstoff). Die größere Komplexität der Spektren ergibt sich aus der mit der Komplexität der Molekülstruktur zunehmenden Zahl der Freiheitsgrade. Gehen wir von einem Atom zu einem Molekül über, so ergeben sich zusätzlich zum Anheben eines Elektrons in ein anderes Energieniveau (bzw. bei der Emission der umgekehrte Weg; *Elektronenübergang*) noch die Möglichkeiten, dass (a) Energie in *Rotationsenergie* umgewandelt wird (beide Atome eines diatomaren Moleküls rotieren um eine gemeinsame Achse) oder (b) die Atome des Moleküls in Schwingungen versetzt werden (*Vibrationsenergie*).

Diatomare Moleküle können nur dann zusätzliche Spektrallinien durch Rotation und Vibration erzeugen, wenn sich bei diesen Prozessen das elektrische Dipolmoment verändert. Die häufigsten Moleküle der Atmosphäre, O_2 und N_2 , haben jedoch eine symmetrische Ladungsverteilung und bilden daher keinen Dipol. Hier können die Absorptions- und Emissionsspektren nur durch elektronische Übergänge erzeugt werden, nicht aber durch Vibration oder Rotation. Die Spektrallinien finden sich daher bevorzugt im ultravioletten und sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums.

Die wichtigsten im langwelligen Bereich aktiven Gase sind Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon. Alle diese Moleküle haben, wie in Abbildung 5.12 dargestellt, eine triatomare Struktur. Wasserdampf hat eine triatomare Struktur mit einem Sauerstoffatom im Scheitelpunkt. Durch den Massenmittelpunkt des Moleküls lassen sich drei aufeinander senkrecht stehende Rotationsachsen mit jeweils unterschiedlichem Drehmoment legen. Zusätzlich kann das Wassermolekül mit unterschiedlichen Frequenzen vibrieren. Diese Kombination aus Rotation und Vibration führt auf ein sehr komplexes und irreguläres Absorptionsspektrum für den Wasserdampf. Im Bereich von 1 - 8 μm ergeben sich verschiedene Vibrations-Rotations-Banden im Absorptionsspektrum, ein reines Rotationsband ergibt sich oberhalb von 14 μm mit einem

Schwerpunkt bei $65 \mu\text{m}$.

Kohlendioxid ist linear-symmetrisch aufgebaut, so dass die Rotation des Moleküls kein oszillierendes Dipolmoment erzeugt, es ergeben sich also keine Rotationsbanden. Die Absorption erfolgt daher ausschließlich in Vibrationsbanden. Deren Maxima liegen bei 2, 3 und $4 \mu\text{m}$ und im Bereich von 13 - $17 \mu\text{m}$.

Ozon trägt zur Absorption der terrestrischen Ausstrahlung im wesentlichen in einer Vibrations-Rotationsbande bei, die um $9.6 \mu\text{m}$ zentriert ist. Die Absorption der terrestrischen Ausstrahlung durch Ozon ist in der Troposphäre noch zu vernachlässigen und erfolgt im wesentlichen in der Stratosphäre. Kohlendioxid und Wasserdampf dagegen tragen sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre zur Absorption bei.

7.1.2 Wie bestimmt man den Treibhauseffekt?

Die Abschätzung der Folgen einer Zunahme der treibhauswirksamen Spurengase erfolgt durch die Veränderung der entsprechenden Parameter in einem Atmosphärenmodell. Auf die Grundlagen von Modellen werden wir hier nicht eingehen, an dieser Stelle sollen aber zum Verständnis der Modelle einige wichtige Bezeichnungen erläutert werden.

Veränderungen in den atmosphärischen Parametern können auf zwei verschiedene Weisen untersucht werden. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, eine bestimmte Veränderung in der Konzentration der TWS anzunehmen und den *Gleichgewichtszustand* des Systems Erde-Atmosphäre zu betrachten, der sich nach dieser Veränderung einstellt. Dieses Verfahren wird z.B. beim Vergleich verschiedener Modelle verwendet, meistens wird eine Verdoppelung der CO_2 -Konzentration (bzw. ein Äquivalent durch Erhöhung der anderen TWS) angenommen. Das Verfahren hat den Vorteil, dass sich ein annähernder Gleichgewichtszustand meist bereits recht früh einstellt, so dass die Rechenzeiten relativ kurz bleiben. Alternativ dazu kann man die zeitabhängige Emission von TWS und die sich dabei ergebenden Änderungen in Klimaparametern betrachten (*transientes Klimamodell*). Das Verfahren ist sicherlich eine angemessenere Beschreibung der Realität, insbesondere da es außer den Quellen der TWS auch deren Senken berücksichtigen kann. Dem stehen aber die langen Rechenzeiten gegenüber und die durch die Annahmen über die zeitliche Entwicklung des Eintrages und Entfernens der TWS zusätzlich eingeführten Parameter: jeder der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Stoffkreisläufe bildet dann ein Untersystem im Klimamodell. Daher wird sich diese Form der Klimasimulation erst langsam zum neuen Standard entwickeln.

Im Zusammenhang mit Modellen wird meistens eine *Dimension* angegeben, z.B. ein eindimensionales (1D-)Modell. Diese Dimension bezieht sich darauf, welche Koordinaten bei der Bestimmung der Bilanzen berücksichtigt werden. Die Zeit als eine zusätzliche Dimension wird nicht explizit mit angegeben, d.h. ein 2D-Modell berücksichtigt zwei räumliche und die zeitliche Koordinate.

Ein nulldimensionales (0D)-Modell reduziert die Welt auf einen Punkt (bzw. eine Zelle im Simulationsraaster, ein 0D-Modell wird daher auch oft als *Kastenmodell* bezeichnet). Als ein Beispiel für ein 0D-Modell können wir die Strahlungsbilanz in Abschn. 3.2.6, betrachten.

Geht man auf ein eindimensionales (1D-)Modell über, so wird als Dimension eine zusätzliche Koordinate eingeführt, in der Atmosphäre in der Regel die Vertikalkoordinate in der Form Höhe, Druck oder optische Tiefe. Das Resultat eines solchen Modells ist z.B. der Temperaturverlauf in Abhängigkeit von der optischen Tiefe. Für die Gesamtatmosphäre würde dies bedeuten, dass wir bei einer Energiebilanz zwar Strahlungstransport, Konvektion und den Transport latenter Wärme berücksichtigen können, nicht jedoch den Wärmetransport zwischen Pol und Äquator im Rahmen der planetaren Zirkulation.

In einem zweidimensionalen (2D-)Modell wird zusätzlich eine Horizontalkoordinate eingeführt. Im Falle der Atmosphäre haben wir dies beim Meridionalschnitt durch die atmosphärische Zirkulation kennengelernt. In einem solchen Modell könnten dann, im Gegensatz zum 1D-Modell, auch breitenabhängige Effekte berücksichtigt werden. Für die Stratosphäre und die Hochatmosphäre sind 2D-Modelle oft eine hinreichend gute Näherung, da hier die breitenkreisparallele Beschreibung ungefähr zutrifft (keine 'störende' Verteilung von Land- und Seemassen).

Die genaueste Beschreibung liefern dreidimensionale (3D-)Modelle, da diese Modelle eine Berücksichtigung aller atmosphärischen Vorgänge gestatten. Allerdings sind diese Modelle sowohl formal als auch rechentechnisch wesentlich aufwendiger.

Die Physik, die innerhalb eines Modells berücksichtigt werden kann, hängt ebenfalls von den betrachteten

Dimensionen ab. Im 0D-Modell lässt sich nur eine einfache Energiebilanz vornehmen, das 1D-Modell erlaubt bereits eine verbesserte, höhenabhängige Energiebilanz. Als ein klassisches Beispiel eines 1D-Modells sei das *Strahlungs-Konvektions-Modell* genannt. Dieses Modell beschreibt den Energietransport durch Strahlung und Konvektion und erlaubt eine einfache Abschätzung der globalen Auswirkungen des Eintrages von treibhauswirksamen Spurengasen. Modelle dieser Art sind sehr einfach zu handhaben und werden z.B. verwendet, um das Treibhauspotential der einzelnen Spurenstoffe abzuschätzen bzw. ihren Beitrag zur globalen Erwärmung, wie in Tabelle ??? angegeben. 2D-Modelle gestatten es, als zusätzlichen Effekt die planetare Zirkulation zu berücksichtigen und erlauben es daher, mögliche Unterschiede zwischen Äquator und Pol im Bezug auf die Erwärmung durch einen zusätzlichen Eintrag treibhauswirksamer Spurengase abzuschätzen.

3D-Modelle dagegen sind in der Lage, die vollständige Physik der Atmosphäre zu beschreiben. Sie berücksichtigen die globale Zirkulation und die Rückwirkung in Änderungen dieses Zirkulationsmusters auf die klimatischen Änderungen. Die 3D-Modelle werden als *Zirkulationsmodelle* (general circulation model, GCM) bezeichnet. In diese Modelle lassen sich auch die Rückkopplungsmechanismen zwischen verschiedenen Bestandteilen der Atmosphäre einarbeiten, ebenso wie der Wasser(dampf)kreislauf. Letzterer ist wichtig, da der Wasserdampf selbst auch ein treibhauswirksames Spurengas ist und zusätzlich über die Wolken noch Einfluß auf die Strahlungsbilanz nehmen kann. Zusätzlich können diese Modelle den Ozean als ein Medium der CO₂-Aufnahme, des Temperatursausgleichs und als einen Bestandteil der planetaren Zirkulationssysteme, d.h. in seiner Bedeutung für den Energietransport zwischen Äquator und Pol, berücksichtigen.

Eine gute Möglichkeit, die Aussagefähigkeit von Klimamodellen zu testen, ist ihre Anwendung auf historische Klimaänderungen. Aus diesen historischen Klimaänderungen lassen sich auch einige Regeln für Klimaänderungen im allgemeinen ableiten:

- Klimaschwankungen wirken sich hinsichtlich der Temperatur in Bodennähe am stärksten in den höheren Breiten aus, am geringsten in den Tropen.
- Dadurch verringert sich die Temperaturdifferenz zwischen dem Äquator und den Polen, d.h. der Motor der allgemeinen Zirkulation wird verändert, wodurch es regional zu gravierenden Veränderungen des Klimas kommen kann (veränderte Wanderung der Druckgebilde).
- Die Erwärmung ist im Winter stärker als im Sommer, d.h. die Unterschiede zwischen den Jahreszeiten verringern sich.
- Während sich die Troposphäre erwärmt, kühlt sich die darüberliegende Stratosphäre langsam ab (es gelangt weniger terrestrische Ausstrahlung in die darüberliegende Stratosphäre).
- Es ergeben sich Veränderungen im Wasserkreislauf, so wurden z.B. in den vergangenen Jahrzehnten die Gebiete zwischen 5 und 35°N trockener (dieser Teil des Arguments ist relativ wackelig, weil hier auch regionale Veränderungen der Vegetation die Ursachen sein könnten), die zwischen 35 und 70° feuchter.
- Von korrespondierenden Schwankungen sind nahezu alle Klimaelemente betroffen; regional verteilen sich die Anomalien jedoch sehr unterschiedlich.
- In den oberen Schichten der Ozean kommt es zu Schwankungen der ozeanischen Größen (wie Strömungen, Temperatur), die analog zu den Veränderungen der atmosphärischen Größen verlaufen (vergl. z.B. das El Niño Phänomen).

Die gängigen Klimamodelle reproduzieren die meisten bzw. alle diese Muster natürlicher Klimaänderungen recht gut.

Nullte Näherung: Strahlungsbilanz alleine

Die einfachste Abschätzung des Strahlungshaushaltes hat uns mit Glg. (4.10??) ein Maß für die Effektivtemperatur der Erde geliefert. Mit Hilfe von Glg. (4.14??) lässt sich daraus die Temperatur T_g am Boden einer Atmosphäre der optischen Tiefe τ bestimmen, wobei Strahlungstransport der einzige Energietransportmechanismus ist. Zusammengefasst galt dabei

$$\frac{(1 - A)S_{\odot}}{4\sigma} = f(\tau) \cdot T_g^4 \quad (5.1)$$

mit $f(\tau) = 1/(1 + \tau)$. Logarithmiert man diese Gleichung und differenziert, so erhält man eine einfache Abschätzung für die Veränderungen, die sich bei Änderung eines Parameters ergeben:

$$\frac{\delta S_{\odot}}{S_{\odot}} - \frac{\delta A}{1 - A} = \frac{\delta f}{f} + 4\sigma \frac{\delta T_g}{T_g}. \quad (7.1)$$

Bleiben alle anderen Faktoren konstant und gestattet man eine Abnahme von $\delta f/f$ von 0.01 (das entspricht einer leichten Zunahme der optischen Tiefe) aufgrund der Zunahme der treibhauswirksamen Spurengase, so würde sich eine Zunahme der Bodentemperatur um 0.7°C ergeben. Ein Anstieg der Solar-konstante in gleicher Größenordnung würde ebenfalls einen Anstieg der Temperatur um 0.7°C bewirken. Würde sich dagegen die Albedo z.B. aufgrund der Zunahme der Bewölkung um 1% vergrößern, so würde die Bodentemperatur um 1°C abnehmen.

Das wichtigste Resultat aus dieser nullten Näherung besagt also, dass eine Zunahme der optischen Tiefe der Atmosphäre im Infraroten eine Erhöhung der Bodentemperatur zur Folge hätte. Wir können hiermit bereits eine grobe quantitative Angabe zu den zu erwartenden Temperaturänderungen machen, auch wenn natürlich die Absolutwerte der Bodentemperatur viel zu hoch sind, da die Konvektion nicht berücksichtigt wird.

Strahlungs-Konvektions-Modelle

Strahlungs-Konvektions-Modelle, ebenso wie einfachere 1D-Modelle, die nur Strahlungstransport berücksichtigen, haben einen wichtigen Faktor zum Verständnis der Prozesse gebracht, die mit einer Änderung der optischen Tiefe in der Atmosphäre aufgrund eines Eintrages von treibhauswirksamen Spurengasen verbunden sind: während sich die Temperatur in der Troposphäre erhöht, kühlt sich die darüber liegende Stratosphäre ab.

Ein sehr einfaches 1D-Modell, in dem Strahlungstransport und Konvektion berücksichtigt sind, ist in Bolle (1987) diskutiert. Als typisches Referenzmaß für den Vergleich verschiedener Modelle zum anthropogenen Treibhauseffekt verwendet man die Ergebnisse, die sich bei einer Verdopplung des Kohlendioxidgehaltes (bzw. einer Zufuhr verschiedener treibhauswirksamer Spurengase, deren summierter Strahlungsantrieb dem einer Verdopplung des CO_2 -Gehaltes) entspricht. Abbildung 5.22 zeigt ein Beispiel für den vertikalen Temperaturverlauf bei Verdopplung bzw. Halbierung des CO_2 -Gehaltes in einem Strahlungs-Konvektions-Modell. Der Referenzwert von 300 ppm ist als ein Maß für die CO_2 -Konzentration in vorindustrieller Zeit gewählt. In der Troposphäre ist eine deutliche Erhöhung der Temperatur mit zunehmender CO_2 -Konzentration zu erkennen, da aufgrund der erhöhten CO_2 -Konzentration ein größerer Teil der langwelligen terrestrischen Ausstrahlung bereits in der troposphäre absorbiert wird. In der Stratosphäre dagegen ergibt sich eine Abkühlung, da bereits ein großer Teil der terrestrischen Ausstrahlung in der darunter liegenden Troposphäre absorbiert wurde. Erwähnenswert ist ferner, dass das Originalzitat bereits aus dem Jahre 1967 stammt - die Beschäftigung mit dem Treibhauseffekt, damals noch zu Recht als ein Kohlendioxidproblem bezeichnet, ist also schon recht alt. Oder positiver formuliert: das Potential anthropogener Klimaänderungen ist bereits früh erkannt worden.

Die unterschiedlichen Reaktionen von Stratosphäre und Troposphäre können zu weiteren Wechselwirkungen und Rückkopplungen führen. So verschiebt sich dadurch die Lage der Tropopause und damit auch der Austausch zwischen Stratosphäre und Troposphäre. Dadurch kann das Zirkulationsmuster in der Troposphäre verändert werden, der Wasserdampf- und Fremdstofftransport zwischen Troposphäre und Stratosphäre verändert sich und damit u.U. die Ozonchemie, und die globale Erwärmung bewirkt eine allgemeine Erhöhung des Wasserdampfgehaltes in der Atmosphäre. Die Abkühlung der Stratosphäre kann ferner zu einer verstärkten Wolkenbildung während der Polarnacht führen. Diese Wolken spielen eine wichtige Rolle im Ozonabbau im Frühling und können darüber eine positive Rückkopplung auf den Treibhauseffekt erzeugen. Alle diese Effekte können im Rahmen eines 1D-Modells nicht oder nur global berücksichtigt werden. Für eine korrektere Beschreibung müssen wir also außer Strahlung und Konvektion noch weitere physikalische und chemische Prozesse sowie die Wechselwirkung der Atmosphäre mit den anderen Bestandteilen der Umwelt berücksichtigen.

Globale Zirkulationsmodelle

Zirkulation ist eines der wesentlichen Probleme der Klimasimulation. Es ist relativ einfach, die Änderung der globalen Mitteltemperatur abzuschätzen (0-dimensionales Modell), eventuell auch noch den Höhenverlauf dieser Mitteltemperatur (1-dimensionales Modell). Für ein detaillierteres Verständnis ist es wichtig, breitenabhängige Effekte (das sind im wesentlichen die Breitenverteilung der solaren Einstrahlung und eine breitenabhängige Änderung der optischen Tiefe, da die Haupteinträger klimawirksamer Spurengase auf der Nordhalbkugel sitzen und der Transport über den Äquator nur langsam erfolgt) sowie die Land-Meerverteilungen zu berücksichtigen. Um Aussagen über die möglichen Änderungen in einer bestimmten Region machen zu können, ist ein sehr feines räumliches Netz für die Klimasimulation erforderlich sowie eine genaue Kenntnis der Zirkulations- und Austauschvorgänge in der Atmosphäre und den Ozeanen. Diese Modelle müssten im Grunde genommen eine Verbesserung der bisherigen Modelle zur Wettervorhersage mit beinhalten (zusätzlich zu den Langzeitvariationen wie CO₂, dem Wachsen und Verschwinden von Wäldern und Gletschern usw., die in der Wettervorhersage wiederum nicht berücksichtigt werden). Der Hinweis auf die Wettervorhersage zeigt bereits, wie leicht derartige Modelle ungenau werden können, wenn man von Zeitskalen von wenigen Tagen auf Skalen von Jahren oder Jahrzehnten übergehen will. White (1990) zeigt durch den Vergleich der Voraussagen von drei verschiedenen Klimamodellen für verschiedene Bereiche der USA, dass die vorausgesagten Effekte (hier Temperatur- und Niederschlagsveränderungen) teilweise zu entgegengesetzter Aussage (d.h. auch das Vorzeichen und nicht nur der Betrag differieren) kommen können. In diesem Zusammenhang sind vor einiger Zeit Modellrechnungen aufgetaucht, die z.B. für Europa eine neue Eiszeit infolge des Treibhauseffektes prophezeien, da die anfangs geringe Erhöhung der Temperatur die Zirkulation derart verändern würde, daß der Golfstrom nach Süden abgelenkt wird. Damit wird Europa aber eine entscheidende Wärmequelle entzogen, der Schnee der kälteren Winter würde liegen bleiben, damit aber auch die Albedo erhöhen und somit die Abkühlung verstärken. Der Effekt wäre, dass Europa innerhalb größenordnungsmäßig eines Jahrhunderts vergletschern könnte (z.B. Kerner und Kerner, 1990; Hupfer, 1991 und Zitate darin). Eine derartige Kältequelle könnte sogar global auf einen Abkühlungstrend führen.

Abgesehen von diesem lokal, möglicherweise sogar global in die entgegengesetzte Richtung weglaufernden Treibhauseffekt sind die Aussagen der meisten Modelle zumindest im Bezug auf die globale Mitteltemperatur relativ ähnlich: Bei einer Verdopplung des Kohlendioxids in der Atmosphäre steigen die Temperaturen um 1 K bis 7 K mit einem wahrscheinlichsten Wert von 1.5 K bis 4.5 K (z.B. Bolle, 1987). Neuere Berechnungen unter Berücksichtigung einer dickeren Schicht der Ozeane führen gegenüber früheren Modellen zu einem langsameren Temperaturanstieg (z.B. Cubasch, 1992).

Zur Zeit gibt es gut fünfzehn Modelle, die unter der Rubrik Zirkulationsmodelle aufgeführt werden und in der Abschätzung der Folgen eines anthropogen verstärkten Treibhauseffektes Verwendung finden. Diese Modelle unterscheiden sich in den berücksichtigten Effekten, insbesondere in der Behandlung der Wolken und der Kopplung Atmosphäre-Ozean, und dementsprechend auch in ihren Resultaten. Eine Übersicht über die Resultate und eine grobe Angabe der Eigenschaften einiger dieser Modelle (von einigen Modellen sind unterschiedliche Versionen angegeben) ist in Houghton et al. (1992a,b) gegeben.

Wie bereits im Zusammenhang mit den 1D-Modellen erwähnt, werden Modelle so verglichen, dass man die Ergebnisse für den neuen Gleichgewichtszustand der Atmosphäre bei einer Verdopplung der CO₂-Konzentration vergleicht. Alle Modellen haben gemeinsame Merkmale:

- sie sind global,
- sie berücksichtigen eine realistische Geographie (im wesentlichen die Land-Meer-Verteilung, allerdings sind diese Gitter wesentlich gröber als man es z.B. für die Wettervorhersage verwendet, vgl. Abb. 7.2),
- sie berücksichtigen die ozeanische Mischungsschicht, um einen Austausch von Kohlendioxid (und in einigen der Modelle auch Wärme) zwischen Atmosphäre und Ozean zu beschreiben,
- die jahreszeitliche Variation der solaren Einstrahlung wird berücksichtigt.

Im Bezug auf die Behandlung von Einzelheiten unterscheiden sich die Modelle dagegen teilweise beträchtlich. In den älteren Modelle wird kein Wärmesautausch zwischen Ozean und Atmosphäre berücksichtigt und es werden Wolken fest in einem zonalen (d.h. breitenkreisparallelen) Mittel vorgegeben. Letzteres ist sicherlich eine starke Einschränkung, da man ja bei einer Erhöhung der Temperatur mit erhöhter

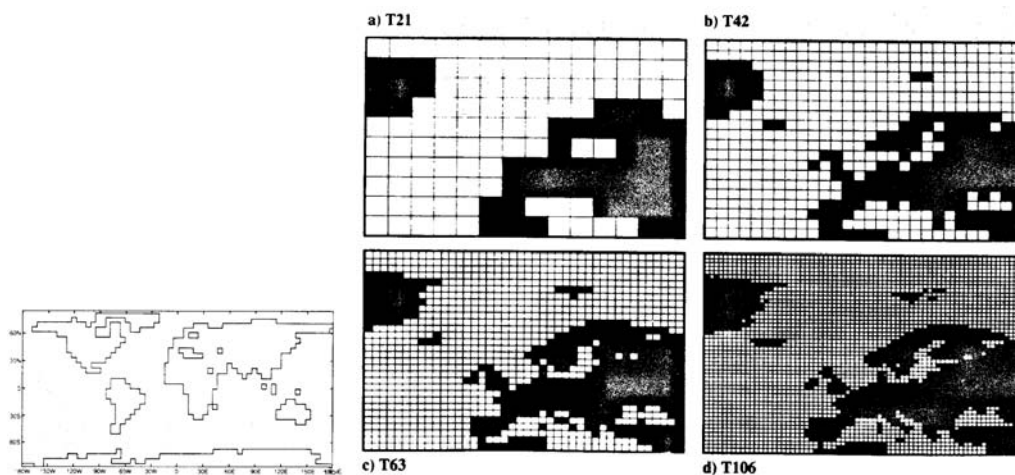


Abbildung 7.2: Typische Land-See-Verteilung in einem Klimamodell. Im oberen Bild die globale Verteilung am Beispiel des T21-Gitters (entsprechend einem Gaußschen Gitter von 5.6°) wie in den Hamburger Modellen verwendet (Cubasch et al., 1989, in Houghton, 1992a). Im unteren Bild die Beschränkung auf Europa und den Nordatlantik (Cubasch, 1995). Teilabbildung (a) zeigt wieder das auch im oberen Teil verwendete T21-Gitter, (b) gibt ein T42 Gitter mit halber Rastergröße. Diese Auflösung wird für die Klimamodelle der nächsten Generation angestrebt. T63 und T106 (entsprechend einem Gaußschen Gitter von 1.9° bzw. 1.1°) werden in der Wettervorhersage verwendet. T106 ist bisher nur für sehr kurze Klimasimulationen verwendet worden.

Verdunstung und damit auch Veränderung in der Wolken- und Niederschlagsbildung rechnen muss. Die neuen Modelle berücksichtigen daher auch die Wolken als variabel. Der wesentliche Unterschied zwischen verschiedenen Modellen besteht darin, dass in einigen kein Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre berücksichtigt wird, in anderen aber ein fest vorgegebener Transport gestattet ist.

Die zweite Klasse von Modellen betrachtet eine vollständige Kopplung zwischen Ozean und Atmosphäre, d.h. im Gegensatz zu den vorangegangenen Modellen ist nicht nur die Mischungsschicht als die direkte Begrenzung der Atmosphäre realisiert, sondern es wird der Ozean gleichsam mitsimuliert. Diese letzte Klasse von Modellen wird in der Regel auch eher zeitabhängig gerechnet, d.h. es werden Szenarien für den Eintrag der TWS benötigt.

Die entscheidenden Resultate der Modelle sind: eine Verdopplung des CO_2 -Gehaltes bewirkt global eine Temperaturerhöhung zwischen 1.9 und 5.2°C , d.h. es ergeben sich Werte, die mit den Ergebnissen eines relativ einfachen Strahlungs-Konvektions-Modells vergleichbar sind. Interessant ist dabei, dass diese volle Bandbreite der Temperaturänderung nicht nur beim Vergleich aller Modelle untereinander auftritt, sondern bereits innerhalb eines Modells mit verschiedenen Annahmen über die Wolken und deren Verhalten im Strahlungstransport. Dies wird deutlich bei einem Vergleich der verschiedenen Läufe des UKMO-Modells.

Die Modelle werden getestet, in dem man sie auf eine frühere Zeitperiode anwendet und die 'Vorhersagen' der Modelle mit den Beobachtungen vergleicht. Die Verfahren und Beispiele für verschiedenen Parameter werden in dem Beitrag von Gates et al. (in Houghton et al., 1992a) diskutiert.

7.1.3 Einfache Ergebnisse: CO_2 -Verdopplung

Klimamodelle sind auch heute noch nicht vollständig. Dennoch liefern sie wertvolle Prognosen bezüglich der Folgen eines anthropogenen Treibhauseffekts – insbesondere, wenn man verschiedene Klimamodelle mit einander vergleicht. Zur Abschätzung des anthropogenen Treibhauseffekts sind zwei Modelle notwendig: (a) ein Emissionsszenario, das die Entwicklung der TWS in der Atmosphäre beschreibt, und (b) das gekoppelte Klimamodell. Um die Abschätzungen unabhängig von der Entwicklung von Emissionsszenarien der TWS vornehmen zu können, werden Klimamodelle häufig verwendet, um die klimatischen

Veränderungen bei einer Verdopplung der CO₂-Konzentration abzuschätzen.

Aber trotz all dieser Kritik an der Unvollständigkeit der bisher existierenden Klimamodelle lässt sich ihr Wert für die Abschätzung von Klimaveränderungen nicht bestreiten. Cubasch et al. (1995) merken dazu gleichsam als 'Benutzungsanleitung' an: *Im Hinblick auf den Aufwand und die Komplexität der Modelle ist man leicht versucht, die Ergebnisse der Treibhaus-Erwärmungsrechnungen mit diesen Modellen als 'die Wahrheit' anzusehen. ... sollte man die Simulationen aber 'cum grano salis' interpretieren. Die modernsten Klimasimulationen geben uns intern konsistente Bilder eines möglichen zukünftigen Klimas und können uns die physikalischen Mechanismen erläutern, die bei einer Klimaänderung wichtig werden. Man sollte Simulationen der Klimaänderungen als eine intelligente Abschätzung des zukünftigen Klimas, nicht jedoch als deterministische Vorhersagen ansehen.*

Mit dieser Vorbemerkung als Warnung wollen wir uns jetzt einen kurzen Einblick in einige der Resultate von Klimamodellen verschaffen. Weiter oben hatten wir ja bereits mehrfach angemerkt, dass man den Gleichgewichtszustand, der sich nach einer Verdopplung des Kohlendioxid-Gehaltes einstellt, als einen Vergleichsmaßstab für die Ergebnisse der verschiedenen Modelle verwendet. Korrekter müssten die Modelle allerdings in der Form von Szenarien durchgerechnet werden, bei denen Annahmen über den zukünftigen Eintrag an treibhauswirksamen Spurengasen gemacht werden. Diese Szenarien beinhalten dann nicht nur Annahme, wie sich die Weltbevölkerung und deren Energieverbrauch und Lebensgewohnheiten entwickeln würden, sondern ebenso wie sich die Senken der betreffenden TWS verändern und anpassen könnten (vergl. z.B. die Diskussion um die 'airborn fraction' beim CO₂). Mit dieser Vereinfachung auf den Gleichgewichtszustand werde ich zwar den Möglichkeiten vieler der Klimamodelle nicht gerecht, allerdings hat die Beschränkung auf die CO₂-Verdopplung den Vorteil, dass wir nicht noch den zusätzlichen zeitlichen Parameter (inkl. der Szenarien zum Eintrag der TWS) zu berücksichtigen haben und damit überhaupt in die Lage versetzt werden, Modelle vergleichen zu können. Im Sinne der Beschreibung eines möglichen zukünftigen Klimas und der Muster von Klimaänderungen ist es vielleicht auch garnicht so wichtig, ein sehr durchgestyltes Szenario zu verwenden.

Der am direktesten der Erfahrung zugängliche Parameter ist die Lufttemperatur an der Erdoberfläche. Ihre Veränderung wird als ein Maß für die Folgen eines anthropogen erhöhten Treibhauseffektes verwendet. Dies gilt sowohl im Rahmen der einfachsten 1D-Modelle als auch für die wesentlich komplizierteren und weiter fortgeschrittenen allgemeinen Zirkulationsmodelle.

Abbildung 7.3 und 7.4 geben die Änderungen der Lufttemperatur in Bodennähe, wie sie mit drei verschiedenen Modellen bestimmt wurde. Alle Modelle berechnen die Veränderungen, die sich im Gleichgewichtszustand nach einer Verdopplung des Kohlendioxid-Gehaltes der Atmosphäre ergeben (diese Verdopplung wäre ungefähr im Jahre 2030 zu erwarten, der Wert hängt allerdings stark von den verwendeten Szenarien zum Weltenergieverbrauch ab, vergl. Diskussion in den betreffenden Kapiteln in Houghton et al., 1992a). Die Änderungen sind in Abhängigkeit von der Jahreszeit angegeben. In Abbildung 5.29a wird der Zeitraum von Dezember bis Februar betrachtet, d.h. der Winter der Nordhalbkugel bzw. der Sommer auf der Südhalbkugel. Die Linien sind Linien gleicher Temperaturänderung. Fein gepunktete Flächen markieren Änderungen zwischen 4 und 10°C, bei geringerer Punktdichte betragen die Änderungen mehr als 10°. Die nicht-unterlegten Flächen markieren Änderungen um weniger als 4°.

Die verwendeten Modelle sind die Modelle mit hoher Auflösung, in denen die Modellierung des Ozeans nur durch die Mischungsschicht erfolgt. Wolken sind außer im oberen Modell, mit festen Strahlungseigenschaften angenommen, im mittleren Modell ist auch die Behandlung der SST (Meeresoberflächentemperaturen) eingeschränkt. Die Modelle unterscheiden sich etwas im Absolutwert der Temperaturänderung: im globalen Mittel ergibt sich eine Erhöhung der Temperatur an der Erdoberfläche um 3.5 bis 4°. Die größten lokalen Änderungen der Temperatur ergeben sich im obersten Modell, die geringsten im untersten. In allen drei Modellen zeigt sich eine vergleichbare geographische Verteilung der Temperaturerhöhung: in niedrigen Breiten fällt die Temperaturerhöhung vergleichsweise moderat aus während in höheren Breiten starke Temperaturerhöhungen zu verzeichnen sind. Dabei sind die Temperaturerhöhungen im arktischen Winter deutlich größer (in allen drei Modellen ungefähr um einen Faktor 2) als im antarktischen Sommer. Der entgegengesetzte Trend zeigt sich in Abb. 7.4: im antarktischen Winter ist die Temperaturerhöhung ebenfalls deutlich größer als im arktischen Sommer. Insgesamt führt der Treibhauseffekt also zu einer stärkeren Erhöhung der Temperaturen im Winter als im Sommer, so dass die Temperaturdifferenz zwischen Sommer und Winter in hohen Breiten insgesamt deutlich geringer wird.

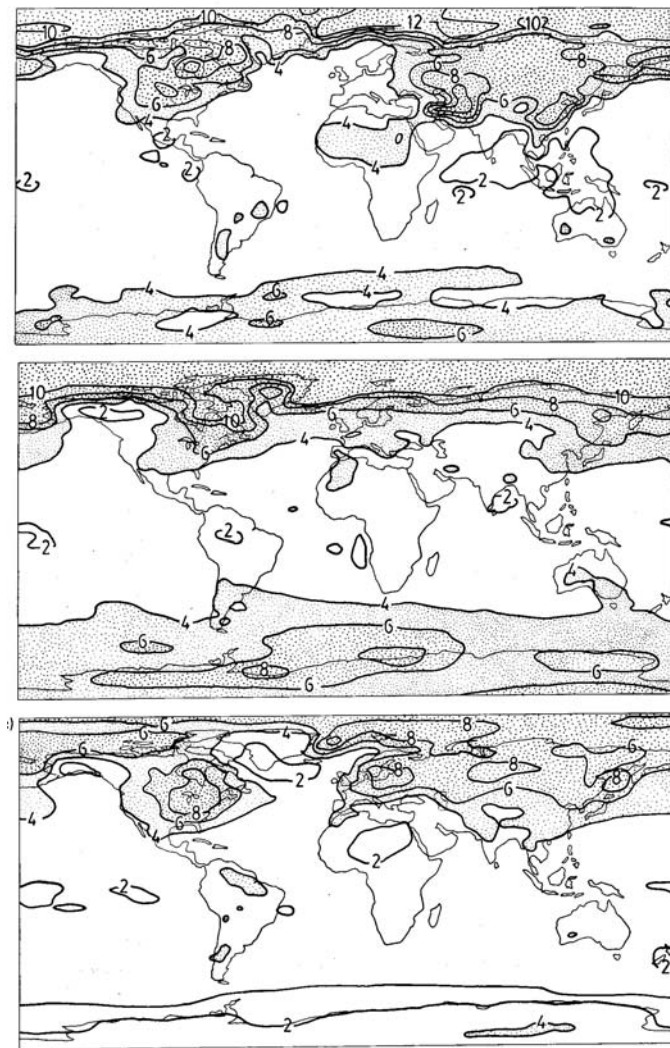


Abbildung 7.3. Veränderung der Lufttemperatur an der Erdoberfläche bei Verdopplung der atmosphärischen Kohlendioxid-Konzentration. Nach heutigen Szenarien dürfte dieser Wert ungefähr im Jahre 2030 erreicht sein. Gezeigt ist die Veränderung des sich in der Simulation gegenüber dem Ist-Zustand einstellenden Gleichgewichtszustandes für die Monate Dezember bis Februar für drei verschiedene Modelle: (a) kanadisches Klimamodell CCC, (b) Modell des Geophysical Fluid Dynamics Laboratory GFDL, und (c) UKMO. Houghton et al., 1992a, in Nisbet, 1994.

Diese Verringerung der Differenz zwischen Sommer und Winter zeigt sich ebenfalls über den ausgedehnten Landmassen der nördlichen Halbkugel (Nordamerika, Eurasien). Hier ist allerdings ganzjährig eine deutliche Temperaturerhöhung zu beobachten, insbesondere in Bereichen, die sich eher durch kontinentales Klima auszeichnen. In den mittleren Breiten wird die jahreszeitliche Temperaturdifferenz also nur etwas verringert, es entsteht aber zusätzlich ein größerer Temperaturgradient zwischen Gebieten mit maritimem und kontinentalen Klima, auch verschiebt sich die Grenze zwischen diesen beiden Einflußbereichen.

Am Beispiel der Verringerung der Temperaturdifferenz zwischen Äquator und Pol zeigt sich unmittelbar, warum ein einfaches 1D-Modell zwar eine grundsätzliche Abschätzung der Folgen eines erhöhten Treibhauseffektes gestattet, es aber andererseits die Realität nicht ausreichend beschreiben kann. Das Temperaturgefälle zwischen Äquator und Pol ist ja der Motor der planetaren Zirkulation, eine Veränderung dieses Temperaturgefälles, wie von den Klimamodellen vorausgesagt, verändert damit aber auch das Zirkulationsmuster oder zumindest die Lage der quasi-stationären Druckgebilde. Dadurch können sich lokal starke Variationen ergeben, im Extremfall kann eine Region aus dem Einfluss eines maritimen Klimas in ein kontinentales gedrängt werden oder umgekehrt.

Die Änderungen auf der Südhalbkugel der Erde sind generell geringer als auf der Nordhalbkugel, da abgesehen von den Polregionen die nördliche Halbkugel stark durch die Landmassen, die südliche dagegen durch die Ozeane bestimmt ist. Letztere wirken aufgrund ihrer hohen Wärmekapazität moderierend auf das Klima.

Während die Modelle für die Troposphäre eine allgemeine Erwärmung voraussagen, erfolgt in der Stra-

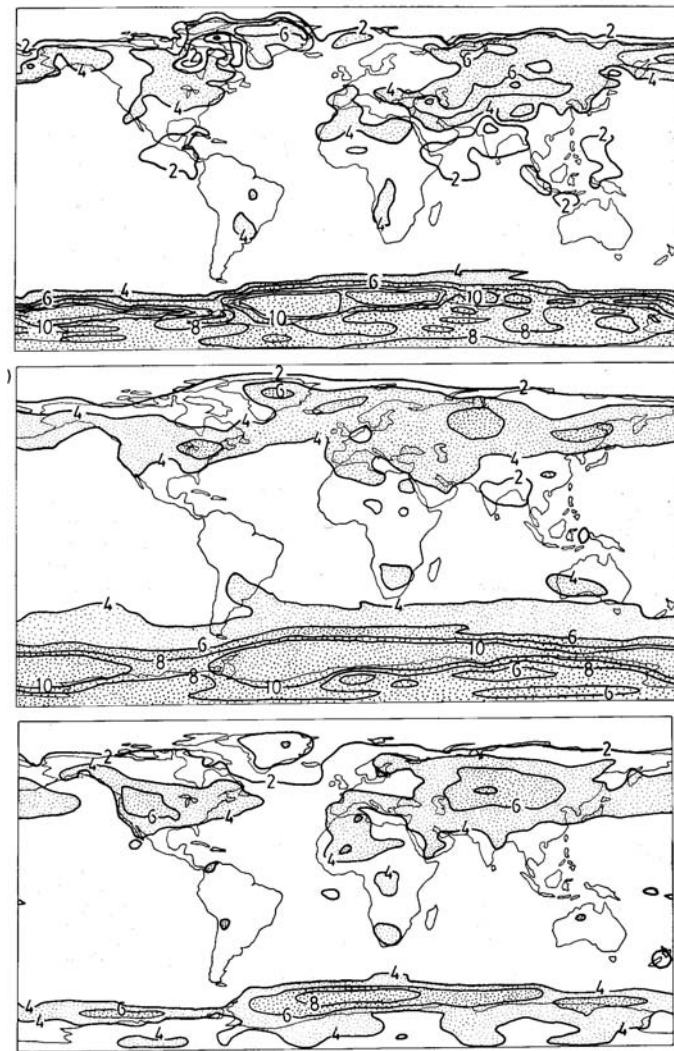


Abbildung 7.4. Wie Abb. 7.3, jedoch für die Monate Juni bis August (Houghton et al., 1992a, in Nisbet, 1994)

tosphäre, wie auch von den einfachen 1D-Klimamodellen vorhergesagt, eine Abkühlung. Die Details der Temperaturschichtung allerdings hängen stark von den Eigenschaften des verwendeten Modells ab, insbesondere von den Annahmen über die Details der Wolken wie Bildung, Ausregnen und Strahlungseigenschaften.

Eine Veränderung der Bodentemperatur bzw. der Temperatur in den bodennahen Luftschichten hat natürlich auch Folgen für den Wasserhaushalt des Systems Atmosphäre - Boden/Ozean. Vorausgesetzt dass ein ausreichender Wasservorrat vorhanden ist, bewirkt die Erhöhung der Bodentemperatur eine erhöhte Verdunstung, wie wir es ja bereits im Zusammenhang mit der Wolkenbildung diskutiert haben, da die warme Luft eine größere Wassermenge aufnehmen kann als kalte Luft. Insgesamt würde man daher dazu tendieren, eine Zunahme der Niederschläge zu erwarten.

Andererseits ist jedoch die Wolkenbildung auch davon abhängig, wann das Kondensationsniveau erreicht wird. Hier ist es bereits wesentlich schwieriger, eine einfache Abschätzung zu treffen. Sicher ist, dass die erhöhte Lufttemperatur zu einer Erhöhung der Verdunstung führt und damit zu einem erhöhten Wasserdampfgehalt in der Luft. Ob dieser Wasserdampf aber kondensiert (d.h. sich eine Wolke bildet) und diese Wolke dann ausregnet, ist nicht mehr einfach abzuschätzen.

Die Klimamodelle erlauben es, eine ungefähre Abschätzung der Veränderung des Niederschlages unter den im Modell gemachten Annahmen über das Verhalten der Wolken zu geben. Abbildungen 7.5 und 7.6 zeigen dazu die Veränderung der Niederschlagsmenge in mm/Tag für die gleichen Modelle, wie sie in Abb. 7.3 verwendet wurden. In Teil (a) der Abbildung ist wieder der Zeitraum von Dezember bis Februar

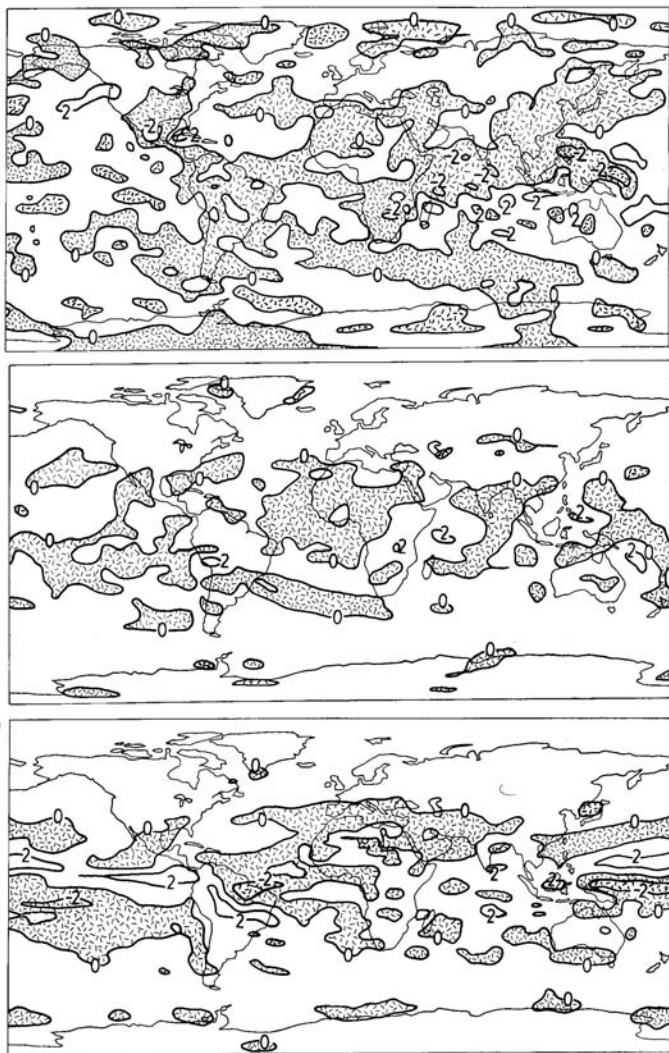


Abbildung 7.5. Veränderung der mittleren Niederschläge in mm/Tag im Gleichgewicht nach Verdopplung der Kohlendioxidkonzentration. Es wurden die gleichen Modelle wie in Abb. 7.3 verwendet. Die Abbildungen beziehen sich auf den Zeitraum Dezember bis Februar (Houghton et al., 1992a, in Nisbet, 1994). Regionen, in denen die Niederschlagsmenge abnimmt, sind durch Musterung gekennzeichnet.

gezeigt, in Teil (b) der von Juni bis August.

Die Tendenzen im Niederschlag ergeben ein auf den ersten Blick verwirrendes Muster. Allerdings lassen sich einige allgemeine Trends identifizieren. In hohen Breiten nimmt der Niederschlag eher zu als ab. Hier zeigt sich keine deutliche jahreszeitliche Tendenz, so dass man als Mittel angeben kann, dass die Niederschlagsmenge in den hohen Breiten ganzjährig zunimmt. In den mittleren Breiten der Nordhalbkugel dagegen ergeben sich deutliche jahreszeitliche Unterschiede: hier wird für die Winter eine größere Niederschlagsmenge vorhergesagt, für die Sommer dagegen eine geringere. Für den Subtropengürtel ergibt sich kein einheitliches Bild: in diesem ohnehin schon sehr trockene Bereich kann es zu lokal zu Erhöhungen wie auch Verringerungen der Niederschlagsmenge kommen. Für die Tropen liefern die unterschiedlichen Modelle recht unterschiedliche Vorhersagen, die im Mittel aber vielleicht eher eine geringfügige Abnahme der Niederschlagsmenge andeuten als eine Zunahme.

Eine Zunahme der Niederschläge alleine sagt jedoch noch nichts über das Klima bzw. die Möglichkeiten der Landwirtschaft in einem bestimmten Bereich aus. Hier ist die Wasserbilanz wesentlich wichtiger als die Gesamtniederschlagsmenge. Im englischen Cambridge fällt genauso viel Regen wie am Rand der südafrikanischen Wüste Kalahari. Dennoch ist Cambridge normalerweise keine trockene Halbwüste sondern feucht und grün, da es dort kühler ist und daher die Verdunstung geringer ist. Um die Folgen der in Abb. 7.5 und 7.6 gezeigten Niederschlagsveränderungen beurteilen zu können, muss man diese daher entweder im Zusammenhang mit der Verdunstung und dem Abfluss von Wasser betrachten oder man muss sich den Feuchtigkeitsgehalt des Bodens ansehen.

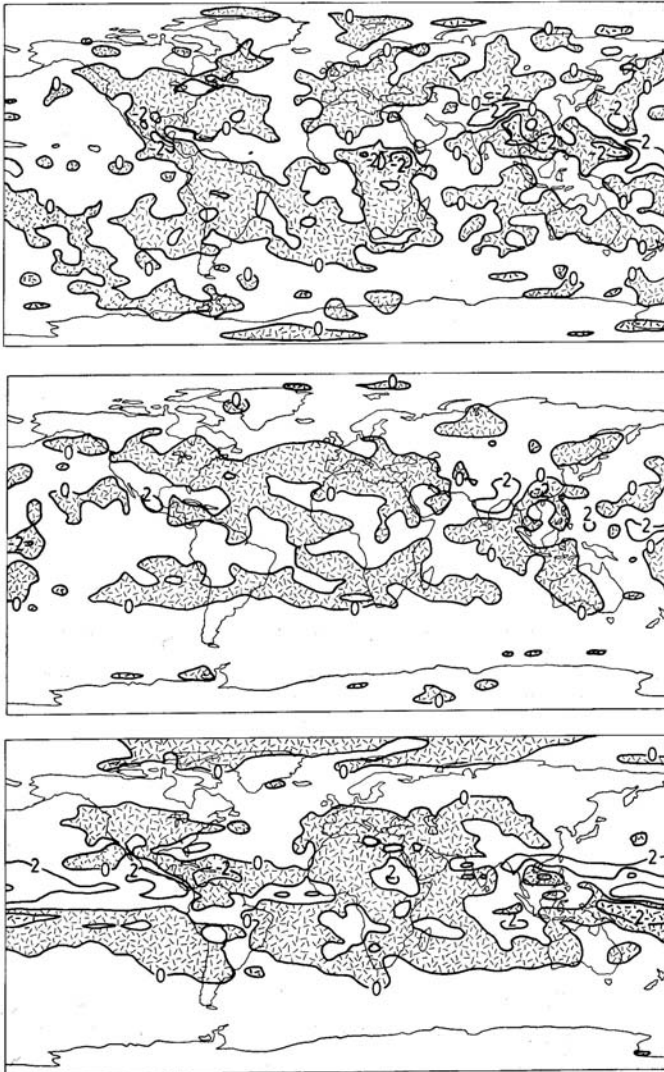


Abbildung 7.6. wie Abb. 7.5, jedoch für den Zeitraum Juni bis August (Houghton et al., 1992a, in Nisbet, 1994)

Abbildung 7.7 und 7.8 geben dazu die Veränderungen der Bodenfeuchte (in cm) an, die sich in den drei bisher betrachteten Modellen im Gleichgewicht nach Verdopplung der CO_2 -Konzentration einstellt. Abbildung 7.7 bezieht sich dabei wieder auf den Zeitraum Dezember bis Februar, Abb. 7.8 auf den Zeitraum Juni bis August. Die punktierten Bereiche sind Regionen, in denen die Bodenfeuchte sinkt. Diese Abbildungen sind in einem gewissen Sinne wichtiger als die vorangegangenen, da eine Erhöhung der Bodentemperatur alleine eigentlich noch keine direkten Folgen nach sich zieht, während die Bodenfeuchte z.B. ein für die Bewirtschaftung entscheidender Faktor ist. Damit geben diese Abbildungen auch an, in welcher Weise wir uns auf eine veränderte Bewirtschaftung dieser Bereiche - und damit auch eine Veränderung in der Art, Menge und Qualität der global zur Verfügung stehenden Nahrungsmittel - einstellen müssen.

Allerdings erkennt man in dieser Abbildung auch besonders gut, dass die Modelle nur mögliche Klimate beschreiben: gerade in diesem Parameter Bodenfeuchte zeigen sich zwischen den einzelnen Modellen deutliche Differenzen. Der gemeinsame Trend in allen Modellen ist eine Abnahme der Bodenfeuchte im Sommer der jeweiligen Halbkugel und eine geringere Abnahme oder teilweise auch Zunahme im Winter. Einige Regionen verdienen hierbei eine gesonderte Betrachtung, weil sie für die Nahrungsversorgung von besonderer Bedeutung sind. Die inneren Bereiche auf den Kontinenten der Nordhalbkugel werden in allen drei Modellen im Sommer wesentlich trockener. Damit werden die für die Nordhalbkugel klassischen großflächigen Anbaugelände trockener (nordamerikanische Prärie, Eurasien), so dass trotz höheren tech-

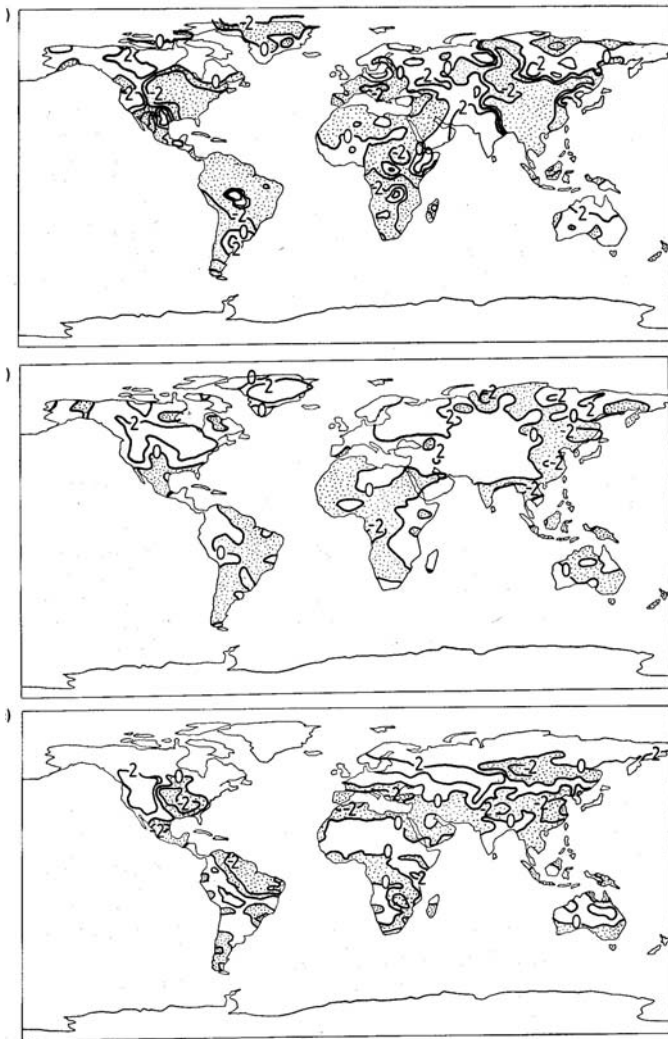


Abbildung 7.7. Veränderung der Bodenfeuchte im Gleichgewichtszustand bei einer Verdoppelung der Kohlendioxidkonzentration. Eingezeichnet sind Linien gleicher Feuchtigkeitsveränderung im Boden in cm. Regionen, in denen die Bodenfeuchtigkeit sinkt, sind punktiert markiert. Es wurden die gleichen Modelle verwendet wie in Abb. 7.3 (Houghton et al., 1992a, in Nisbet, 1994). Betrachtet sind die Monate Dezember bis Februar

nischen Einsatzes (Bewässerung, Düngung) als Nettoeffekt geringere Getreideerträge zu erwarten sind. Oder alternativ müsste auf den Anbau von Feldfrüchten umgestellt werden, die auch mit geringerer Bodenfeuchte gedeihen könnten. Als besonders unglücklich ist in diesem Zusammenhang anzusehen, dass die geringere Bodenfeuchte im Sommer, d.h. in der Hauptwachstumsphase der Pflanzen, stärker ausgeprägt ist als im Winter, wo in einigen Bereichen (in Abhängigkeit vom Modelle) teilweise sogar eine eher höhere Bodenfeuchte vorausgesagt wird. An dieser Stelle zeigt sich wieder, wie wichtig es ist, Klima nicht nur über einen Mittelwert zu definieren, sondern auch die Schwankungen um diesen Wert herum zu berücksichtigen. Veränderungen in der Bodenfeuchte treffen natürlich neben diesen Kornkammern insbesondere die stark bevölkerten Regionen der Erde, d.h. China, Indien und Afrika.

Klimamodelle der heutigen Generation eignen sich noch nicht dazu, vorherzusagen *wie* sich die Bodenfeuchte verändern wird. Was sie aber mit Sicherheit vorhersagen, ist *dass* sie sich im Zusammenhang mit dem anthropogen verstärkten Treibhauseffekt verändern wird. Millionen von Menschen werden in Gebieten, die zu trocken geworden sind, Missernten erleben. Millionen Menschen werden versuchen, traditionelle Feldfrüchte anzubauen, und feststellen, dass diese unter feuchter gewordenen Bedingungen nicht gedeihen. Diese Menschen werden entweder ihre Heimat verlassen oder sich neue Anbaumethoden aneignen müssen. Die natürliche Vegetation wird ebenfalls unter Umweltbedingungen leiden, denen sie nicht angepasst ist, seien dies zu große Trockenheit oder Feuchtigkeit und Wärme. In Gebieten mit gestiegenem Niederschlag wird die Anpassung der Entwässerungssysteme Jahrhunderte brauchen, und Überschwemmungen können zunehmen, vor allem in Flussdeltas, die Becken entwässern, deren obere Bereiche kahlgeschlagen sind und das Wasser nicht mehr zurückhalten können. In Südostasien könnte jede Klimaveränderung dazu führen,

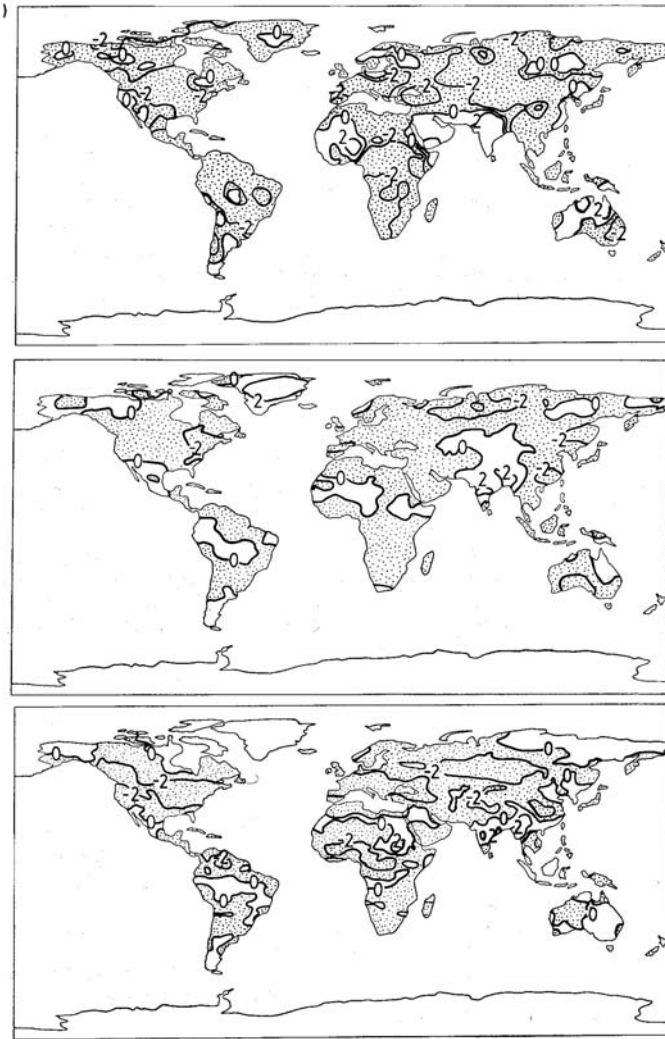


Abbildung 7.8. Wie Abb. 7.7, aber für die Monate Juni bis August (Houghton et al., 1992a, in Nisbet, 1994)

dass der Monsun verschoben wird. Dadurch könnten in China oder Indien starke Hungersnöte oder große Wanderungsbewegungen ausgelöst werden - oder beides.

7.1.4 Was haben die Ozeane damit zu tun?

Mit den Bodentemperaturen ändert sich auch das globale Muster im Luftdruck. Abbildung 7.9 zeigt dazu die zu erwartenden Veränderungen im Druck auf Meeresebene (Bodendruck korrigiert um die Höhe, auf der er gemessen wurde) wie sie sich im CCC-Modell als Gleichgewicht nach einer Verdopplung der CO₂-Konzentration ergeben. Die Linien beziehen sich auf Druckänderungen um 1 mb, gestrichelte Flächen markieren Bereiche, in denen der Druck abnimmt. Die obere Abbildung beschreibt den Zeitraum von Dezember bis Februar, die untere den von Juni bis August.

Das Muster dieser Druckänderungen lässt sich in zwei Teile untergliedern: (a) die Druckdifferenz zwischen Äquator und Pol, die zusammen mit der Temperaturdifferenz die planetare Zirkulation treibt, und (b) die Lage der quasi-stationären Druckgebilde, die für das regionale Wetter von Bedeutung sind (Leitsysteme für die wandernden Druckgebilde). Diese Veränderungen sind allerdings nicht alleine an Hand der Abbildung 5.32 abschätzbar, sondern erfordern zusätzlich die Kenntnis der Änderung der Druckverhältnisse mit der Höhe. Da in höheren Lagen der Troposphäre der Temperaturgradient zwischen Äquator und Pol zunimmt, könnten sich hier sogar stärkere westliche Strömungen ergeben als sie zur Zeit vorherrschen.

Abbildung 7.9 erlaubt uns aber eine einfachere Abschätzung der eher spürbaren Auswirkungen dieser

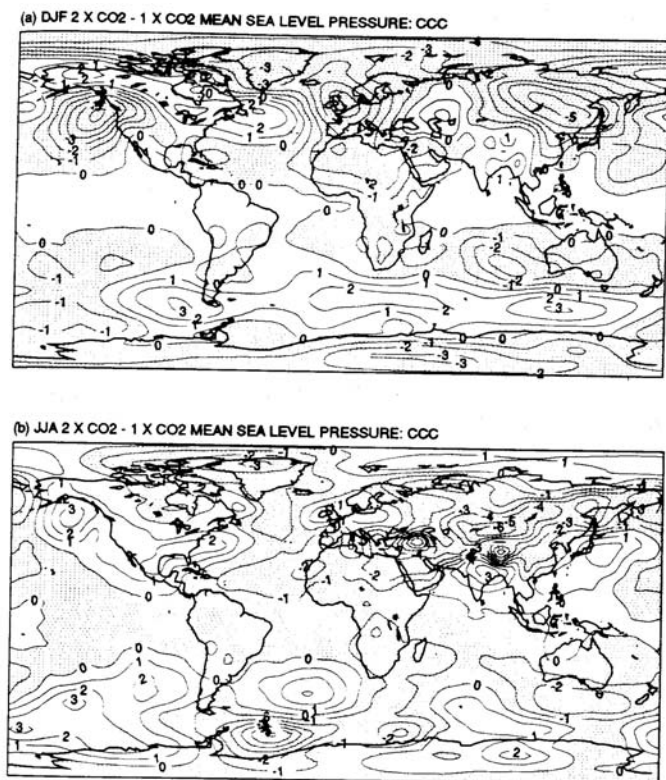


Abbildung 7.9. Veränderungen im mittleren Druck auf Meereshöhe bei einer Verdoppelung der Kohlendioxidkonzentration im CCC-Modell. Die Linien geben Veränderungen des Drucks um 1 mb an, punktierte Flächen markieren Bereiche einer Druckabnahme. Die obere Abbildung bezieht sich auf den Zeitraum von Dezember bis Februar, die untere auf den von Juni bis August (Houghton et al., 1992a).

Druckänderungen: die Änderung in der Druckverteilung auf Meereshöhe führen auf Änderungen in den Luftbewegungen in der unteren Atmosphäre, wozu insbesondere auch die Windrichtungen und -geschwindigkeiten gehören.

Die verschiedenen Modelle differieren in ihren Abschätzungen über die Änderungen der Druckverteilungen. Allerdings ist sicher, ähnlich wie bei der Bodenfeuchte, dass eine Zunahme der TWS auch eine Veränderung der Muster des Druckes auf Meereshöhe nach sich ziehen wird. Obwohl die genauen räumlichen Druckverteilungen differieren, lassen sich einige allgemeine Punkte festhalten: Im Nordwinter wird das Hoch über Neufundland stärker. Dabei verlagert sich das Island-Tief ostwärts und das Hoch über Sibirien wird schwächer. Aus den uns bekannten Änderungen der atmosphärischen Zirkulationsmuster, wie sie auch heute bei Verlagerungen der Polarfront gerade im Winter gut beobachtet werden können, können wir einfach abschätzen, welche Auswirkungen sich daraus ergeben. Die Ausprägung des sibirischen Hochs ist für uns in Mitteleuropa die bestimmende Größe für den Winter: ein starkes Hoch bedeutet einen kalten Winter mit östlichen Winden und eher geringen Niederschläge in Form von Schnee. Ein schwaches sibirisches Hoch dagegen bedeutet, insbesondere im Zusammenspiel mit einem nach Osten verlagerten Island-Tief, Luftmassen, die über den Atlantik herangeführt werden. Damit ergibt sich ein relativ milder, niederschlagsreicher Winter ohne starke Schneefälle oder ausgedehnte Frostperioden. Genau das stimmt aber auch mit den Voraussagen überein, die wir im Zusammenhang mit Temperatur und Niederschlag für Mitteleuropa aus Abb. 7.3–7.8 entnehmen können. Daran können wir erkennen, dass die Vorhersagen zumindest in sich konsistent sind und damit wirklich eine mögliche Zukunft abbilden könnten. Vereinfacht können wir die hier beschriebenen Veränderungen auch so formulieren, dass sich im Winter die Grenze zwischen maritimem und kontinentalen Klima über Mitteleuropa nach Osten verlagern wird.

Die meisten Klimamodelle stimmen auch darin über ein, dass sich das Druckmuster, das für die Ausbildung des Monsuns verantwortlich ist, verändern wird. Zwar unterscheiden sich die Details dieser Veränderung in den verschiedenen Modellen, das Beispiel des Monsuns sollte uns aber dennoch als gute Ergänzung zum bisher gesagten dienen: der Monsun ist für Indien von entscheidender Bedeutung für die Landwirtschaft. Eine Verlagerung des Monsuns hätte damit für einen nicht geringen Teil der Weltbevölkerung einschneidende, wenn nicht sogar katastrophale Folgen.

Im Zusammenhang mit der Diskussion um Klimaänderungen sollten die Eisflächen und der Permafrostboden sehr eingehend studiert werden. Dies hat mehrere Gründe:

1. Eisflächen, insbesondere die eher kleinen Eisflächen der Gletscher, reagieren sehr empfindlich auf Klimaschwankungen, und sind daher ein guter Indikator für Klimaänderungen. Diese lassen sich auch für historische Zeiträume am Vordringen und Zurückweichen von Gletschern rekonstruieren.
2. die größten Eisflächen (Arktis, Antarktis) liegen in den Bereichen, in denen die Änderungen der Bodentemperaturen am größten sind.
3. das Abschmelzen von Eisflächen kann zu einer positiven Rückkopplung führen: durch das Abschmelzen des Eises wird die Albedo verringert, d.h. der Boden absorbiert einen größeren Teil der einfallenden solaren Strahlung und erwärmt sich stärker. Dies verstärkt dann die ursprüngliche Erwärmung.
4. abschmelzende Eisflächen auf dem Festland, insbesondere in der Antarktis und auf Grönland, setzen große Mengen an Wasser frei, so dass es zu einem Anstieg des Meeresspiegels kommen wird.
5. das Auftauen von Permafrostboden auf den Festlandsflächen der nördlichen Hemisphäre würde wahrscheinlich mit einer Freisetzung von Methan verbunden sein, so dass sich auch hier eine positive Rückkopplung ergibt.

Direkt spürbare Folge einer Klimaänderung wäre in diesem Zusammenhang sicherlich der Anstieg des Meeresspiegels. Eine Verdopplung des CO₂-Gehalts gegenüber dem vorindustriellen Niveau bis zum Jahre 2030 würde zu einer Erhöhung des Meeresspiegels um 18 cm führen. Werden von dem Zeitpunkt an keine weiteren klimawirksamen Spurengase mehr in die Atmosphäre eingetragen, so würde sich der Meeresspiegel aufgrund der bereits erfolgten Temperaturerhöhung aber weiter erhöhen, im Jahre 2070 z.B. ergäbe sich eine Erhöhung um ca. 44 cm (vergl. Warrick und Oerlemans, in Houghton et al., 1992a). Setzt sich das Abschmelzen fort oder verstärkt sich aufgrund positiver Rückkopplungen, so könnten sich im schlimmsten Fall beim Abschmelzen des grönländischen Eisschildes Meeresspiegelerhöhungen von ca. 7 m ergeben, beim vollständigen Abschmelzen der Antarktis sogar um 70 m. Dabei muss aber berücksichtigt werden, dass aufgrund der Wärmekapazität des Wassers ein vollständiges Abschmelzen sehr lange Zeitskalen erfordern würde. Die Klimageschichte lehrt uns aber, dass es vollständig eisfreie Zeiten gegeben hat und das in den letzten Eiszeiten der Meeresspiegel aufgrund der großen Menge des auf den Landflächen als Eis gebundenen Wassers niedriger lag.

Aber selbst die scheinbar geringen Erhöhungen der Meeresspiegel um einige Dezimeter können fatale Folgen haben. Betroffen davon sind insbesondere die Deltas großer Flüsse, in denen das Land typischerweise nur knapp oberhalb des Wasserspiegels liegt und die bei einer Erhöhung des Meeresspiegels vollständig unter Wasser verschwinden würden. Diese Kopplung ist fatal insofern, als dass es sich dabei häufig um sehr fruchtbares und damit für die Nahrungsmittelproduktion wichtiges Land handelt, das zudem noch dicht besiedelt ist. Betroffen sind auch viele Inselstaaten im indischen oder pazifischen Ozean (z.B. Malediven), deren höchste Erhebungen oft nur wenige Meter über dem Meeresspiegel liegen. Bangladesch als ein sehr bevölkerungsreiches Land liegt ebenfalls sehr niedrig und wird selbst bei dem jetzigen Meeresspiegel schon häufiger von starken Überschwemmungen heimgesucht, die viele Opfer fordern.

Anschaulicher werden die Folgen einer Zunahme des Meeresspiegels, wenn man von 'worst case'-Szenarien ausgeht, die ein Ansteigen des Meeresspiegels um bis zu 6 m voraussagen. In diesem Falle würde sich die Weltkarte bereits bedeutend verändern: 20% Floridas würden geflutet, das gesamte Becken des unteren Mississippi bis hin nach St. Louis stünde unter Wasser, Wasser würde auch in die argentinische Pampa vordringen, Venedig ertränken und die Bahamas, die Niederlande und die Malediven überspülen. Allerdings sei nochmals betont: diese Beispiele beziehen sich auf die Annahme des Schlimmsten, nicht auf eine Voraussage aus Modellen. Dennoch sollten wir diese Szenarien nicht auf die leichte Schulter nehmen, die Beobachtungen deuten an, dass sich der Meeresspiegel im letzten Jahrhundert um 1 - 2 mm/Jahr gehoben hat.

Die Rolle der Ozeane ist jedoch komplexer als hier dargestellt. Wie aus den Änderungen des Drucks auf Meeresniveau erkennbar, hätte eine globale Erwärmung einen Einfluss auf die atmosphärische und damit auch auf die ozeanische Zirkulation. Damit lässt sich, bis hin zur Möglichkeit des Versiegens des Golfstroms, die Bedeutung der Ozeane im Rahmen des Wärmetransports beschreiben. Ihre Rolle ist jedoch komplexer, insbesondere, da sie direkt in den CO₂-Kreislauf eingreifen. Ozeane sind eine wichtige Senke für CO₂, da dieses im Wasser gelöst wird. Damit können die Ozeane zumindest zeitweise als Puffer für

CO₂-Veränderungen wirken. Die Löslichkeit nimmt mit der Temperatur ab und mit dem Druck zu. Bei einer Erwärmung von Atmosphäre und in deren Folge auch Ozeane können wir daher initial von einer Verringerung der CO₂-Speicherfähigkeit ausgehen: damit würde sich die atmosphärische CO₂-Konzentration weiter erhöhen und damit auch die Temperatur. Es besteht also die Möglichkeit einer positiven Rückkopplung,¹ bei der sich eine Temperaturzunahme durch Freisetzung von in den Ozeanen gespeichertem CO₂ weiter verstärkt. Dieser Prozess könnte dafur verstärkt werden, dass auch die ozeanische Biosphäre eine Senke für Kohlendioxid ist – mit zunehmender Wassertemperatur die biologische Produktivität der Ozeane und damit der Einbau von CO₂ in Biomaterie jedoch deutlich abnimmt. Umgekehrt ist jedoch gerade die Biomaterie für den Transport von CO₂ in größere Wassertiefen hilfreich: CO₂ wird an der Oberfläche in Biomaterie eingebunden, die nach ihrem Absterben beim Absinken in größere Wassertiefen langsam zerfällt und dabei das CO₂ in einem Bereich frei setzt, in dem die Speicherfähigkeit der Ozeane deutlich größer ist. Diese ‘biologische Pumpe’ scheint ein wesentlicher Faktor im CO₂-Kreislauf zu sein. Die Bedeutung der biologischen Pumpe zeigt sich auch in paleoklimatischen Aufzeichnungen. Zur Dämpfung des anthropogenen Treibhauseffekts wurde auch eine Düngung der biologischen Pumpe durch die Zufuhr von eisenhaltigen Stäuben über dem Wasser vorgeschlagen, da diese die Bioproduktivität fördern (ebenfalls aus paleoklimatischen Aufzeichnungen bekannt).²

Allerdings kann eine Veränderung der ozeanischen Zirkulation die Aufnahmefähigkeit der Ozeane für CO₂ ebenfalls modifizieren: verändern sich Zirkulationsmuster derart, dass CO₂-haltiges Oberflächenwasser schnell in die Tiefe transportiert werden kann, so wird dort auf Grund der höheren Drücke wieder mehr CO₂ gespeichert. Welcher der Prozesse wirklich überwiegt, ist heute nicht unumstritten, die Rolle der Ozeane im Rahmen von Klimaveränderungen ist jedoch unumstritten.

Die Bindung von CO₂ in den Ozeanen kann durch einen weiteren Prozess beeinflusst werden. Die biologisch produktivsten Bereiche der Ozeane sind die kalten polaren Gewässer im lokalen Sommer. Eine globale Erwärmung am Boden wird mit einer Abkühlung der Stratosphäre einhergehen. Eine kalte Stratosphäre dagegen begünstigt im Winter die Bildung polarer stratosphärischer Wolken, an denen sich genug chemisch aktive Substanzen anlagern, um mit dem Aufgang der Sonne im lokalen Frühjahr zu einem Ozonloch zu führen. Damit gelangt mehr Ozon bis zum Erdboden bzw. bis zur Meeresoberfläche, wodurch die Bioproduktivität eingeschränkt werden kann. Auch dieser Prozess ist nicht einfach zu quantifizieren, zeigt aber, auf welcher relativ komplizierten Weise in der Atmosphäre Rückkopplungsprozesse entstehen können.

7.2 Ozeane und Übergänge zwischen Eis- und Warmzeiten

Klima ist definiert als ein langjähriges Mittel über das Wetter.³ Im Gegensatz zum schnell veränderlichen Wetter wird Klima als etwas relativ konstantes betrachtet. Variationen des Klimas auf Zeitskalen von Jahrzehnten sind durch Veränderungen von Vegetationsperioden, das Vorrücken oder Abschmelzen von Gletschern, oder die Zeit, während derer im Winter bestimmte Flüsse oder Seen zugefroren waren für die vergangenen 1000 Jahre wohl dokumentiert (Schönwiese, 1992). Allerdings sind diese Klimaschwankungen stets mit relativ geringen Amplituden verbunden, so dass es zwar zu Einschränkungen (Mißernten, Schädlingsplagen, Kartoffelfäule) kam, nicht jedoch zu grundsätzlichen Bedrohungen der betroffenen Bevölkerung.

Klimaveränderungen mit größeren Amplituden (z.B. Variationen in der mittleren Bodentemperatur um

¹Eine Rückkopplung ist positiv, wenn sich der Prozess dabei verstärkt – egal, wie negativ oder unerwünscht die Auswirkungen sind. Negative Rückkopplungen dagegen führen zu einer Dämpfung, d.h. negative Rückkopplungen stabilisieren das System.

²Eine Kopplung des anthropogenen Treibhauseffekts mit der Biosphäre findet sich nicht nur im Bereich der Ozeane. Eine negative Rückkopplung (d.h. eine Dämpfung des Effekts) ergibt sich durch die CO₂-Düngung: mit zunehmender atmosphärischer CO₂-Konzentration steigt auch die Bioproduktivität der Vegetation, d.h. es wird mehr CO₂ aus der Atmosphäre entfernt. Allerdings gibt es auch mindestens eine weitere positive Rückkopplung: im Boden lebende Mikroben geben mit zunehmender Temperatur mehr CO₂ an die Atmosphäre ab. Auch das treibhauswirksame Spurengas Methan CH₄ würde bei einer globalen Erwärmung verstärkt aus Sumpf- und Permafrostgebieten frei gesetzt werden und damit zu einer positiven Rückkopplung beitragen.

³Zur Zeit wird dazu ein Mittel über 30 Jahre verwendet – die Auswahl dieser Zeitspanne ist willkürlich und hat etwas mit der Verfügbarkeit der benötigten Daten zu tun. 50 oder 100 Jahres-Mittel ließen sich ebenso begründen, sind aber mit den momentan zur Verfügung stehenden Meßreihen nicht zu bilden.

mehrere K) sind ebenfalls dokumentiert, insbesondere im Wechsel der Kalt- und Warmzeiten. Hier ist man allerdings bisher stets davon ausgegangen, dass der Übergang zwischen Kalt- und Warmzeit langsam auf Zeitskalen von etlichen Generationen erfolgt, die Menschen also die Möglichkeit haben, sich diesen Veränderungen anzupassen. Neuere Beobachtungen deuten jedoch darauf hin, dass langfristige Klimaänderungen nicht durch eine langsame Entwicklung charakterisiert sind sondern sich eher in sprunghaften Veränderungen vollziehen (Maslin et al., 2001). So weisen die Untersuchungen von Eisbohrkernen für die vergangenen 150 000 Jahre darauf hin, dass sich regionale Änderungen in der Temperatur um etliche Grad auch auf Zeitskalen von einigen Jahrzehnten oder sogar nur von einigen Jahren ereignen können (Taylor et al., 1993; Dansgaard et al., 1993; Alley, 2000). Für die Anpassungsfähigkeit der Bio- und Anthroposphäre stellt dies eine große Herausforderung dar. Kurzfristige Klimaschwankungen werden z.B. mit dem Kollaps der Hochkultur der Maya in Verbindung gebracht (Hodell et al., 1995; Curtis et al., 1996), der Beginn des Ackerbaus im Mittleren Ost fällt zeitlich eng mit einer plötzlichen Erwärmung zusammen, die gleichzeitig den Beginn des Holozän markiert (Wright, 1996), während der globale Zerfall städtischer Zivilisationen um 4300 v. Chr. mit einer Verschlechterung des Klimas koinzidiert (Peiser, 1998; Cullen et al., 2000). Aufgrund der Implikationen für die Menschheit ist das Verständnis der schnellen Klimafuktuationen von allgemeinem Interesse – und für uns auch von speziellem Interesse, da die Ozeane in diesem Prozess eine wichtige Rolle zu spielen scheinen.

Außerdem zeigt sich in diesen schnellen Klimaveränderungen einmal mehr die Nicht-Linearität des Klimasystems. Die treibende Kraft für eine Klimaänderung, z.B. die Variation der solaren Einstrahlung durch Veränderung der Erdbahnparameter⁴, verändert sich langsam und kontinuierlich. In einem linearen System würde sich dann auch das Klimasystem langsam und kontinuierlich entwickeln. Die Beobachtungen dagegen zeigen eine Anfangs nur schwache Antwort des Klimasystems auf die veränderten Bedingungen. Nach einer gewissen Verzögerungszeit⁵ oder bei Erreichen einer relativ niedrig liegenden Schwelle erfolgt dann eine abrupte Änderung der Systemantwort, bei der das System möglicherweise sogar in einen neuen Gleichgewichtszustand springt.

Gerade eine Antwort, die auf dem Überschreiten einer Schwelle beruht, stellt eine Herausforderung für das Verständnis des Systems da, da die Entwicklung von einem Zustand in den anderen in der einen Richtung mit einer anderen Schwelle verbunden sein kann als in der anderen (Rahmstorf, 1996). Diese Bifurkation des Klimasystems wird z.B. im Zusammenhang mit der Frischwasserzufuhr in den Nordatlantik und damit verbunden einem Versiegen des Golfstroms diskutiert. Beim Übergang von der letzten Eiszeit zur heutigen Warmzeit findet sich kein Erwärmungstrend sondern eine beginnende Erwärmung wird mehrfach von abrupten Kälteeinbrüchen unterbrochen. Das von Rahmstorf (1996) entwickelte Erklärungsmodell geht von der thermohalinen Zirkulation aus. Mit einer starken Eisbedeckung in mittleren und höheren Breiten reicht der Golfstrom zum Ende der Eiszeit nicht so weit nach Norden sondern das Absinken des schweren (weil salzreich und kalt) Wassers erfolgt bereits weiter im Süden – wenn die Abkühlung in der Nähe der Eiskante erfolgt. Mit einsetzender Erwärmung schieben sich Eiskante und Abtauchpunkt des Golfstroms nordwärts. Dabei bildet sich sogar kurzzeitig eine positive Rückkopplung aus: der nordwärts wandernde Golfstrom verstärkt die lokale Erwärmung. Zu dieser Zeit sind die Kontinente jedoch noch mit einem dicken Eispanzer überzogen, von dem im Zuge der Erwärmung große Teile ins Meer abgleiten können. Diese Schmelzen, so dass das Oberflächenwasser des Nordatlantik sehr salzarm ist und nicht Absinken kann. Damit ist die thermohaline Zirkulation unterbrochen, der Abfluss des Golfstroms ist verstopft. Dann kann auch kein warmes Wasser mehr in höhere Breiten geführt werden und diese kühlen sich trotz des generellen Erwärmungstrends auf Grund der äußeren antreibenden Kraft ab.⁶

Diese Darstellung ist grob vereinfacht. Zusätzliche Variationen können z.B. durch ein Eis-Albedo-Feedback

⁴Diese Milankovich-Hypothese berücksichtigt die Exzentrizität der Erdbahn, die Wanderung des Aphel und die Schwankungen in der Neigung der Erdachse. Die typischen Zeitskalen der einzelnen Prozesse sind einige 10 000 bis ungefähr 100 000 Jahre, die Überlagerung der Zyklen ergibt eine relativ komplizierte Zeitserie – allerdings ist die Variation der solaren Einstrahlung immer relativ langsam und kontinuierlich. Die Milankovich Hypothese kann einen großen Anteil der bisherigen Eis- und Warmzeiten erklären, einige Abweichungen lassen sich durch andere treibende Kräfte wie Vulkanismus erklären.

⁵Beim anthropogenen Treibhauseffekt können Sie sich z.B. vorstellen, dass anfangs noch ein großer Teil des CO₂ in den Meeren zwischen gelagert wird und erst mit zunehmender Erwärmung nach einiger Zeit nahezu schlagartig frei gesetzt wird – und dann zu einem entsprechend abrupten Signal des Klimasystems führt.

⁶Ein entsprechender Prozess wird im Zusammenhang mit dem anthropogenen Treibhauseffekt diskutiert: die globale Erwärmung könnte zu einer Zufuhr großer Frischwassermengen im Nordatlantik führen, den Abfluss des Golfstroms verstopfen und damit zu einer Abkühlung bis hin zu einer Vereisung Nord- und Mitteleuropas auf Zeitskalen von wenigen Jahrzehnten führen.

erfolgen. Letzteres ist ein positives Feedback. Wir starten mit einer gegebenen Eisbedeckung. Bei Erwärmung verringert sich diese. Dadurch wird die Albedo geringer, d.h. es wird mehr Strahlung absorbiert und die Erwärmung verstärkt sich. Im Falle einer Abkühlung bleibt der im Winter gefallene Schnee an den Rändern der Eisdecke liegen, diese wächst, wodurch sich die Albedo und damit die absorbierte Strahlung verringern. Damit setzt sich der Abkühlungstrend fort. Dieses Feedback scheint ein wichtiger Verstärkungsmechanismus der oben beschriebenen Veränderungen zu sein. Ungeklärt ist z.Z. ob sich die kleine Eiszeit ebenfalls im Rahmen einer Veränderung des Golfstrom-Abfluss erklären lässt. Andere Rückkopplungen können über die biologische Pumpe erfolgen oder die Temperaturabhängigkeit der CO₂-Löslichkeit.

Auf einer globalen Skala wird das Bild sogar noch unübersichtlicher, da auch in den hohen Breiten der Südhalbkugel die Tiefenwasserproduktion durch Schmelzwasser beeinflusst werden kann – wobei die Effekte auf die globale Zirkulation nicht auf beiden Hemisphären in die gleiche Richtung weisen müssen, insbesondere kann die südliche Hemisphäre teilweise dämpfend auf die von der nördlichen Hemisphäre ausgehenden Veränderungen der thermohalinen Zirkulation wirken (Seidov et al., 2001a).

Veränderungen der thermohalinen Zirkulationen beeinflussen auch alle anderen Strömungen in den Ozeanen. Mit den veränderten Strömungen ergeben sich auch veränderte Muster des globalen Sedimenttransports (Haupt et al., 2001). Auch die Strömungen in Küstennahe und die dortige Sedimentbilanz sind von diesen veränderten Strömungen beeinflusst.

Empfohlene Literatur

Einen guten Überblick über den anthropogenen Treibhauseffekt und seine Modellierung bietet Houghton (1997). Die Rolle der Ozeane im Zusammenhang mit Klimaveränderungen auf verschiedenen Skalen wird in den Beiträgen in Seidov et al. (2001) diskutiert.

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Was ist der Unterschied zwischen anthropogenem und natürlichem Treibhauseffekt?
2. Nennen Sie einige der wichtigsten Treibhausgase.
3. Wie greifen die treibhauswirksamen Spurengase physikalisch in die Strahlungsbilanz ein?
4. Beschreiben Sie einige einfache Ansätze zur Modellierung des Treibhauseffekts und die mit ihnen verbundenen Probleme.
5. Erläutern Sie, was unter einer positiven und unter einer negativen Rückkopplung zu verstehen ist. Geben Sie ein Beispiel. Wie können sich Rückkopplungen auf die Stabilität eines Systems auswirken?
6. Welche Bedeutung haben die Ozeane im Hinblick auf Klimaänderungen?
7. Welche Bedeutung haben die Ozeane für den CO₂-Kreislauf, insbesondere im Falle eines durch CO₂ erhöhten anthropogenen Treibhauseffekts?
8. Was versteht man unter CO₂-Düngung und welche Konsequenzen hat sie für den anthropogenen Treibhauseffekt?
9. Wie lässt sich CO₂ aus der Atmosphäre in tiefere Ozeanschichten transportieren?
10. Im Zusammenhang mit einer globalen Klimaerwärmung wird die Möglichkeit einer Kaltzeit in Nord- und Mitteleuropa diskutiert. Wie kann das geschehen, welche Rolle spielt der Ozean dabei?

Kapitel 8

Wellen

In Kapitel 5 haben wir als Beispiel für die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre die windgetriebenen Strömungen kennengelernt. In diesem Kapitel wollen wir uns mit Impulstransport zwischen Atmosphäre und Ozean auf kleineren räumlichen Skalen beschäftigen: die Erzeugung von Wellen, von den Kapillarwellen auf kleinsten Skalen bis hin zum ausgewachsenen Seegang. Weitere Wellenphänomene im Ozean sind Tsunamis, an denen wir das Konzept der Solitonen kennenlernen werden, und interne Schwellen des Ozeans, die nicht auf die Oberfläche beschränkt sind und durch Dichtegradienten getrieben werden.

Allen Wellen sind die folgenden Eigenschaften gemein:

- Wellen transportieren eine Störung von einem Teil der Materie in einen anderen: die Störung, dass ein Stein ins Wasser fällt, breitet sich als konzentrische Welle um die Einschlagstelle aus.
- die Störung breitet sich durch das Material aus ohne daß eine größere Menge von Material transportiert wird: ein Korken bewegt sich zwar mit der Welle auf und ab, wird jedoch kaum aus seiner Lage versetzt.

Eine Welle bewirkt also die Ausbreitung einer Form oder Information (bzw. ganz allgemein von Energie) in einem Material ohne dass es zu einer (nennenswerten) Ausbreitung der Materie kommt. Wellen sind daher keine Materie sondern ein Verhaltensmuster: wir müssen zwischen der Ausbreitung der Welle und der Ausbreitung der Materie unterscheiden.

Wellen, die sich in Materie ausbreiten, sind *Körperwellen*. Ist die Materiebewegung wie bei Meereswellen auf die Oberfläche bzw. eine dünne Oberflächenschicht beschränkt, so handelt es sich um *Oberflächenwellen*. Im Beispiel der Meereswellen ist die Oberfläche die Grenzfläche zwischen den beiden Medien Atmosphäre und Ozean, eine Oberflächenwelle kann auch an anderen Grenzflächen, insbesondere auch Grenzflächen innerhalb des Mediums auftreten. Letztere Wellen werden in der Ozeanographie als *interne Wellen* bezeichnet.

Alle Oberflächenwellen können als *propagierende Welle* auftreten, bei der die Energie über die Ozeanoberfläche transportiert wird, oder als *stehende Welle*, die wir als Überlagerung zweier Wellen mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung beschreiben können.

Wellen können auch nach der Art der rücktreibenden Kraft klassifiziert werden: gravitative Kräfte von Erde, Sonne und Mond, führen zu langwelligen *Gravitationswellen*. Die Einflüsse von Sonne und Mond sind periodisch und führen zu speziellen periodischen Wellen, die als *Tiden* bezeichnet werden.

Für die meisten Wellen kürzerer Wellenlänge ist die rücktreibende Kraft die *Oberflächenspannung*. Diese Wellen werden in der Regel nicht durch periodische antreibende Kräfte erzeugt: über die Wasseroberfläche streichender Wind bewirkt eine Auslenkung der Wasserteilchen aus dem Gleichgewicht. Derartige Wellen werden als *windgetriebene Wellen* oder kurz *Windwellen* bezeichnet. Anfangs sind diese Windwellen mit Wellenlängen von weniger als 1.7 cm sehr klein und werden als *Kapillarwellen* bezeichnet. Auch wenn der Energieinhalt in diesen Kapillarwellen nur sehr gering ist, sind sie für die Ozeanographie von großer Bedeutung, da sie wesentlich die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre bestimmen.

Erdbeben oder unterseeische Vulkane können den Meeresboden erschüttern, was zu einer Auslenkung der

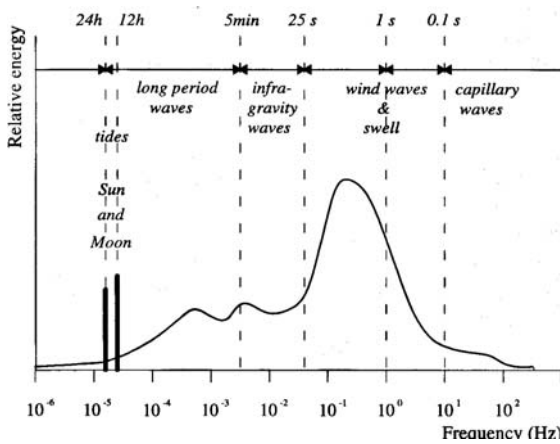


Abbildung 8.1. Typen von Oberflächenwellen und Zusammenhang zwischen Wellenlänge, Frequenz, Art der auslenkenden Kraft und relativem Energieinhalt (Massel, 1999)

Meeresoberfläche und damit zu *Tsunamis* führt. Meteorologische Störungen oder das Abgleiten größerer Materiemengen in Reservoirs können zu langwelligen stehenden Wellen, den *Seiches* führen.

Eine Zusammenfassung der verschiedenen Wellentypen, ihrer Wellenlängen und des relativen Energieinhalts ist in Abb. 8.1 gegeben.

8.1 Oberflächenwellen

In diesem Abschnitt wollen wir Oberflächenwellen betrachten. Wir beginnen mit einer allgemeinen Herleitung für gravitative Oberflächenwellen und unterscheiden dann zwischen Wellen im tiefen und Wellen im flachen Wasser.

Die charakteristischen Größen zur Beschreibung einer Welle sind wie aus der Mechanik bekannt

- die Amplitude A als die Auslenkung aus der Ruhelage. In der Ozeanographie wird stattdessen die Wellenhöhe H verwendet; sie beträgt das Doppelte der Amplitude.
- die Wellenlänge λ als der Abstand zweier benachbarter Wellenberge oder -täler, oder als alternatives räumliches Charakteristikum die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$,
- die Schwingungsdauer T als der zeitliche Abstand zwischen zwei benachbarten Wellenbergen oder -tälern an einem festen Punkt im Raum, oder alternativ als zeitliches Charakteristikum die Kreisfrequenz $\omega = 2\pi/T$,
- sowie die Geschwindigkeit $c = \lambda/T = \omega/k$.

Aus diesen Parametern werden teilweise weitere Parameter abgeleitet. Einer ist die Steilheit (steepness) einer Welle, definiert als das Verhältnis aus Wellenhöhe und Wellenlänge: $s = H/\lambda$

8.1.1 Wellengleichung für Wellen kleiner Amplitude

Für Wellenlängen groß gegen die Wellenhöhe¹ lässt sich eine Wellengleichung aufstellen und lösen. Für Oberflächenwellen sind die relevanten Terme in der Bewegungsgleichung die Druckgradientenkraft $-\nabla p$ und die Gravitationskraft g . Da wir ein kleinräumiges Phänomen betrachten, kann die Corioliskraft vernachlässigt werden. Außerdem vernachlässigen wir die Reibungskräfte. Die Bewegungsgleichung (4.47) lässt sich dann schreiben als

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} . \tag{8.1}$$

¹Diese Eigenschaft ist im Ozean immer erfüllt, sie wird erst verletzt, wenn die Welle auf ein flaches Ufer aufläuft oder wenn ein Tsunami auf die Küste trifft.

Als weitere Grundgleichung benötigen wir die Kontinuitätsgleichung für eine homogene inkompressible Flüssigkeit

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (8.2)$$

Außerdem haben wir bereits in der Bewegungsgleichung voraus gesetzt, dass die Reibung vernachlässigt werden kann. Dann ist die Flüssigkeit rotationsfrei, d.h. es gilt weiterhin

$$\nabla \times \mathbf{v} = 0. \quad (8.3)$$

Ein rotationsfreies Feld kann als Gradient eines skalaren Potentials dargestellt werden:

$$\nabla \times \mathbf{v} = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{v} = \nabla \psi. \quad (8.4)$$

Dann lässt sich die Kontinuitätsgleichung (8.2) schreiben als

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \psi_{xx} + \psi_{yy} + \psi_{zz} = 0. \quad (8.5)$$

Beschränken wir uns auf die Ausbreitung der Welle entlang der x -Achse und die Bewegung der Materie in z -Richtung, so erhalten wir als zwei-dimensionale Kontinuitätsgleichung in der xz -Ebene

$$\nabla^2 \psi = \psi_{xx} + \psi_{zz} = 0. \quad (8.6)$$

Die zu dieser Ebene gehörenden Komponenten der Bewegungsgleichung lassen sich ebenfalls durch das skalare Potential ψ ausdrücken und wir erhalten

$$\begin{aligned} \psi_{xt} + \psi_x \psi_{xx} + \psi_z \psi_{xz} &= -\frac{1}{\rho} p_x \\ \psi_{zt} + \psi_x \psi_{xz} + \psi_z \psi_{zz} &= -\frac{1}{\rho} p_z - g. \end{aligned} \quad (8.7)$$

Dies lässt sich auch schreiben als

$$\psi_t + \frac{1}{2} (\psi_x^2 + \psi_z^2) = -\frac{p}{\rho} - gz + \text{const} \quad (8.8)$$

oder unter Verwendung einer skalaren Geschwindigkeit \tilde{v} mit $\tilde{v}^2 = u^2 + w^2$

$$\psi_t + \frac{1}{2} \tilde{v}^2 = -\frac{p}{\rho} - gz + \text{const}. \quad (8.9)$$

Diese integrale Form der Bewegungsgleichung ist Ihnen von stationären Strömungen bereits als Bernoulli-Gleichung bekannt, vgl. Abschn. 4.5.

Wir können jetzt aus der Kontinuitätsgleichung (8.6) und der integrierten Bewegungsgleichung (8.9) die Wellengleichung für Wellen mit kleiner Amplitude herleiten. Als Randbedingungen verwenden wir einen ruhenden Boden und eine freie Oberfläche. Für den Boden bei $z = -h$ erhalten wir

$$\psi_z = 0, \quad (8.10)$$

da der Boden horizontal ist und es damit keinen Strom in z -Richtung gibt. An der freien Oberfläche $z = \eta$ haben wir zwei Bedingungen zu erfüllen. Zum einen muss die Oberfläche eine Stromlinie sein, d.h. es muss gelten

$$\psi_z = \eta_t + \psi_x \hat{\eta}_x. \quad (8.11)$$

Zum anderen sollen keine Druckgradienten oder andere Spannungen senkrecht zur freien Oberfläche auftreten und der Druck der darüber liegenden Luft kann vernachlässigt werden:

$$\psi_t + \frac{1}{2} \hat{v}^2 + g\eta = 0. \quad (8.12)$$

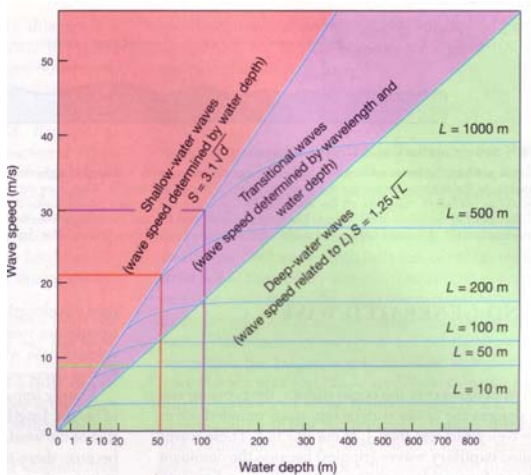


Abbildung 8.2. Wellengeschwindigkeit und Wassertiefe Thurman (1994)

Die Annahme kleiner Amplituden wird durch die mit einem $\hat{}$ markierten Größen berücksichtigt: für kleine Amplituden sind diese Terme gegenüber den anderen Termen der jeweiligen Gleichungen zu vernachlässigen. Dann können wir die beiden Randbedingungen (8.11) und (8.12) für die freie Oberfläche zusammen fassen zu

$$\psi_t t + g\psi_z = 0 . \tag{8.13}$$

Als erstes können wir nun eine Lösung der Kontinuitätsgleichung (8.6) suchen. Dazu machen wir den Ansatz einer sinusoidalen Störung mit einer Amplitude, die eine Funktion der Tiefe ist:

$$\psi(x, z, t) = a(z) \sin(kx - \omega t) . \tag{8.14}$$

Einsetzen des Ansatz in (8.6) liefert

$$a_{zz} - k^2 a = 0 . \tag{8.15}$$

Eine Lösung dieser Gleichung ist

$$a(z) = A \cosh[k(z + h)] + B \sinh[k(z + h)] . \tag{8.16}$$

Einsetzen in den Ansatz liefert

$$\psi = \{A \cosh[k(z + h)] + B \sinh[k(z + h)]\} \sin(kx - \omega t) . \tag{8.17}$$

Die Randbedingungen können nun zur Bestimmung der Integrationskonstanten verwendet werden. Die Randbedingung (8.10) für den Boden liefert $B = 0$, d.h. die Lösung vereinfacht sich zu

$$\psi = A \cosh[k(z + h)] \sin(kx - \omega t) . \tag{8.18}$$

Die Randbedingung (8.13) für die freie Oberfläche erfordert

$$\omega^2 \cosh(kh) \sin(kx - \omega t) = gk \sinh(kh) \sin(kx - \omega t) . \tag{8.19}$$

Für die Phasengeschwindigkeit einer Welle gilt $c = \omega/k$, so dass diese Gleichung umgeschrieben werden kann zu

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh(kh) . \tag{8.20}$$

Diese Ableitung hat uns die Dispersionsrelation

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh(kh) \tag{8.21}$$

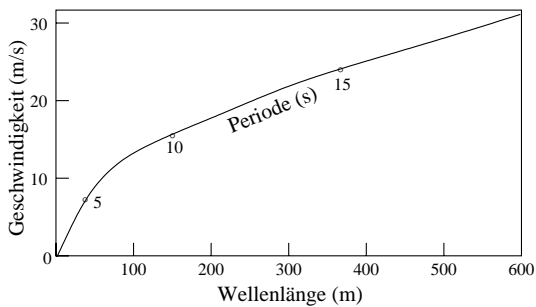


Abbildung 8.3. Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Wellen in tiefem Wasser

für gravitative Oberflächenwellen geliefert. Diese Gleichung enthält als einen bestimmenden Parameter die Wassertiefe h , d.h. wir erkennen als erstes, dass die Phasengeschwindigkeit von der Wassertiefe abhängt: je tiefer das Wasser, um so größer die Phasengeschwindigkeit. Oder einfacher mit der Erfahrung und Beobachtung in Übereinstimmung zu bringen: beim Auflaufen einer Welle auf den Festlandssockel und später den Strand wird die Phasengeschwindigkeit geringer, was letztendlich zum Aufsteilen der Welle führt.

Eine Abschätzung für die Wellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Wassertiefe gibt Abb. 8.2. Der grüne Bereich gibt die Wellen in tiefem Wasser wieder, wie sie durch (8.26) beschrieben sind. Bei diesen Wellen gilt als Faustformel

$$v \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] = 1.25 \sqrt{\lambda[\text{m}]} \quad (8.22)$$

mit λ (in der Abbildung L) als Wellenlänge. Auch für die Wellen in flachem Wasser (rötlicher Bereich), d.h. Wasser mit einer Wassertiefe $d < \lambda/20$ gibt es einen Zusammenhang zwischen Wassertiefe d und Wellengeschwindigkeit v :

$$v = \sqrt{gd} \quad (8.23)$$

oder für einfache Abschätzungen in Abhängigkeit von der Wassertiefe

$$v \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] = 3.1 \sqrt{d[\text{m}]} . \quad (8.24)$$

Während bei Wellen in tiefem Wasser die Geschwindigkeit eine Funktion der Wellenlänge ist, wird sie bei Wellen in flachem Wasser nur durch die Wassertiefe bestimmt. Im Übergangsbereich dazwischen hängt die Wellengeschwindigkeit sowohl von der Wassertiefe als auch von der Wellenlänge ab.

8.1.2 Wellen in tiefem Wasser

Als erstes wollen wir Wellen in tiefem Wasser betrachten, d.h. die Existenz eines Meeresbodens hat keine Auswirkungen auf die Welle. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn die Wassertiefe mehr als die Hälfte der Wellenlänge beträgt. Formal können wir dies an Hand von (8.21) begründen. Für großes kh (genau gesagt $kh > 1.5$) ist $\tanh(kh) \approx 1$ und wir erhalten für die Phasengeschwindigkeit der Welle im tiefen Wasser

$$c_{\text{tief}}^2 = \frac{g}{k} = \frac{g}{2\pi} T . \quad (8.25)$$

Der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit einer Welle und ihrer Wellenlänge ist in Abbildung 8.3 dargestellt.

Einsetzen der Zahlenwerte liefert einen einfachen Zusammenhang zwischen der Periodendauer der Welle in [s] und der Phasengeschwindigkeit in [m/s]:

$$c_{\text{tief}}^2 = \frac{gT}{2\pi} = 1.56 T . \quad (8.26)$$

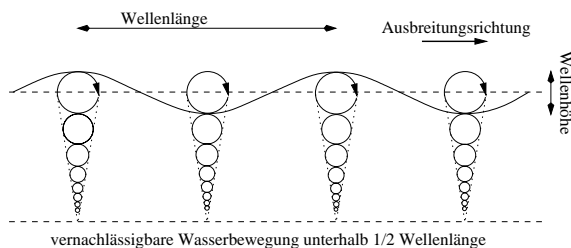


Abbildung 8.4. Wellen in tiefem Wasser

Entsprechend lässt sich wegen $c = \lambda/T$ für die Wellenlänge die Abschätzung

$$\lambda = \frac{g}{2\pi} T^2 = 1.56 T^2 \tag{8.27}$$

verwenden mit T in [s] und λ in [m].

8.1.3 Teilchenbewegung in einer Welle im tiefen Wasser

Die Teilchen in der Welle vollführen kreisförmige Bewegungen, die an der Oberfläche einen Durchmesser entsprechend der Wellenhöhe beschreiben, vgl. Abbildung 8.4. Befindet sich ein Teilchen im Berg einer passierenden Welle, so bewegt es sich in Richtung der Welle; im Trog bewegt es sich entgegen ihrer Ausbreitungsrichtung. Der Halbkreis im Wellental wird daher mit kleinerer Geschwindigkeit zurückgelegt als der Halbkreis im Wellenberg, so dass sich ein Transport des Wassers in Windrichtung bzw. Ausbreitungsrichtung der Welle ergibt. Mit zunehmender Wassertiefe nehmen die Teilchengeschwindigkeit und der Radius der kreisförmigen Bewegung ab. Bei einer Wassertiefe von mehr als der halben Weglänge der Welle tritt die mit der Welle assoziierte kreisförmige Teilchenbewegung nicht mehr auf. Oder aus der Sicht der Welle: ihre Bewegung wird durch nichts beeinflusst, was unterhalb dieser Wassertiefe passiert. Damit haben wir auch eine Definition für tiefes Wasser: es muss mindestens eine halbe Wellenlänge tief sein.

An der Oberfläche ist der Radius r des Teilchenorbits gleich der Amplitude a der Welle und die Teilchengeschwindigkeit $\tilde{v} = \sqrt{u^2 + w^2}$ ergibt sich als der Umfang des Teilchenorbits dividiert durch die Schwingungsdauer T . In einer festen geometrischen Höhe ergibt sich außerdem eine Änderung des Drucks Δp bei Passage der Welle, entsprechend der Änderung des hydrostatischen Drucks. Alle drei Parameter nehmen schnell mit zunehmender Wassertiefe ab:

$$r = a e^{-\kappa z}, \quad \tilde{v} = \frac{2\pi a}{T} e^{-\kappa z}, \quad \Delta p = a \rho g e^{-\kappa z}. \tag{8.28}$$

8.1.4 Welle im flachen Wasser

In flachem Wasser ist kh klein. Solange kh kleiner als $1/3$ gilt, kann der \tanh durch den Winkel ersetzt werden. Dann erhalten wir aus (8.21) für die Phasengeschwindigkeit der Welle

$$c_{\text{flach}}^2 = gh \quad \text{bzw.} \quad c_{\text{flach}} = \sqrt{gh} : \tag{8.29}$$

die Phasengeschwindigkeit nimmt mit abnehmender Wassertiefe ab. Bei den Wellen im flachen Wasser wird die Orbitalbewegung und damit auch die Ausbreitung der Welle durch den Boden beeinflusst und zwar um so stärker, je flacher das Wasser ist.

Die Bewegung der Teilchen in einer Welle im flachen Wasser unterscheidet sich von der im tiefen Wasser. Hier bewegen sich die Teilchen entlang Ellipsen wobei die Länge der kleinen Halbachse durch die Wellenhöhe gegeben ist. Das entspricht der Bewegung im tiefen Wasser. Die kleine Halbachse nimmt rasch mit der Wassertiefe ab und nimmt am Boden den Wert Null an, d.h. die Bewegung ist dort horizontal. Die Länge der großen Halbachse dagegen ist eine Funktion von Wassertiefe, Wellenlänge und Wellenhöhe. Sie hängt nicht von der Wassertiefe ab.

Die relevanten Gleichungen zur Beschreibung von Wellen in tiefem und in flachem Wasser sind in Tabelle 8.1 zusammen gefasst.

	Deep water ($d/L > 0.05$)	Transitional water depth (general expressions) ($0.05 > d/L > 0.05$)	Shallow water ($d/L < 0.05$)
Wave phase velocity, C	$\frac{gT}{2\pi}$	$\frac{gT}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}$	$(gd)^{0.5}$
Wave length, L	$\frac{gT^2}{2\pi}$	$\frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}$	$T(gd)^{0.5}$
Wave group velocity, C_g	$^{0.5} \left(\frac{gT}{2\pi} \right)$	$^{0.5} \left(\frac{gT}{2\pi} \right) \left[1 + \frac{2\sigma d}{\sinh 2\sigma d} \right]$	$(gd)^{0.5}$
Water particle velocities:			
horizontal, u	$\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{H}{2} e^{\sigma z} \sin(\sigma t - kx)$	$\frac{H}{2} k \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd} \sin(\sigma t - kx)$	$\frac{H}{2} \cdot \frac{gT}{2\pi} \cos(\sigma t - kx)$
vertical, w	$\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{H}{2} e^{\sigma z} \cos(\sigma t - kx)$	$\frac{H}{2} k \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh kd} \cos(\sigma t - kx)$	0
Water particle orbital diameters:			
horizontal, h	$-\frac{H}{2} e^{\sigma z} \cos(\sigma t - kx_0)$	$-\frac{H}{2} \frac{\cosh k(d+z_0)}{\sinh kd} \cos(\sigma t - kx_0)$	$-\frac{H}{2} \cdot \frac{T}{2\pi} \cdot \left(\frac{g}{d}\right)^{0.5} \cos(\sigma t - kx_0)$
vertical, s	$\frac{H}{2} e^{\sigma z} \sin(\sigma t - kx_0)$	$\frac{H}{2} \frac{\sinh k(d+z_0)}{\sinh kd} \sin(\sigma t - kx_0)$	0
Water surface elevation, η	$\frac{H}{2} \sin(\sigma t - kx)$	$\frac{H}{2} \sin(\sigma t - kx)$	$\frac{H}{2} \sin(\sigma t - kx)$
Energy per wavelength for each unit of wave crest, E	$0.5 \rho g L \left(\frac{H}{2}\right)^2$	$0.5 \rho g L \left(\frac{H}{2}\right)^2$	$0.5 \rho g L \left(\frac{H}{2}\right)^2$
Energy flux for each unit of wave crest	$0.25 \rho g \left(\frac{H}{2}\right)^2 \frac{gT}{2\pi}$	$0.25 \rho g \left(\frac{H}{2}\right)^2 \left(\frac{gT}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}\right) \left(1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd}\right)$	$0.5 \rho g \left(\frac{H}{2}\right)^2 (gd)^{0.5}$

Key: $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$; $T = \text{wave period}$; $\pi = 3.1416$; $e = 2.7183$; $H = \text{wave height}$; $d = \text{water depth}$; $\sigma = 2\pi/T$; $k = 2\pi/L$; $x,y,z = \text{Cartesian coordinates}$; subscript 0 = deepwater; $\rho = \text{density}$.

Tabelle 8.1: Formale Beschreibung von Wellen in tiefem und flachem Wasser sowie im Übergangsbereich (Carter, 1988)

8.1.5 Energie der Welle und Dissipation

Die Energie in einer Wasserwelle setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: der potentiellen Energie der aus ihrer Ruhelage ausgelenkten Teilchen und der kinetischen Energie der Teilchenbewegung. Die Energie in der Welle ist unabhängig von der Wassertiefe. Für Wellen in flachem wie im tiefen Wasser gilt für die Energiedichte (im Sinne von Energie pro Flächeneinheit)

$$\varepsilon = \frac{1}{8} \rho g H^2 = \frac{1}{8} \rho g a^2. \tag{8.30}$$

In einem Wellenfeld von 1 km^2 -Ausdehnung mit einer Wellenhöhe von 1 m ist dann eine Energie von ungefähr 1.2 GJ enthalten.

Wellen, deren Geschwindigkeit von der Frequenz abhängt, sind dispersiv. Wellen in flachem Wasser breiten sich unabhängig von der Frequenz mit gleicher Phasengeschwindigkeit aus, d.h. sie sind nicht dispersiv. Bei Wellen in tiefem Wasser dagegen hängt die Phasengeschwindigkeit von der Frequenz ab, diese Wellen sind dispersiv.

Dispersion ist relevant, wenn eine Welle durch die Überlagerung mehrere Wellenzüge unterschiedlicher Frequenz entsteht. Bei Wellen im flachen Wasser können wir diese Wellenzüge einfach überlagern und alle Wellenzüge ebenso wie ihre Einhüllende würden sich mit gleicher Geschwindigkeit ausbreiten. Bei Wellen in tiefem Wasser dagegen breiten sich die Wellen unterschiedlicher Frequenz mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus und die einzelnen Wellen ebenso wie die Einhüllende breiten sich alle mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus. Die Energie der Welle breitet sich also mit einer anderen Geschwindigkeit aus als mit der Phasengeschwindigkeit der einzelnen Wellenzüge.

Betrachten wir dazu zwei sinusoidale Wellen mit gleicher Amplitude a aber leicht unterschiedlichen Wellenlängen. An der freien Oberfläche erhalten wir durch Überlagerung der beiden Wellen für die Auslenkung

$$\eta = a s \in (kx - \omega t) + a \sin(k'x - \omega't) . \quad (8.31)$$

Unter Verwendung der Additoinstheoreme kann dies umgeschrieben werden zu

$$\eta = 2a \cos \left[(k - k') \frac{x}{2} - (\omega - \omega') \frac{t}{2} \right] \sin \left[(k + k') \frac{x}{2} - (\omega + \omega') \frac{t}{2} \right] . \quad (8.32)$$

Für einen geringen Unterschied der Wellenlängen, d.h. für kleines $k - k'$, verändert sich der Kosinus-Term nur langsam. Damit ergibt sich auf der freien Oberfläche eine Serie von Sinus-Wellen, deren Amplitude langsam zwischen 0 und $2a$ variiert. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Maxima oder Minima ist $2\pi/(k - k')$ und die Zeit zwischen der Passage von zwei benachbarten Wellenberg- oder -tälern beträgt $2\pi/(\omega - \omega')$. Die Phasengeschwindigkeit der auf diese Weise neu definierten Welle auf der freien Oberfläche ist die Gruppengeschwindigkeit der überlagerten Wellen:

$$v = \frac{\omega - \omega'}{k - k'} . \quad (8.33)$$

Für sehr kleine Differenzen erhalten wir im Grenzübergang

$$v = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dkc}{d\omega} . \quad (8.34)$$

Für gravitative Oberflächenwellen erhalten als Gruppengeschwindigkeiten wir für die Grenzfälle der Welle im tiefen Wasser

$$v_{\text{tief}} = \frac{1}{2} \sqrt{gk} = \frac{1}{2} c_{\text{tief}} , \quad (8.35)$$

und für die Welle im flachen Wasser

$$v_{\text{flach}} = \sqrt{gh} = c_{\text{flach}} . \quad (8.36)$$

Für Wellen im tiefen Wasser beträgt die Gruppengeschwindigkeit nur die Hälfte der Phasengeschwindigkeit, für die nicht-dispersiven Wellen im flachen Wasser dagegen sind Gruppen- und Phasengeschwindigkeit gleich.

Die Wellenhöhe ist durch die von der Welle transportierte Energie ϵ bestimmt zu

$$\begin{aligned} \overline{H} &= 1.77 \cdot \sqrt{\epsilon} \\ H_s &= 2.83 \cdot \sqrt{\epsilon} \\ H_{10} &= 3.60 \cdot \sqrt{\epsilon} \end{aligned} \quad (8.37)$$

mit \overline{H} als der mittleren Wellenhöhe, H_s als der signifikanten Wellenhöhe (s.u.) und H_{10} als der mittleren Wellenhöhe des obersten Zehntels der Wellen.

Von der Tatsache, dass Wellenfelder aus Wellen unterschiedlicher Frequenz bestehen, können Sie sich leicht überzeugen, wenn Sie von einem Schiff aus versuchen, einzelne Wellenzüge zu verfolgen. Diese scheinen nach einer relativ kurzen Zeit zu verschwinden während neue Wellenzüge auftauchen – dieses Phänomen beruht darauf, dass Sie keine individuellen Wellen beobachten sondern bereits die Überlagerung verschiedener Wellenzüge. Da die Gruppengeschwindigkeit kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit, bilden sich die neuen Wellenzüge hinter den verschwindenden aus.

Wenn diese Wellen in flacheres Wasser gelangen, also auf den Strand zu laufen, sind Phasen und Gruppengeschwindigkeit gleich und das Phänomen der verschwindenden Wellenzüge tritt nicht mehr auf – daher kann ein Surfer auch lange Zeit auf einer Welle reiten ohne befürchten zu müssen, dass diese verschwindet und sich dahinter eine neue Welle aufbaut.

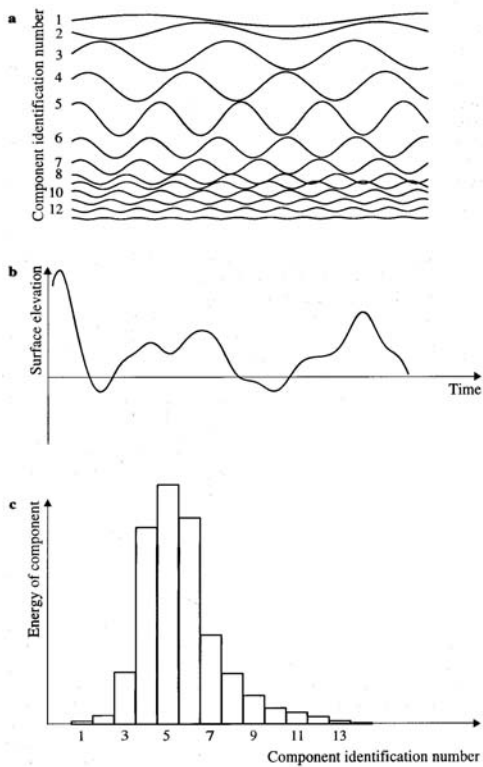


Abbildung 8.5. Oberflächenwelle als Überlagerung sinusoidaler Wellen: (a) Elementarwellen, (b) durch Überlagerung entstandenes Wellenprofil, (c) relative Energie in den einzelnen Wellenkomponenten Massel (1999)

8.1.6 Fetch

Abbildung 8.5 illustriert diese Überlagerung von Wellen. Im oberen Teil der Abbildung sind sinusoidale Wellen unterschiedlicher Frequenz, Amplitude und Phase gezeigt. Die Überlagerung dieser Wellen ist im mittleren Teil dargestellt. Die irreguläre Form des Wellenzuges wird deutlich; sie zeigt die typische Variation, die sich auch in den Beobachtungen findet. Das untere Teilbild zeigt, wie sich die im Wellenfeld enthaltene Energie auf die einzelnen Elementarwellen verteilt.

Die Größe und Form windgetriebener Wellen ist durch die folgenden Größen bestimmt:

- die Windgeschwindigkeit v_w ,
- die Strichlänge oder (Wind)Wirkungslänge, und
- die Zeit, über die der Wind auf die Wasserfläche einwirkt.

In einem Gewässer mit geringer Wassertiefe ist die Wellengröße ferner durch die Wassertiefe bestimmt. Um sich den Beitrag dieser Parameter zur räumlichen und zeitlichen Entwicklung der Welle zu veranschaulichen betrachten wir zwei Punkte A und B auf der Wasseroberfläche. Diese befinden sich in einem Abstand x_A bzw. x_B vom Ufer. Der Wind bläst mit konstanter Geschwindigkeit v_w senkrecht vom Ufer weg. Im Punkt A wachsen die Wellen bis zu einer Zeit t_A an, die durch die gegebene Windwirkungslänge $F_A = x_A$ bestimmt ist. Ist die Zeit t_A überschritten, so ist die Sättigung erreicht und es wird keine weitere Energie an die Welle übertragen. Im Punkt B , der weiter vom Ufer entfernt ist und damit eine größere Windwirkungslänge hat, wird zu dieser Zeit weiterhin Energie an die Welle übertragen. Diese wächst daher in B bis zu einer Zeit $t_B > t_A$, zu der auch dort die Sättigung erreicht wird.

Für Zeiten $t > t_A$ bleibt die Wellenhöhe in A konstant. Sie ist dann nur bestimmt durch den Fetch F_A und die Windgeschwindigkeit v_w bzw. genauer durch eine dimensionslose Größe gF_A/v_w^2 .² Für Zeiten

²Dieser Zusammenhang lässt sich nicht mehr formal zeigen sondern ist empirisch aus Beobachtungen hergeleitet, im wesentlichen aus Beobachtungen in der Nordsee 1968 und 1969 (Hasselmann et al., 1973). Die Frequenz des Peaks im Leistungsdichtespektrum ist z.B. gegeben als

$$\omega_p = 7\pi \frac{g}{v_w} \left(\frac{gF}{v_w^2} \right)^{-0.33},$$

$t < t_A$ ist die Wellenhöhe in A dagegen bestimmt durch die Einwirkzeit t und die Windgeschwindigkeit, genauer durch die dimensionslose Größe gt/v_w . Der Fall $t > t_A$ wird als die *Fetch-beschränkte Phase* des Wellenwachstums bezeichnet, der Fall $t < t_A$ als die *Zeit-beschränkte Phase* des Wellenwachstums.

Bisher sind wir von der zeitlichen Entwicklung ausgegangen. Entsprechend können wir auch die räumliche Entwicklung des Wellenfeldes betrachten. Dazu betrachten wir zwei Zeitkonstanten t_A und t_B . Der Wind bläst weiterhin mit konstanter Geschwindigkeit v_w vom Ufer weg. Zur Zeit t_A hat die Sättigungsphase den Punkt A im Abstand x_A vom Ufer erreicht. Innerhalb dieses Abstands entwickelt sich das Wellenfeld nicht mehr weiter. Zur Zeit t_B ist die Sättigung auch bis zum Punkt B im Abstand x_B voran geschritten. Zur Zeit t_A können wir daher auch sagen, dass sich das Wellenfeld im Bereich $x < x_A$ in der Fetch-beschränkten Phase des Wellenwachstums befindet, im Bereich $x > x_A$ dagegen in der Zeit-beschränkten Phase.

Die Sättigung bedeutet physikalisch, dass die vom Wind an das Wellenfeld zugeführte Energie und die im Wellenfeld dissipierte Energie sich genau die Waage halten. Diese Situation wird als *voll-entwickelte See* bezeichnet. Größe und Charakteristika der See ändern sich dann nicht mehr mit der Zeit; die voll-entwickelte See ist erreicht, wenn die Phasengeschwindigkeit ungefähr 75% der Windgeschwindigkeit beträgt. Allerdings wird die voll-entwickelte See in der Realität nur selten erreicht, da der Wind selten über hinreichend lange Zeit mit konstanter Windgeschwindigkeit weht: um bei einer Windgeschwindigkeit von 50 m/s eine voll entwickelte See zu erreichen, müsste der Wind über eine Strecke von mehr als 2500 km über eine Dauer von 3 Tagen wehen. Die Eigenschaften der voll-entwickelten See werden auch in der *Beaufort-Skala* der Windgeschwindigkeiten angegeben, vgl. Tabell 8.2.

Selbst wenn die See an einem völlig windstillen Tag sehr ruhig erscheint, ist die Oberfläche nicht unbewegt. Meistens können Wellen mit sehr langen Wellenlängen und kleinen Amplituden, häufig nur einige Zentimeter, beobachtet werden. Diese Wellen werden als Schwell bezeichnet. Es sind Wellen, die an anderen Orten erzeugt wurden und sich von ihrem Ursprung ausgebreitet haben – man beobachtet also die Überbleibsel eines Wellenfeldes, dessen Wind man nicht sieht, da das Wellenfeld an anderer Stelle erzeugt wurde. Wellen im Schwell sind erstaunlich konservativ – sie können sich ohne nennenswerte Abschwächung über große Entfernungen ausbreiten. Es wurden Wellen beobachtet, die östlich von Australien erzeugt wurden und sich durch den gesamten Pazifik bis Kalifornien ausgebreitet haben. Schwell hat kaum Einfluß auf die Größe und Entwicklung lokal erzeugter Wellen. Schwell-Wellen scheinen die Wind-erzeugten Wellen ohne Wechselwirkung zu durchdringen (Massel, 1996).

8.1.7 Wellenspektrum und voll entwickelter Seegang

Reale Wellen haben selten eine sinusoidale Form. Stattdessen beobachtet man Welle, die relativ scharfe Peaks oder nur schwach gewölbte Rücken haben, die steile Flanken haben können, die sich brechen und die Wellen sich in unterschiedliche Richtungen ausbreiten. Dennoch kann die Kombination sinusoidaler Welle verschiedener Frequenz, Amplitude und Phase viele der beobachteten Eigenschaften des Seegangs beschreiben.³ Dabei bleiben die einzelnen Wellen erhalten: sie überlagern sich, wechselwirken jedoch nicht mit einander. Daher bewegt sich jeder dieser Wellenzüge mit seiner eigenen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit.

das Spektrum ist gegeben durch

$$S(\omega) = \alpha \frac{g^2}{\omega^5} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^{-4} \right] 3.3^\delta$$

mit

$$\delta = \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\sigma_o^2 \omega_p^2} \right] \quad \text{mit} \quad \sigma_o = \begin{cases} 0.07 & \text{für } \omega < \omega_p \\ 0.09 & \text{für } \omega > \omega_p \end{cases}$$

und

$$\alpha = 0.076 \left(\frac{gF}{v_w} \right)^{-0.22} .$$

³Dieses Phänomen kennen wir anschaulich aus der Akustik: die von verschiedenen Instrumenten erzeugten komplexen Schallwellen können durch Fourier-Analyse in eine Grundschwingung und überlagerte Oberschwingungen zerlegt werden. Dieser Zusammenhang wird auch im Synthesizer ausgenutzt: die Überlagerung verschiedener Sinus-Schwingungen erzeugt eine Schwingung, die der eines realen Instruments nahe kommt. Im Gegensatz zum frühen Synthi-Pop ist es heute für ein untrainiertes Ohr nicht mehr erkennbar, ob Töne von einem realen Instrument oder einem Synthi stammen.

B	Name	v [kn]	v [m/s]	See	H [m]
0	Stille	< 1	< 0.2	Spiegelglatte See	0
1	Leiser Zug	1-3	0.3-1.5	kleine, schuppenförmig aussehende Kräuselwellen ohne Schaumkämme	0.1-0.2
2	leichte Brise	4-6	1.6-3.3	kleine Wellen, kurz, aber ausgeprägter. Kämme sehen glasig aus und brechen sich nicht.	0.3-0.5
3	schwache Brise	7-10	3.4-5.4	Kämme beginnen zu brechen; Schaum glasig, ganz vereinzelt kleine weiße Schaumköpfe.	0.6-1.0
4	mäßige Brise	11-16	5.5-7.9	Wellen noch klein, werden länger. Weiße Schaumköpfe schon ziemlich verbreitet.	1.5
5	frische Brise	17-21	8.0-10.7	Mäßige Wellen ausgeprägter langer Form. Überall weiße Schaumkämme. Vereinzelt Gischt.	2.0
6	starker Wind	22-27	10.8-13.8	Bildung großer Wellen beginnt. Kämme brechen, hinterlassen größere weiße Schaumflächen; etwas Gischt.	3.5
7	steifer Wind	28-33	13.9-17.1	See türmt sich; beim Brechen entstehender Schaum beginnt sich in Streifen in Wellenrichtung zu legen.	5.0
8	stürmischer Wind	34-40	17.2-20.7	mäßig hohe Wellenberge, Kämme von beträchtlicher Länge, von deren Kanten beginnt Gischt abzuwehen. Schaum legt sich in gut ausgeprägten Streifen in Windrichtung.	7.5
9	Sturm	41-47	20.8-24.4	hohe Wellenberge; dichte Schaumstreifen in Windrichtung; Rollen der See beginnt. Gischt kann Sicht beeinträchtigen.	9.5
10	schwerer Sturm	48-55	24.5-28.5	sehr hohe Wellenberge, lange überbrechende Kämme, See weiß. Rollen der See schwer und Stoßartig. Sicht durch Gischt beeinträchtigt.	12
11	orkanartiger Sturm	56-64	28.5-32.7	außergewöhnlich hohe Wellen; Kanten der Wellenkämme zu Gischt zerblasen. Sicht herabgesetzt.	15
12	Orkan	> 64	> 32.7	Luft mit Schaum und Gischt angefüllt. See vollständig weiß. Sicht stark reduziert.	> 15

Tabelle 8.2: Beaufort-Skala

8.1.8 Wesentliche Parameter zur Beschreibung wind-erzeugter Wellen

Da sich der Seegang nicht durch eine einzelne sinusoidale Welle beschreiben lässt sondern durch die Überlagerung einer Vielzahl von Wellen entsteht, ist seine Beschreibung nicht ganz so einfach wie bei der Herleitung der Oberflächenwelle impliziert. Was wir beobachten ist stattdessen die Überlagerung vieler Wellen. Daher müssen wir für einige einfache Parameter einer Welle Ersatzgrößen finden, die die Charakterisierung des Wellenfeldes erlauben.

Bei einer sinusoidalen Welle ist die Schwingungsdauer T als der Abstand zwischen zwei benachbarten Wellenbergen definiert. Bei der Überlagerung vieler Wellen erhalten wir jedoch ein eher zufälliges Muster, vgl. Abb. 8.6. Konventionell wird dabei die Schwingungsdauer definiert als der zeitliche Abstand zwischen zwei auf einander folgenden aufwärts gerichteten Bewegungen der Seeoberfläche durch das mittlere Meeresniveau hindurch. Diese Zeiten sind in Abb. 8.6 durch Punkte markiert. Die dazu gehörenden Schwingungsdauern T_i sind markiert, ebenso die Wellenhöhen H_i im jeweiligen Zeitintervall. Beachten Sie, dass die Wellenhöhe stark davon abhängt, ob man das Wellental vor oder hinter dem Wellenberg als Bezug nimmt. In Abb. 8.6 ist die Wellenhöhe als 'zero-up'-Wellenhöhe definiert (entsprechend der

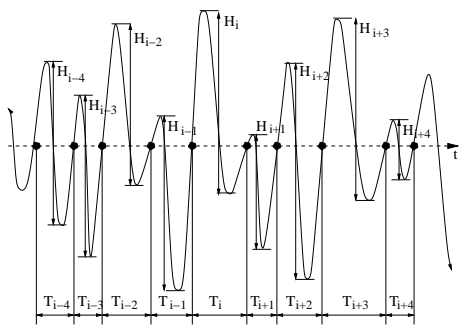


Abbildung 8.6. Typisches Beispiel für die Variation der Ozeanoberfläche mit der Zeit an einem festen Ort

Definition der Schwingungsdauer), d.h. in diesem Fall folgt das Wellental dem Wellenberg. Die Definition ist willkürlich, Massel (1996) gibt weitere Definitionen.

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung des Wellenfeldes ist die *mittlere Wellenhöhe* \bar{H} , die als das arithmetische Mittel der Wellenhöhen definiert ist:

$$\bar{H} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_i . \tag{8.38}$$

Die mittlere Wellenhöhe wird normalerweise aus einem 20 min Datensatz konstruiert, d.h. es werden gewöhnlich mehr als $N = 100$ Wellen ausgewertet. Für den Ozeanographen und den Ingenieur ist häufig die *signifikante Wellenhöhe* H_s (Sverdrup und Munk, 1947) von größerer Bedeutung. Diese ist definiert als der Mittelwert des oberen drittels der Wellenhöhen. Dieser Wert liegt dicht an der vom menschlichen Beobachter abgeschätzten mittleren Wellenhöhe.⁴ Im tiefen Wasser besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen der mittleren Wellenhöhe und der signifikanten:

$$H_s = 1.6 \cdot \bar{H} . \tag{8.39}$$

Außerdem ist es sinnvoll, auch die maximale Wellenhöhe H_{\max} bei der Beschreibung des Wellenfeldes zu berücksichtigen, da diese Höhe z.B. bei der Auslegung von Bohrseln, Piers, Molen, Buhnen und anderen Küstenbauwerken als Maßstab berücksichtigt werden muss.

Analog zur mittleren Wellenhöhe lässt sich eine *mittlere Wellenperiode* einführen:

$$\bar{T} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i . \tag{8.40}$$

In Abb. 8.6 fällt auf, dass Wellen gewisser Schwingungsdauern größere Wellenhöhen aufweisen können als andere. Daher wird das Wellenfeld auch durch ein Frequenzspektrum $S(\omega)$ charakterisiert, in dem jedem Frequenzbereich die mit den Wellen in diesem Bereich verbundene Energie zugeordnet wird. Die Fläche unter diesem Spektrum ist dann ein Maß für die Energiedichte (wieder als Energie pro Fläche) des Wellenfeldes:

$$\varepsilon = \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega . \tag{8.41}$$

Die an die Welle übertragene Energie hängt von zwei Faktoren ab: (a) der Geschwindigkeit des Windes, die die in der Atmosphäre zum Übertrag an die Welle zur Verfügung stehende Energie bestimmt, und (b) der Windwirklänge oder Streichlänge (Fetch), die ein Maß für die Strecke gibt, entlang der Energie übertragen wurde.⁵ Mit zunehmender Windgeschwindigkeit verschiebt sich die Peakfrequenz des Energiedichtespektrums zu geringeren Frequenzen und die gesamte Energiedichte des Wellenfeldes, also das Integral über $S(\omega)$ wird größer, vgl. Abb. 8.7.

⁴Daher ist dieser Wert für Anwendungen gut geeignet – Beobachter auf Schiffen bewerten die großen Wellen und ‘übersehen’ die kleinen. Außerdem ermöglicht er eine Anpassung alter ‘optischer’ Abschätzungen an moderne Aufzeichnungen

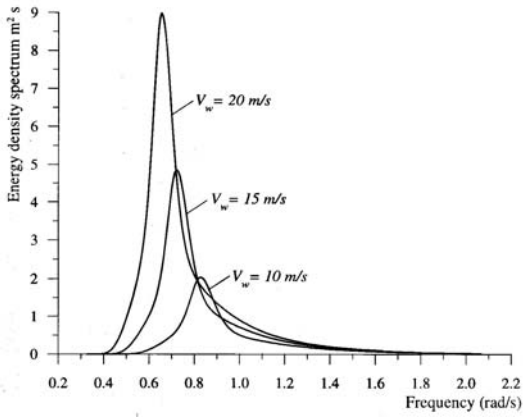


Abbildung 8.7. Tyisches Frequenzspektrum von Oberflächenwellen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit (Massel, 1999)

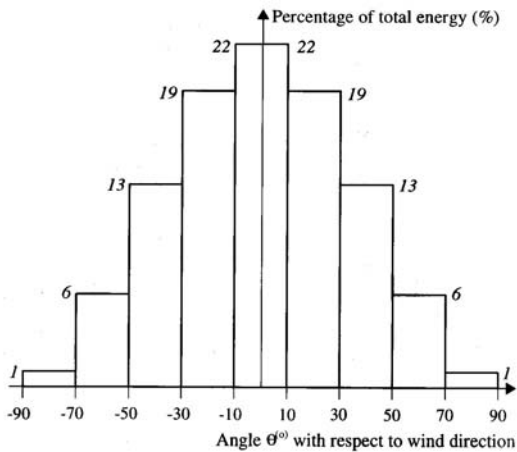


Abbildung 8.8. Verteilung der Wellenenergie in Abhängigkeit vom Winkel gegenüber dem Wind in Intervallen von 20° um die Windrichtung $\theta = 0^\circ$ (Massel, 1999)

Beobachtet man Wellen in der freien See (oder zumindest in einigem Abstand von der Küste), so fällt ihre Multidirektionalität auf: die Wellen breiten sich in verschiedene Richtungen aus, es entsteht der Eindruck einer chaotischen See. Betrachten wir dazu eine lange Küstenlinie mit einem senkrecht zur Küste auf das Wasser gerichteten Wind. Die Bewegung von Wasser und Wellen ist dann bestimmt durch (a) die Kontinuitätsgleichung des Wassers, (b) die primäre Wechselwirkung zwischen Wind und Wellen, und (c) die Wechselwirkung von Wellen unter einander. Als Ergebnis breiten sich die Wellen nicht nur in die Richtung aus, in die der Wind weht, sondern in den vollen Halbkreis von $\pm 90^\circ$ um diese Windrichtung. Allerdings ist die von den Wellen transportierte Energie in diesem Halbraum nicht gleichmäßig verteilt: der Großteil der Wellenenergie wird senkrecht zur Küste, d.h. in Richtung des Windes transportiert. Dagegen ist der küstenparallele Transport nahezu vernachlässigbar, vgl. Abb. 8.8. Massel (1996) gibt eine einfache Abschätzung für die Richtungsverteilung $D(\theta)$ der Wellenenergie:

$$D(\theta) = \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta . \tag{8.42}$$

Diese Abschätzung ist vielleicht keine optimale Anpassung, sie ist aber zumindest formal sinnvoll insofern,

von Wellenhöhen.

⁵Die Argumentation ist nicht ganz sauber; eigentlich würden wir für den Gesamtenergieübertrag die Leistung multipliziert mit der Zeit benötigen: $W = P \cdot t$. Die Leistung bzw. Leistungsdichte im Windfeld geht mit v^3 : ein v^2 kommt aus der kinetischen Energie eines Luftmoleküls, das dritte v kommt aus der Zahl n der Luftmoleküle, die pro Zeit mit der Wasseroberfläche wechselwirken können: $n = \rho V / \Delta t = \rho A v$, vgl. Abschn. 4.5. Damit erhalten wir für die Leistung $P \sim n v^3$. Die Zeit, die der Wind auf die Wasseroberfläche einwirkt und damit Energie überträgt, ist durch die Windwirklänge F und die Windgeschwindigkeit v bestimmt: $t = F/v$. Dann ist die übertragene Energie $W = P \cdot t \sim v^3 \cdot F/v = v^2 \cdot F$, d.h. der Energieübertrag ergibt sich aus der kinetischen Energie multipliziert mit der Streichlänge.

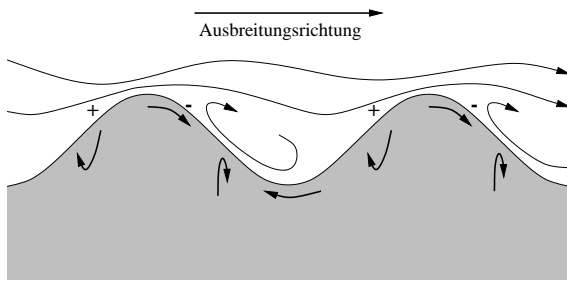


Abbildung 8.9. Jeffreys Sheltering
 Luftströmung oberhalb einer Welle und Bewegung der Welle (Jeffreys sheltering) als Modell zur Erzeugung einer Welle

als dass das Integral über die Verteilung 1 ist:

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta \, d\theta = 1 . \tag{8.43}$$

8.1.9 Entstehung einer Welle

Die treibende Kraft für Wellenbildung ist der über die Wasserfläche wehende Wind und der Impuls- aus- tausch zwischen Wasser und Wind, d.h. die Reibung in der Grenzfläche zwischen beiden. Betrachten wir dazu einen anfangs spiegelglatten Ozean. Jetzt setzt Wind ein, der sich bis auf Sturmstärke steigert und mit dieser Stärke über einen längeren Zeitraum anhält. Bevor die Windstärke nicht ungefähr 1 m/s überschreitet, bilden sich keine merklichen Wellen auf dem Wasser; erst danach bilden sich schmale, steile Wellen (Rippel). Erst wenn der Wind Sturmstärke erreicht, wachsen diese Wellen in Höhe und Wellenlänge bis sie eine Geschwindigkeit erreichen, die ungefähr einem Drittel der Windgeschwindigkeit entspricht. Danach hält das Wellenwachstum in Größe, Wellenlänge und Geschwindigkeit zwar noch an, aber mit immer kleiner werdender Wachstumsrate.

Auf den ersten Blick würde man erwarten, dass die Geschwindigkeit der Welle bis zur Geschwindigkeit des Windes anwachsen kann. In der Realität ist Wellenwachstum jedoch früher beendet. Das liegt daran, dass ein Teil der vom Wind auf den Ozean übertragenen Energie nicht in Wellen sondern in Oberflächen- strömungen umgewandelt wird, ein anderer Teil als Reibungswärme verloren geht, und ferner zu große Wellen einen Teil ihrer Energie dadurch verlieren, dass sie sich brechen, da ihre Spitze vom Wind schneller vorangetrieben wird als sie selbst. Dabei wird Wasser in Form von Gischt vorwärtsgetrieben, wobei ein Teil der Wellenenergie in die vorwärtsgerichtete Energie der Gischt umgewandelt wird, die ihrerseits wieder zur Oberflächenströmung beiträgt. Wellenwachstum ist daher begrenzt

Dies wurde 1925 von Jeffreys in einem einfachen Modell beschrieben, vgl. Abbildung 8.9: an der Meeres- oberfläche wird der Großteil der vom Wind auf den Ozean übertragenen Energie in Wellen umgewandelt. Dabei entstehen Wellenberge und Wellentäler, die ihrerseits die Luftströmung beeinflussen und damit Druckunterschiede erzeugen. Auf der Rückseite der Welle (dem Wind zugewandte Seite) bildet sich ein höherer Druck aus als auf der Frontseite, da diese durch die Welle selbst vor dem Wind geschützt ist. Dadurch bilden sich Luftwirbel, die jedoch nicht in der Lage sind, den Druckunterschied vollständig auszugleichen. Bereiche mit höherem und niedrigerem Druck, durch + und - gekennzeichnet, sind wei- terhin vorhanden. Diese Druckdifferenz treibt die Welle vorwärts. Nimmt die Wellengeschwindigkeit zu, so verringert sich die Druckdifferenz, d.h. die vorwärts treibende Kraft wird geringer und die Welle wird durch Reibung gebremst. Damit erhöht sich aber die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Welle und Wind, also auch die Druckdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite der Welle, so dass sich wieder eine beschleunigende Kraft auf die Welle ergibt. Diese Beschreibungsweise hat zwei Voraussetzungen: (a) die Windgeschwindigkeit übersteigt die Geschwindigkeit der Welle und (b) die Wellen muss steil genug sein (Verhältnis zwischen Höhe H und Wellenlänge λ), um den abschirmenden Effekt im Wellentrog und damit die Ausbildung des Wirbels zu erklären. Empirisch zeigt sich, dass der abschirmende Effekt dann maxi- mal ist, wenn die Wellengeschwindigkeit ungefähr ein Drittel der Windgeschwindigkeit beträgt. Im freien Ozean sind die Wellen auch hinreichend steil mit einem Verhältnis H/λ zwischen 0.03 und 0.06. Mit zu- nehmender Windgeschwindigkeit tendieren diese Wellen dazu, steiler zu werden, so dass der abschirmende Effekt erhalten bleibt.

8.1.10 Seiches

Seiches sind stehende Wellen, die sich in (mehr oder weniger) abgeschlossenen Wasserkörpern wie Seen, Buchten, Häfen oder der Ostsee ausbilden können – oder natürlich in der Badewanne. Als stehende Wellen kann man sich Seiches als die Überlagerung zweier in entgegen gesetzter Richtung laufender Wellen vorstellen. Seiches sind langwellige Phänomene, in vielen Wasserkörpern bildet sich ein Schwingungsknoten in der Mitte des Wasserkörpers aus während sich das Wasser an den Rändern im Schwingungsbauch auf und ab bewegt. In diesem Fall beträgt die Wellenlänge das Doppelte der Wasserkörpergröße.

In der Badewanne lässt sich eine Seiche durch die hin- und her-Bewegung der Hand in einem geometrisch einfachen Wasservolumen erzeugen. In der Natur sind sowohl die Anregungsmechanismen als auch die Geometrien komplizierter. Entsprechend bilden sich Seiches in unterschiedlichster Form aus. Als Anregungsmechanismen werden diskutiert

- die Passage von atmosphärischen Druckgebilden (also Tief- oder Hochdruckgebiete),
- der Einfluss von Sturmboen auf die Wasseroberfläche,
- die Freisetzung von Wasser an einem lee-seitigen Ufer, das sich dort durch starken Sturm angesammelt hat,
- seismische Oszillationen der Erde in Folge von Erdbeben.

Die entscheidenden Anregungsmechanismen sind demnach meteorologische. Nach seiner Anregung durch die meteorologische Störung strömt das Wasser im Becken vor und zurück bis seine Oszillation durch Reibung gedämpft wird. Der Hauptkörper des Wassers oszilliert dabei mit einer dem Becken angepassten Periode. Diese Oszillation kann longitudinal und lateral mit unterschiedlichen Frequenzen erfolgen. Wasser in einer Bucht oder einem Hafen kann dabei mit seiner eigenen charakteristischen Frequenz schwingen.

Die sich ergebenden Wellen können unimodal (ein Knoten zwischen zwei Schwingungsbäuchen) oder multimodal sein. Für ein rechteckiges Wasserbecken mit konstanter Tiefe h und Länge l ist die Schwingungsdauer der Seiches durch die Merian-Formel gegeben:

$$T_n = \frac{2l}{n\sqrt{gh}} \quad (8.44)$$

mit n als der Zahl der Noden innerhalb des Beckens. Für eine unimodale Welle erhalten wir dann

$$T_1 = \frac{2l}{\sqrt{gh}} . \quad (8.45)$$

Die zugehörige Wellenlänge ist dann

$$\lambda_1 = \sqrt{gh} T_1 = 2l . \quad (8.46)$$

Entsprechend ergibt sich für eine bimodale Seiche

$$T_2 = \frac{l}{\sqrt{gh}} \quad \text{und} \quad \lambda_2 = l . \quad (8.47)$$

Auch wenn die Merian-Formle nur für rechteckige Becken gilt, liefert sie für natürliche Wasserkörper häufig brauchbare Annäherungen. So ergibt sich aus der Merian-Formel für die Schwingungsdauer des Baikal-Sees ein Wert von 292 min, während die Beobachtungen einen Wert von 278.2 min liefern, d.h. eine Abweichung von weniger als 10%.

Seiches in Wasserkörpern, die auf einer Seite gegen einen größeren Wasserkörper offen sind (Buchten, teilweise Häfen), können ebenfalls durch die Merian-Formel beschrieben werden, wobei sich jetzt jedoch am Übergang zum großen Wasserkörper ein Schwingungsknoten ausbilden muss, d.h. die obige Formle ist nur für $n = i + \frac{1}{2}$ verwendbar.

8.2 Kapillarwellen

Kapillarwellen sind die kleinsten Wellen, ganz am Anfang der Entstehungsgeschichte einer Welle. Die antreibende Kraft ist wider der Wind, die Wellenlängen und -höhen sind jedoch sehr gering. Ein typisches

Beispiel für Kapillarwellen sind die klinen Wellen, die sich bilden, wenn Wind über eine Pfütze oder einen See streicht. Kapillarwellen unterscheiden sich von den bisher diskutierten Oberflächenwellen also nicht durch den Antriebsmechanismus sondern durch die rücktreibende Kraft: während in den gravitativen Oberflächenwellen die Gravitationskraft die rücktreibende Kraft ist, ist in den Kapillarwellen dagegen die Oberflächenspannung. Diese ist jedoch nur für geometrisch hinreichend kleine Abmessungen (ein Luft-Wasser-interface in der Größenordnung von Zentimetern) merkbar, bei größeren räumlichen Dimensionen überwiegt die Gravitation die Oberflächenspannung bei weitem.

Für Wellenlängen kleiner als 5 cm muss Glg. 8.25 erweitert werden zu

$$c_{\text{tief}}^2 = \frac{g}{k} + \frac{k\zeta}{\rho} \quad (8.48)$$

mit ζ als der Oberflächenspannung. Diese Gleichung beschreibt beides, Kapillarwellen ebenso wie gravitative Oberflächenwellen. Man erkennt, dass Kapillarwellen sich von den gravitativen Wellen unterscheiden. So breiten sich Kapillarwellen mit um so größerer Geschwindigkeit aus, je kürzer ihre Wellenlänge ist – bei den gravitativen Wellen nimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit dagegen mit der Wellenlänge zu. Beide Formen der Oberflächenwelle sind dissipativ, allerdings ist bei den Kapillarwellen die Gruppengeschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit – bei den gravitativen Wellen ist es genau umgekehrt. Daher erscheint es so, als würden sich an der Front der fortschreitenden Kapillarwelle fortwährend neue Wellen bilden während die an der Rückfront verschwinden. Die minimale Wellengeschwindigkeit aus Glg. 8.48 ergibt sich für eine Geschwindigkeit von 0.22 m/s und eine Wellenlänge von 1.7 cm. mit zunehmender Wellenlänge nimmt dann auch die Phasengeschwindigkeit zu und die Welle hat immer mehr den Charakter einer gravitativen Oberflächenwelle. Ab einer Wellenlänge von 5–10 cm kann der Term mit der Oberflächenspannung vernachlässigt werden und die Welle wird durch eine gravitative Welle hinreichend gut beschrieben. Die Wellen im Bereich zwischen dem Minimum bei 1.7 cm und den 5–10 cm werden als Kapillar-Gravitationswellen bezeichnet.

Während sich Kapillarwellen auf einer Pfütze leicht beobachten lassen, scheinen sie im Ozean abwesend. Dies ist jedoch eine Täuschung; auch den größeren und offensichtlicheren gravitativen Wellen sind Kapillarwellen überlagert, die der Wasseroberfläche ihre typische Textur geben – der Ozean zeigt nie eine spiegelglatte, mit den Gravitationswellen auf und ab wogende Oberfläche sondern eine eher runzlige Textur, die sich durch die überlagerten Kapillarwellen und Kapillar-Gravitationswellen ergibt.

Sehr glatte Bereiche im wogenden Ozean, in denen die Kapillarwellen fehlen, entstehen manchmal durch Windschutz auf der dem Wind abgewandten Seite der Welle. Häufiger sind sie jedoch ein Hinweis auf Verschmutzungen durch Öl oder andere Substanzen, die die Oberflächenspannung herab setzen und so für eine schnellere Dissipation der Wellenenergie sorgen.

8.3 Tsunamis

Tsunamis werden durch Seebeben ausgelöst. Wie in Abschn. 2.1.3 diskutiert, kann ein Seebeben durch Anheben der lokalen Meeresoberfläche einen horizontalen Druckgradienten auslösen und damit einen Wellenberg oder einen kurzen Wellenzug über die Ozeanoberfläche senden. Da sich diese Prozesse im tiefen Wasser abspielen, ist Reibung am Boden zu vernachlässigen. Die innere Reibung ist ebenfalls vernachlässigbar, so dass wir die Welle als Oberflächenwelle beschreiben können.

Unter diesen idealen Voraussetzungen breitet sich der Wellenberg bzw. Wellenzug ungestört und unter Wahrung seiner Form über Tausende von Kilometern über die Wasseroberfläche aus. Selbst Wellen mit großer Wellenhöhe werden dabei aufgrund der langen Wellenlängen kaum wahr genommen und können unbemerkt unter einem Schiff hinweg gleiten.

Die Formstabilität dieser Wellen ist eine bemerkenswerte Eigenschaft, da bei einer Ausbreitung über Tausende von Kilometern die Vernachlässigung der inneren Reibung problematischer ist als bei einer eher lokalen Welle. Diese 'Konstanz' ist das Merkmal eines speziellen Wellentyps, der als Soliton bezeichnet wird.

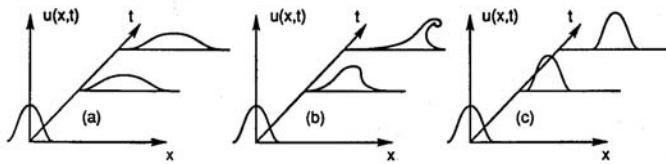


Abbildung 8.10. a) Wasserwellen laufen in flachem Wasser aufgrund der Dispersion auseinander. (b) Nicht-lineare Effekte erzeugen ein Aufsteilen der führenden Flanke der Welle. (c) Wenn sich Dispersion und nicht-lineare Effekte genau die Waage halten, entsteht ein Soliton (Nettel, 1992)

8.3.1 Solitonen

Solitonen sind langlebige Wellen, die nicht dissipieren und ihre Form beibehalten. In vielen Aspekten verhalten sich Solitonen eher wie Teilchen als wie Wellen.

Die erste schriftlich überlieferte Beschreibung eines Solitons stammt von J.S. Russel (Russell, 1844): *Ich beobachtete die Bewegung eines Schiffes, das von zwei Pferden durch schnell durch einen engen Kanal gezogen wurde. Das Schiff stoppte plötzlich, nicht jedoch die Masse des Wassers, die es in Bewegung gesetzt hatte. Diese sammelte sich am Bug des Schiffes in einem Zustand lebhaftester Bewegung, ließ ihn dann plötzlich hinter sich, rollte vorwärts mit großer Geschwindigkeit, wobei sie die Form einer großen einzelnen Erhebung annahm, eines abgerundeten, glatten und wohldefinierten Wasserbuckels, der seinen Weg fortsetzte durch den Kanal, anscheinend ohne Änderung der Form oder der Geschwindigkeit. Ich folgte ihr zu Pferde und überholte sie, wobei sie immer noch vorwärts rollte mit einer Geschwindigkeit von etwa acht oder neun Meilen pro Stunde und ihre ursprüngliche Gestalt von etwa 30 Fuß Länge und anderthalb Fuß Höhe beibehielt. Die Höhe nahm allmählich ab und nach einer Jagd von ein oder zwei Meilen verlor ich sie in den Windungen des Kanals.*

Während ihrer Ausbreitung verhalten sich Solitonen also eher wie Teilchen als wie gewöhnliche Wellen. Sie entstehen aus einem Zusammenspiel von Dispersion und Nichtlinearität. Betrachten wir dazu das in Abb. 8.10 dargestellte Beispiel zur Entstehung eines Solitons in Wasser. In Teil (a) der Abbildung ist ein zerfließendes Wellenpaket gezeigt, z.B. eine Wasserwelle in tiefem Wasser (d.h. die Wassertiefe muss mindestens gleiche der Wellenlänge sein). Aufgrund der Dispersion bewegen sich die einzelnen Wellenkomponenten mit unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit und der Wellenberg zerfließt. In flachem Wasser, z.B. bei Auflaufen auf den Strand, ist die Situation anders (Teil (b) der Abbildung): die vordere Flanke der Welle wird gebremst während die hinteren Teile noch relativ ungestört weiter laufen. Damit steilt sich die Welle auf. Diese Aufsteilung kann so weit gehen, dass die Welle sich überschlägt. In Teil (c) der Abbildung herrscht ein Gleichgewicht aus beiden Effekten (z.B. in einem Kanal mit einer Tiefe in der Größenordnung der Wellenlänge): das Zerfließen aufgrund der Dispersion wird gerade kompensiert durch das Aufsteilen der Welle aufgrund der nichtlinearen Effekte und es bildet sich ein stabiles Soliton aus, das sich entlang des Kanals unter Beibehaltung seiner Form ausbreitet, vgl. die Beschreibung von Russell.

Mathematisch wird ein Soliton durch eine nichtlineare partielle Differentialgleichung beschrieben, die außer der Dispersionsrelation noch ein nichtlineares Glied enthält. Die erste Beschreibung erfolgte 1895 durch Korteweg und de Vries in der nach ihnen benannten Korteweg–de Vries Gleichung:

$$\frac{\partial v}{\partial t} - 6v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0. \quad (8.49)$$

Der zweite Term der Gleichung beschreibt die konvektiven/advektiven Effekte $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$, die ein Aufsteilende der Welle bewirken, der dritte Term ergibt sich aus der Dispersion. Diese Gleichung erlaubt eine relativ genaue Beschreibung von recht langwelligen Wasserwellen und auch von den von Russell beschriebenen solitären Wellen in flachen Kanälen. Für eine Anwendung der Korteweg–de Vries Gleichung sei auf Nettel (1992) verwiesen. Eine Einführung in die Behandlung der entstehenden nicht-linearen Differentialgleichungen mit Hilfe der Inversen Streumethode zusammen mit Beispielen für Solitonen in vielen Bereichen der Physik geben Meinel et al. (1991).

Die wesentlichen Merkmale von Solitonen lassen sich zusammenfassen als

- Solitonen entstehen aus dem Zusammenspiel von Nichtlinearität und Dispersion.
- Solitonen sind räumlich lokalisiert.

- Solitonen breiten sich mit (im allgemeinen von der Wellenform abhängiger) konstanter Geschwindigkeit aus, und
- Solitonen sind stabil gegenüber Stößen untereinander.

8.3.2 Aufsteilen im Flachwasser

Der zerstörerische Aspekt des Tsuanmis entsteht erst, wenn der Wellenzug in flaches Wasser gelangt. Hier gelten die gleichen Kriterien für das Aufsteilen wie bei einer normalen Welle, die auf den Strand läuft.

Typische Parameter eines Tsuanmis sind Wellenlängen im Bereich von Hunderten von Kilometern bei Wellenhöhen im Bereich von 1 m.⁶ Tsuanmis entstehen im freien Ozean, so dass sich auf Grund der großen Wassertiefe wegen $c = \sqrt{gh}$ sehr hohe Ausbreitungsgeschwindigkeiten ergeben, die 700 km/h oder 20 m/s überschreiten können. Beim Auflaufen in flacheres Wasser bleibt der Energiefluss in der Welle konstant, allerdings verringert sich die Geschwindigkeit deutlich. Daher stellt sich die Welle auf, Wellenhöhe von über 30 m im Küstenbereich wurden beobachtet. Entsprechend kann sich ein Tsunami bei einem flachen Landprofil über etliche Kilometer in das Hinterland ausbreiten.

Der Hauptentstehungsort von Tsuanmis ist der Pazifik, da sich dort die notwendige Kombination von Erdbeben (als Wellenauslöser) und hinreichend tiefem Wasser (zur Erreichung der hohen Wellengeschwindigkeiten) ergibt.

Aufgrund der großen Gefährdung küstennaher Bereiche hat sich im Pazifik ein Warnsystem für Tsuanmis etabliert. Trotz der Erfolge dieses Systems muss man sich darüber im Klaren sein, dass das Warnsystem nur sehr kurzfristig warnen kann: Warnzeiten von 1 h setzen voraus, dass sich das Seebeben in einem Abstand von mindestens 750 km von der zu warnenden Küstenregion ereignet hat, selbst für die kurze Warnzeit von 10 min ist noch ein Abstand von über 100 km erforderlich.

8.4 Schwerewellen oder interne Wellen

Bisher haben wir nur Wellen betrachtet, die sich an der Oberfläche eines Ozeans bilden. Außerdem sind wir stets von einem homogenen Ozean ausgegangen. In Abschn. 2.4.5 haben wir jedoch bereits im Zusammenhang mit der Stabilität von Schichtungen auf die Möglichkeit hingewiesen, dass sich bei einer stabilen Schichtung eine Oszillation ausbilden kann und damit eine Welle. Andererseits haben wir jedoch auch fest gestellt, dass sich viele Prozesse im Ozean durch einen kleinen Druck- oder Dichtegradienten treiben lassen. Daher wollen wir jetzt die Annahme einer konstanten Dichte fallen lassen.

8.4.1 Reduzierte Gravitation

Die Thermokline haben wir als die Grenzfläche kennen gelernt, die zwei Bereiche des Ozeans mit unterschiedlicher Dichte trennt. Durch eine Störung können auch an der Thermokline Wellen angeregt werden, die sich entlang dieser Grenzfläche ausbreiten. Allerdings ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit wesentlich geringer als wir es für vergleichbare Wellen an der Oberfläche beobachten können. Diese Wellen können wir mit den auch bei den gravitativen Oberflächenwellen verwendeten Gleichungen beschreiben, die geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit erklärt sich aus einer *reduzierten Gravitation* g^* , die statt g in den Gleichungen zu verwenden ist:

$$g^* = g \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2} \quad (8.50)$$

mit ϱ_1 als der Dichte oberhalb und ϱ_2 als der Dichte unterhalb der Thermokline. Der Quotient $(\varrho_2 - \varrho_1)/\varrho_2$ ist für normale Bedingungen im Ozean in der Größenordnung von 0.001 bis 0.003, d.h. die für eine gravitative Welle erforderliche rückstellende Kraft ist deutlich reduziert. Damit sind auch alle Beshcleunigungen reduziert und die Bewegung ist entsprechend verlangsamt.⁷

⁶Daher wird die Welle auf freier See auch nicht bemerkt sondern geht einfach unter einem Schiff durch.

⁷Das ganze gab es mal als ein 'Spielzeug': ein kleiner Wassertank mit zwei Flüssigkeiten unterschiedlicher Dichte, in dem sich durch Neigung Wellen erzeugen liessen, die sich gleichsam in Zeitlupe ausbreiten.

8.4.2 2-Schicht Ozean

Als einfaches formales Beispiel betrachten wir einen aus zwei Schichten der Dichten ρ_1 und ρ_2 mit den Höhen h_1 und h_2 bestehenden Ozean. Die allgemeine Lösung für Wellen entlang der Grenzfläche ergibt sich analog zu der Oberflächenwelle zu

$$c^2 = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 \coth kh_2 + \rho_1 \coth kh_1} \left(\frac{g}{k} \right). \quad (8.51)$$

Diese Gleichung ist eine verallgemeinerte Form von (8.21); letztere ergibt sich für den Fall $\rho_1 \ll \rho_2$.

Für den Fall, dass h_1 sehr viel kleiner ist als h_2 , d.h. wir nur eine relativ geringe Deckschicht über der unteren Schicht haben, können wir den zweiten Term im Nenner von (8.51) vernachlässigen und erhalten die Gleichung

$$c_2 = \frac{g^*}{k} \tanh kh_2, \quad (8.52)$$

die mit Ausnahme der reduzierten Gravitation mit (8.21) übereinstimmt. Für flaches Wasser reduziert sich diese Gleichung auf

$$c_{\text{flach}} = g^* h_2, \quad (8.53)$$

d.h. wir erhalten die Gleichung für Wellen in flachem Wasser jedoch mit der reduzierten Gravitation. Allerdings ergibt sich auf Grund der reduzierten Gravitation auch eine deutlich reduzierte Ausbreitungsgeschwindigkeit: die Geschwindigkeit der internen Welle beträgt liegt nur im Bereich von Prozent der der Oberflächenwelle.

Die Amplituden interner Wellen können mit einigen zehn Metern die von Oberflächenwellen weit übertreffen. Dennoch ist die in der Welle enthaltene Energiedichte gering, da auch hier die reduzierte Gravitation berücksichtigt werden muss:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \rho g^* a^2. \quad (8.54)$$

8.4.3 Der reale Ozean

Im realen Ozean beobachten wir eine kontinuierliche Schichtung, d.h. interne Wellen können sich irgendwo in diesem Wasserkörper ausbilden. Die kürzesten Wellenlängen sind dabei durch die bereits im Zusammenhang mit der Stabilität diskutierte Brunt–Väisälä-Frequenz bestimmt: Wellen können zwar langsamer oszillieren nicht jedoch schneller. Daher haben interne Wellen Periodendauern eher im Bereich von Stunden als von Minuten. Interne Wellen mit Periodendauern von Sekunden wurden nicht beobachtet. Da die Ausbreitungsrichtung der Welle senkrecht zum Dichtegradienten liegt, kann sich eine interne Welle nicht nur horizontal sondern je nach Lage des Gradienten auch vertikal (bzw. mit einer Komponente in vertikaler Richtung) ausbreiten.

Etliche interne Gravitationswellen haben so lange Perioden, dass korrekterweise auch die Coriolis-Kraft berücksichtigt werden muss.

Empfohlene Literatur

Gute Übersichten zu Wellen bieten Knauss (1997) und citetmassel99. Eine deutlich erweiterte Betrachtung von Oberflächenwellen findet sich in Massel (1996). Die Anwendung der Theorie von Ozeanwellen auf verschiedene Küstensituationen und Häfen wird ausführlich beschrieben in Mei (1989). Eine hervorragende nicht-lineare Betrachtung von Wellen und dem Einfluss des Meeresbodens auf diese gibt Dingemans (1997). Gute Einführungen zum Verständnis von Solitonen liefern Meinel et al. (1991) und Remoissenet (1999).

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Beschreiben Sie die Bewegung der Teilchen in einer Wasserwelle. Wie ändert sich die Bewegung mit der Wassertiefe; ist sie bei Wellen in flachem und tiefem Wasser gleich?
2. Wie unterscheiden sich Wellen in flachem und tiefem Wasser physikalisch?
3. Welche Kräfte werden in der Bewegungsgleichung einer Oberflächenwelle berücksichtigt?
4. Was ist ein Soliton, wie lässt es sich physikalisch beschreiben?
5. Beschreiben Sie die Entstehung einer Wind getriebenen Oberflächenwelle.
6. Von welchen Parametern hängen Wellenhöhe und -länge von Wind getriebenen Wellen ab?
7. Was versteht man unter voll-entwickeltem Seegang? Ist es eine Idealisierung oder die Beschreibung der Realität?
8. Wie unterscheiden sich Kapillarwellen und Oberflächenwellen? Welche Terme gehen in die jeweiligen Bewegungsgleichungen ein?
9. Was versteht man unter Schwell?
10. Welchen Sinn macht es, das beobachtete irreguläre Wellenfeld mit dem Modell einer sinusoidalen Oberflächenwelle zu beschreiben?
11. Was versteht man unter Seiches? Wie unterscheiden sich diese in einem geschlossenen Wasservolumen (See) und in einem einseitig mit einem größeren Reservoir verbundenen Volumen (Hafen)?
12. An welcher Stelle wird formal die Unterscheidung zwischen Wellen in tiefem und flachem Wasser getroffen?
13. Wie können Seiches erzeugt werden?
14. Wie unterscheiden sich physikalisch und formal interne Gravitationswellen im Ozean von Wind getriebenen gravitativen Oberflächenwellen.
15. Interne Gravitationswellen im Ozean können sehr große Amplituden haben, sie breiten sich jedoch mit im Vergleich zu Wind getriebenen Wellen nur sehr geringer Geschwindigkeit aus. Warum?
16. Beschreiben Sie Auslösung und Ausbreitung eines Tsunamis. Woraus ergibt sich dessen zerstörerische Wirkung in Küstennähe?

Kapitel 9

Küsten

Eine Küste lässt sich sehr frei nach Kelletat (1995) definieren als *ein drei-dimensionaler Kampfraum zwischen Atmosphäre, Hydrosphäre und Lithosphäre mit der Biosphäre als einem nicht unbeteiligten Unparteiischen*. In dieser Definition von Küste wird sofort deutlich, dass eine Küste nichts Statisches ist sondern eine Momentaufnahme. Um diese Momentaufnahme zu beschreiben, müssen wir uns auf ein Begriffssystem einigen. Ausgehend von der großskaligen Küste bis hin zu den Details an verschiedenen Küstentypen sollen diese Begriffe eingeführt werden. Außerdem soll ein Klassifikationssystem für die verschiedenen Küstentypen vorgestellt werden, das auf der Küstenentwicklung beruht. Diese Küstentypen werden stichwortartig vorgestellt, damit der Leser sich ein Bild davon machen kann, inwieweit die hier vorgestellten Erkenntnisse und Fakten allgemein für Küsten gelten oder ob und wie sie zur Anpassung an eine andere Küstenform modifiziert werden müssten.

9.1 Küsten: Definition und Begriffe

Die Küste ist keine Linie, wie auf einer Karte dargestellt, sondern kann definiert werden als der Grenzsaum zwischen dem Festland und dem Meeresboden. Die Breite dieses Grenzsaums ist von den Schwankungen des Wasserstandes und der Neigung des Küstenhanges und des küstennahen Unterwasserhanges abhängig. Aus der Kombination dieser Größen lässt sich der Grenzsaum Küste als der Bereich zwischen der obersten gegenwärtigen Meereswirkung und der äußersten gegenwärtigen Meereswirkung definieren, vgl. Abb. 9.1. Je nach Neigung des Uferhanges kann sich die jeweilige Uferlinie um mehrere Meter, bei starkem Wellenschlag auch um Dekameter verschieben. Bei Meeren mit stärkerem Tidenhub kann sich die Uferlinie auch um mehrere Kilometer verschieben, z.B. in den Wattengebieten vor Flachküsten.

Etwas problematischer dagegen ist die Definition des Bereiches der obersten bzw. untersten Meereswirkung. Hierbei handelt es sich nicht um die oberste und äußerste Uferlinie. Die Meereswirkung ist weniger durch die aktuelle Bedeckung mit Wasser bestimmt als durch die Wirkung der Brandung: landseitig erstreckt sich diese durch Salzwasserspritzer und Salzwassersprays über den direkten Einflussbereich des Wellenschlages hinaus und kann z.B. an Vegetationsformen, Kleinformen oder dem Fehlen bestimmter Vegetation/Bodenentwicklung nachgewiesen werden. Seewärts erstreckt sich der äußerste Wirkungsbereich bis dahin, wo am Meeresboden die Wirkung der Brandung gerade verschwindet, d.h. ungefähr bis zu einer Wassertiefe, die der Hälfte der Wellenlänge der Meereswellen im betrachteten Küstenabschnitt entspricht.

Betrachtet man den Meeresspiegel als eine ständig variable Größe (wobei die Variationen durch klimatische Änderungen und Hebungen bzw. Senkungen des Landes entstanden sein können), so liegt die Definition eines Küstengebietes nahe, dass durch die oberste landseitige bzw. äußerste seeseitige Meereswirkung während des Quartär bestimmt ist. Diese Definition erlaubt es, die Küste als etwas dynamisches zu betrachten; eine ständige Änderung des Grenzsaumes zwischen Wasser und Land, wobei die Entwicklung durch die heutigen Einflüsse von Wind und Wasser auf die heutige (aber in der Vergangenheit gewachsene) Morphologie der Küste bestimmt wird.

Küsten sind das am weitesten verbreitete Landschaftselement auf der Erde. Ihre Ausdehnung lässt sich

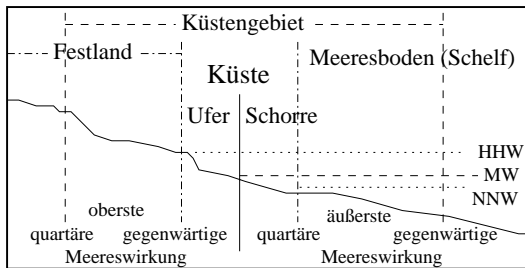


Abbildung 9.1. Küste: Terminologie und Definition verschiedener Abschnitte

aufgrund ihrer fraktalen Struktur nicht angeben.

9.2 Formative Faktoren

Die verschiedenen Küstentypen lassen sich nach an der Küstenformung beteiligten Prozessen charakterisieren. Typische Küstenformen sind im Folgenden kurz beschrieben.

9.2.1 Endogene Küsten

Endogen bestimmte und vulkanische Küsten mit sehr begrenztem Vorkommen z.B. an den großen Grabenbrüchen und Zerrspalten infolge des sea floor spreading. Hauptmerkmal ist der gestreckte und scharfwinklig abknickende Verlauf. Beispiele sind das System Golf von Aden–Rotes Meer– Golf von Suez und Aqaba.

9.2.2 Ingressionsküsten

Ingressionsküsten entstehen durch das Eindringen des Meeres in ein differenziertes Relief. Ingressionsküsten werden auch als primary coasts bezeichnet, da ihre Form nicht oder nur wenig durch litorale Prozesse umgestaltet wird, vgl. Diskussion in Forbes and Syvitski (1994). Ingressionsküsten sind weit verbreitet, da der letzte wesentliche Meeresspiegelanstieg in der Größenordnung von über 100 m erst vor ca. 6000 Jahren beendet war (Kelleat, 1999). Eine aktive Umformung der Küste ist in (geologisch gesehen) so kurzer Zeit oftmals kaum möglich. Die differenzierten Reliefs, die den Ingressionsküsten zu grunde liegen, sind im wesentlichen glazial gestaltet (z.B. die Schären), können auf glazialen oder fluvio-glazialen Akkumulationslandschaften beruhen (Moränenwall oder Drumlinküsten, z.B. Küstenverlauf zwischen Long Island und Martha's Vineyard oder Region Bodense, Insel Fünen), können fluvialer Genese sein (Rias, d.h. durch den nacheiszeitlichen Meeresspiegelanstieg ertrunkene Flussunterläufe, z.B. in Südengland oder in der Bretagne). Äolisch geformte Ingressionsküsten finden sich nur vor der Küste Namibias. Auch ertrunkene litorale Vorzeitformen lassen sich vereinzelt finden, meist als mehr oder weniger parallele Küstendünen oder Strandwallsysteme.

9.2.3 Abtragungsküsten

Abtragungsküsten entwickeln sich durch das Wechselspiel aus Brandung und Locker- oder Festgestein ständig weiter. Am häufigsten sind die reinen Abrasionsküsten, bei denen die mechanische Wirkung der Brandung auf das Locker- oder Festgestein durch das Vorhandensein von Brandungswaffen (Schotter, Kiese, Sande) unterstützt oder erst ermöglicht wird.

Abrasionsküsten bestehen aus Kliff und Schorre, die detaillierte Einteilung ist in Abb. 9.2 gegeben. Kliffe können sehr unterschiedliche, stark differenzierte Strukturen aufweisen wie z.B. Kliffbuchten, Brandungspfeiler (stacks), Brandungstore oder Unterschneidungen im Bereich des Kliffuß. Viele Kliffe existieren nur zeitweise, meist nach heftigen Winterstürmen. Insbesondere Dünenkliffe zeigen eine starke jahreszeitliche Variation.

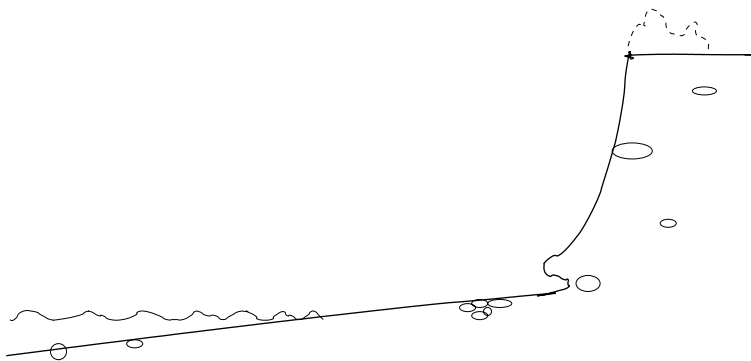


Abbildung 9.2. Terminologie an einer Abrasionsküste; Typisches Profil einer Steilküste mit Brandungskolk am Kliff-Fuß, basierend auf Müller-Motzfeld et al. (1998).

OFFENE SEE	Küste									LAND
	Schorre			Ufer						
	uferferne Schorre	mittlere Schorre	ufernahe Schorre	Strand			Kliff			
			Spülsaum	Kies	Blöcke	-fuß	-hang	-rand		

Bei stabilem Meeresspiegel erlahmt die Brandungswirkung auf der immer breiter werdenden Schorre bald. Hier bricht anfangs Kliff ab, jedoch kann der Sand nicht abtransportiert werden, so dass sich ein Kliff mit geringerer Neigung ausbildet. Damit eröffnet sich die Möglichkeit von Pflanzenbewuchs und damit Biostabilisation.

Kliffabbrüche sind nicht zwingend der direkten Brandungswirkung zuzuschreiben. Sie können auch ohne starke äußere Einflüsse aus einem kontinuierlichen Prozess entstehen, wenn dabei das Kliff instabil wird. Beispiele sind Abbrüche aufgrund mechanischer Instabilität unter einem Gesteinsbrocken oder wenn ein Kolk zusammenstürzt.

Andere Abtragungsmechanismen als die direkte Brandungswirkung sind Schmelzwirkung an Eiskliffküsten, die Abtragung durch Eiseinwirkung, chemische Vorgänge (karstartige Lösungsprozesse durch Salzwasser-einwirkung) oder biogene Vorgänge (Organismen verschaffen sich Vertiefungen im Kliff, um sich vor der Brandungswirkung und/oder Fressfeinden zu schützen; das abgetragene Gestein kann Nahrungsbestandteile enthalten; die Ausscheidungen können chemische Umsetzungen im Kliff bewirken – Bioerosion lässt sich daher einteilen in Bioabrasion und Biokorrosion (Schneider, 19??)).

9.2.4 Akkumulationsküsten

Akkumulationsküste I: fluviale Vorgänge, Schwemmlandebenen und Deltas (Suter, 1994). Hier werden die fluvialen Elemente im wesentlichen vom Festland angeliefert, daher die Bezeichnung potamogene Küstenform. Das vom Fluss mitgeführte Verwitterungsmaterial bildet im Mündungsbereich einen Schwemmfächer. Bei großer Sedimentfracht und durch die umgestaltende Wirkung der Brandung können die Schwemmfächer verschiedener Flüsse zusammenwachsen und ausgedehnte Schwemmlandebenen mit großen amphibischen Flächen aus Sümpfen und Watten bilden. Das Deltawachstum wird begünstigt durch möglichst große Sedimentmengen und ein möglichst großes Einzugsgebiet; ein sehr flacher und breiter Schelf, geschützte Küstenlage, Sumpflvegetation oder submerse Pflanzen als Sedimentfänger sowie geringe Strömungen und Wellen- und Gezeitenwirkung. Das oft extreme Deltawachstum in historischer Zeit ist in vielen Regionen der Erde auch unmittelbar durch menschlichen Eingriff verursacht und gesteuert, beginnend mit ersten neolithischen flächenhaften Walsauflichtungen bis zu völligem Kahlschlag in der klassischen Antike (des Mittelmeergebiets) und die durch die zunehmende Landwirtschaft extrem gesteigerten Bodenabspülungen (Kelletat, 1999). Kelletat (1999) gibt für mittlere Beträge des Deltavorbaus in m/Jahr Werte zwischen 7 (Kiang in Malaysia, Arno in Italien) und mehr als 100 (Po: 20–136; Mississippi: 80–100; Syr Darja, SU: 100; Hwangho, China: 100–268; Wolga: 170). Die Formen von Deltas sind sehr variabel in Abhängigkeit von der Schelfform und Sedimenteintrag; es bildet sich jedoch stets eine typische Schichtung aus: knapp oberhalb des Meeresniveaus flache ‘top-set beds’, an der Außenböschung unter Wasser stärker geneigte ‘fore-set beds’ und im tieferen Wasser vor der Deltafront wieder flachgeneigte ‘bottom-set beds’.

Akkumulationsküste II: Brandungswirkung. Hier gibt es eine sehr große Fülle verschiedener Akkumulationsformen. Grundbedingung ist das Vorhandensein von Lockermaterial und eine vertikale und horizontale

Deformation der Wellen beim Auflaufen auf den Flachwasserbereich. Diese Wellendeformation setzt mit Erreichen der kritischen Wassertiefe ein, d.h. wenn die Wassertiefe die halbe Wellenlänge beträgt. Die Wellendeformation führt zu einer uferparallelen Strömung, der longshore drift. Deren Nachweis kann durch Leitstoffe (Tracer, z.B. gefärbter Strandsand, Glas- oder Aluminiumkörner, radioaktive Substanzen) erfolgen (Caldwell, 1981; Wright et al., 1978). Bei einer stark gegliederten Küste entstehen jeweils typische komplexe Refraktionsspektren. Diese Küsten sind durch eine Vielzahl kleinräumiger Strukturen wie Rippeln, Spülsäume, Kolke oder Strandhörner (beach cusps) gekennzeichnet, die jedoch nur vorübergehende Erscheinungen sind, die sich bei jedem Sturm, jeder Tide oder gar jeder Welle ändern können. Grundprinzip der Akkumulation durch Brandungswirkung ist die Verwendung der kinetischen Energie der Welle zum Transport (Hub) des Lockermaterials gegen die Schwerkraft über den Bereich des Meeresspiegels oder die normale Wellenreichweite. Die einfachste Akkumulationsform ist der Strandwall (beach ridge), eine langgestreckte, küstenparallele Anhäufung von einigen Dezimetern bis Metern Mächtigkeit, einigen Metern bis über 100 m Breite und meist flachen Böschungswinkeln, die nur bei Grobmaterial deutlich über 10° liegen können. Jeder Strandwall markiert eine Küstenlinie zur Zeit ihrer Entstehung. Strandwallsystemem mit charakteristischen Kappungen, Richtungsänderungen und Formmustern lassen somit den oft komplizierten Werdegang ausgedehnter Akkumulationsformen an Flachküsten erkennen und sind ein gutes Hilfsmittel zur Rekonstruktion früherer dynamischer Zustände. Auch über Untiefen im flachen Wasser kann sich Brandung ausbilden, wobei sich (Unterwasser-)Barren entwickeln, die später zu Nehrungen oder Nehrungsinseln anwachsen können. Da sich die Akkumulationskörper meist unter anfänglicher Beibehaltung der ursprünglichen Transportrichtung an einen Küstenvorsprung anlehnen, entstehen Strandspitzen oder Strandhaken (spits). An Akkumulationsküsten liegen aufgrund des Salzeinflusses und der wechselnden Reichweiten der Wellen gelegentlich bzw. an Gezeitenküsten regelmäßig, ausgedehnte Lockermaterialflächen vegetationslos und trocken. Diese bilden eine günstige Voraussetzung für den Angriff des Windes und damit die Bildung von Dünen.

Akkumulationsküsten III: Gezeitenwirkung, die Watten. Hier ist nicht die Brandungswirkung von Bedeutung sondern das regelmäßige Ein- und Ausströmen der Wassermassen während der Gezeiten mit einem kurzzeitigen Stillstand des Wassers während der Flut. Je nach abgesetztem Material unterscheidet man Sand- und Schlickwatten. Bioturbation sorgt dafür, dass die regelmäßige dünne Sedimentauflage beim Stillwasserzustand während des Stromkenterns nicht eindeutig erkennbar ist. Wächst ein Watt über das Hochwasserniveau hinaus, so wird es zu einer Marsch.

Akkumulationsküste IV: Aufbauformen durch Eiswirkung. Hierbei handelt es sich im wesentlichen um das Zusammenschieben von Lockermaterial durch driftende oder strandende Eisschollen zu Geschiebewällen (Eisschubberge, ice-pushed ridges, boulder barricades). Zwischen diesem und dem Strand bilden sich Wattflächen, in denen sich Sediment relativ leicht absetzt.

Akkumulationsformen mit sekundärer Verfestigung sind Äolianat (versteinert Dünen) oder Beachrock.

Akkumulationsformen mit biogener Beteiligung: Beispiele sind Verlandungsküsten in den Watten, Mangrovenwälder, Tangwälder (kelp beds), Treibholzküsten, Kalkalgen und Korallen.

9.2.5 Anthropogene Küstenformen

Anthropogene küstenformende Maßnahmen sind passiv in Form von Lahnungsfeldern oder aktiv in Form von Deichen, Poldern oder Dämmen.

9.3 Küstenklassifikation

Diese verschiedenen Küstenformen zeigen eine hohe Variabilität in Raum und Zeit. Dadurch wird eine Klassifikation oder Systematik der Küstenformen erschwert. Das z.Z. wohl anerkannteste Schema ist die vollgenetische Klassifikation von Valentin (1952), wie sie in erweiterter Form auch in Kelletat (1999) diskutiert wird. Letztere Variante ist auch in Tabelle 9.1 wiedergegeben.

Nach Tabelle 9.1 lassen sich Küsten prinzipiell in vorgerückte und zurückgewichene Küsten unterteilen. Bei beiden Küstentypen können zwei Fälle unterschieden werden: Küstenwanderung durch Änderung des Meeresspiegels (d.h. aufgetauchte oder untergetauchte Küste) oder durch Formationsprozesse (d.h.

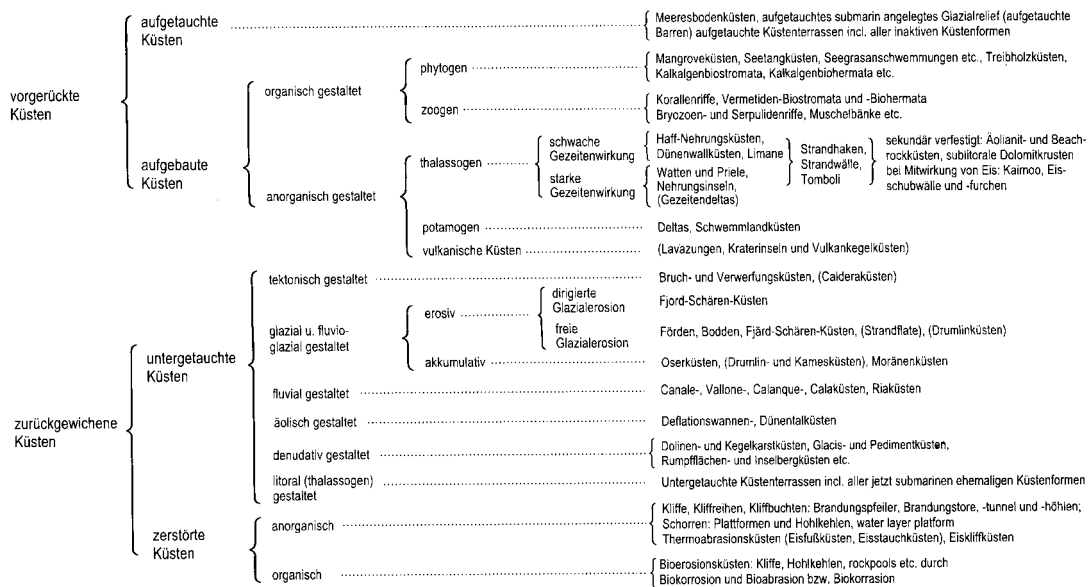


Tabelle 9.1: Systematik der Küstentypen, aus Kelletat (1999) basierend auf Valentin (1952).

Küstenaufbau oder -abbau). Während aufgetauchte Küsten in der Regel von recht einfacher Struktur sind (Meeresbodenküsten), lässt sich bei den untergetauchten Küsten eine Vielzahl von Formen unterscheiden, je nachdem, ob das abgetauchte Land tektonisch, glazial, fluvioglazial, äolisch, denudativ oder litoral gestaltet wurde. Entsprechend ihres Ursprungs sind diese unterschiedlichen Küstenformen auch in ihrer Dynamik sehr verschieden. Bei den aufgebauten bzw. abgebauten Küsten ist das Hauptunterscheidungsmerkmal, ob dieser Prozess organisch oder anorganisch abläuft.

9.4 Ausgleichsküsten

Ausgleichsküsten sind variable Küsten, in denen sich die Küstenlinie durch ein Wechselspiel aus Abrasion und Anlandung immer wieder verändert. Die Entstehung einer Ausgleichsküste setzt zwei Bedingungen voraus: (a) es müssen leicht erodierbare Kliffs oder Strände als Sandlieferanten vorhanden sein sowie hinreichend flache Wasserbereiche, in denen dieses Sediment wieder deponiert werden kann, und (b) Exposition und Meeresdynamik müssen hinreichend stark sein, um Sedimenttransport zu bewirken. Letzteres führt dazu, dass in der Ostsee der Übergang von der Großbuchten zur Ausgleichsküste bereits an der Nord-Ost-Flanke der Wismar-Bucht erfolgt.

Kennzeichen der Ausgleichsküste im südlichen Bereich der Ostsee sind Kliffe und Nehrungen mit ihren jeweiligen typischen Küstensedimenten. An den Stränden der Steilküste bildet sich in der Regel ein meist höher gelegener Sturmflutwall am Kliffuß aus. Im Bereich von Geschiebemergel- und Kreidesteilküsten besteht der Sturmflutwall aus Geröllmaterial. An der Wasserlinie ist dem Kliff ein schmaler Sandstrandwall vorgelagert.

Flach- und Anlandungsküsten zeigen eine reichhaltigere Struktur. Küstendünen sind aufgrund des reichlich vorhandenen Sandes meist gut entwickelt. Seewärts tritt ein ausgeprägter Strandwall auf, auch als Berme bezeichnet. Dieser ist meist von einem direkt an der Wasserlinie verlaufenden, meist schmaleren Strandwall (Strandriff) durch eine Strandlagune bzw. ein Strandpriel oder Rinne getrennt. Ein ansteigender Wasserspiegel führt oftmals zu einer leeseitigen Verlagerung dieses Strandwalls in die Rinne hinein unter Bildung einer mittel- oder grobsandigen schräggeschichteten Ablagerung geringer Kornpackungs-

dichte. Die luvseitige Böschung im Schwall- und Sogbereich der Brandung ist meist flach geneigt und dicht gepackt, daher auch gut begehbar. Im Kamm- und seewärtigen Hangbereich können sich dunkle Lagen von durch die Brandung aussortierten Schwermetallen (Strandseifen) finden.

In der Brecherzone ist dem Ufer eine Sandriffzone vorgelagert. Die besteht aus einem oder mehreren uferparallelen oder auch wellig verlaufenden Sandkörpern von ca. 0.5 bis 1.5 m Höhe. Diese werden seewärts breiter und dann in größere Wassertiefen verlagert (Aagard, 1988; Gusen, 1983, 1988; Hartnack, 1924; Schwarzer, 1989; Vollbrecht, 1957; Wehner, 1988, 1989).

Die Lage dieser Sandriffe entspricht einem Gleichgewichtszustand, der im wesentlichen von der Wellenenergie und der Richtung des voangegangenen Windereignisses bestimmt ist. Allerdings sollte bereits an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass die alte Interpretation durch ein Gleichgewicht (Dean, 1977) heute zunehmend angezweifelt wird (Pilkey et al., 1993; Young and Pilkey, 1992). Die Rippströme, die den seewärtigen Ausgleich der bei starkem Wind und Seegang küstennah gestauten Wassermassen erlauben, gehören ebenfalls zu diesem System. Rippströme sind oftmals sehr energiereiche Strömungen mit starkem ablandigen Materialtransport. Gemeinsam mit der küstenparallelen Strömung (Küstenlängsströmung) bilden die Rippströme ein Zellsystem des küstennahen Sediment- und Stofftransports. Da der Küstenlängsstrom eine hochgradig variable resultierende Bewegung ist, ist der durch ihn bewirkte Sedimenttransport nicht an das Sandriffsystem gebunden: weder die Täler zwischen den Sandriffen noch die Sandriffe selbst können als Sedimenttransportbahnen interpretiert werden. Mit Ausnahme der Rippstromtäler treten in diesem System daher in der Regel keine durch Strömungen erzeugten Rippel (Strömungsrippel) auf. Die Sandriffe werden heute als Wellenrippel interpretiert, die auf die Wirkung stehender Wellen zurückgeführt werden (Aagard, 1988; Schwarzer, 1989).

Die Landstreifen der Ausgleichsküste sind häufig eher schmal und es schließt sich die binnenseitige Boddenküste an, die durch nährstoffreichen Schlick dominiert ist und ihrer eigenen Dynamik gehorcht. Für die Dynamik ebenso wie für die Ökologie der Boddengewässer ist die Existenz von Seegatts entscheidend: mit Seegatt ergibt sich ein anderer Strömungsverlauf als ohne und damit auch eine andere Entwicklung; mit Seegatt erfolgt ein Austausch von Wasser mit der Ostsee, was zu einem höheren Salz- und geringeren Nährstoffgehalt des Wassers führt.

Die offensichtlichsten Variationen im Küstenprofil sind jahreszeitlich: der Übergang vom Sommer- zum Winterstrandprofil. Auch die in der Brecherzone seewärts anschließenden Sandriffe mit den dazwischenliegenden Rinnen sind in ihrer Lage starken jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen. Längerfristige Variationen erfolgen durch den Transport in Küstenlängsrichtung (küstenparalleler Transport) und führen zu Phänomenen wie Nehrungen, Strandhaken, Strandwallfächern und vielen anderen mehr.

Empfohlene Literatur

Eine gute Übersicht über Küstenklassifikationen bietet Kelletat (1999). Küsten und die mit ihnen verbundenen Probleme sind ausführlich (und mit hinreichendem physikalischen Hintergrund) dargestellt in Carter and Woodroffe (1994) und Carter (1988).

Kapitel 10

Küstendynamik

In diesem Abschnitt werden wir die Grundlagen der Küstendynamik kennen lernen. Dazu gehört insbesondere das Verhalten von Wellen beim Übergang in flaches Wasser, d.h. die aus der Optik bekannten Phänomene wie Beugung und Brechung. Auf dieser Basis werden wir zum einen den küstenparallelen Längstrom als einen wesentlichen Faktor des Sedimenttransports kennen lernen, zum anderen auch die Strömungs- und Wellenverhältnisse um natürliche und von Menschenhand geschaffene Küstenbauwerke verstehen können. Des Weiteren werden die Grundlagen zum Verständnis des Sedimenttransports eingeführt, dazu gehört insbesondere die Hjulstrom-Kurve. Das Kapitel schließt mit einigen Betrachtungen zum Küstenschutz.

Die Betrachtung hier ist eingeschränkt insofern, als dass wir nur Küsten betrachten, bei denen Küstendynamik auf für den Menschen bedeutsamen Zeitskalen stattfinden kann, d.h. im wesentlichen Flachküsten sowie Kliffküsten aus Sanden, nicht aber aus Fels. Als Beispiel kann die südliche Ostseeküste betrachtet werden, an der sich, wie im folgenden Kapitel dargestellt, Küstendynamik sogar mit recht großen Geschwindigkeiten ereignet.

Wir diskutieren in diesem Kapitel die Wellen und nicht die Strömungen, da der größte Teil der Energie, die von den Ozeanen an die Küsten gegeben wird, in den Wellen enthalten ist.

10.1 Wellen in Küstennähe

Nähert sich eine Welle der Küste, so gelangt sie irgendwann aus dem tiefen Wasser in Wasser mit immer weiter abnehmender Wassertiefe. Als Konsequenz ändert sich die Wellengeschwindigkeit, es kommt zu einem Aufsteilen der Welle und gegebenenfalls auch zum Brechen. Da ein Wellenzug nicht unbedingt parallel zur Küste liegen muss sondern die Welle in einem beliebigen Winkel auf die Küste zulaufen kann, breiten sich verschiedene Teile des Wellenzuges mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus, die Welle wird gebrochen. Beim Auftreffen auf ein Hindernis wie eine kleine Insel oder eine Hafemole tritt ferner Beugung der Welle auf. Diese grundlegenden Prozesse sollen zuerst beschrieben werden, anschließend werden wir uns mit für den Sedimenttransport wichtigen Details der küstennahen Strömung beschäftigen – diese ergeben sich aus dem vorher behandelten.

10.1.1 Beugung, Brechung und Reflektion

Die primären Wechselwirkungen einer Welle bei Annäherung an eine Küste sind Beugung, Reflektion und Brechung. Für eine einfache Beschreibung der letzten beiden Prozesse können wir bei der geometrischen Optik Anleihe nehmen. Dort haben wir den Lichtstrahl als auf den Wellenfronten senkrecht stehend eingeführt. In entsprechender Weise können wir Wellenstrahlen (wave rays) einführen, die senkrecht auf den Wellenfronten einer Wasserwelle stehen.

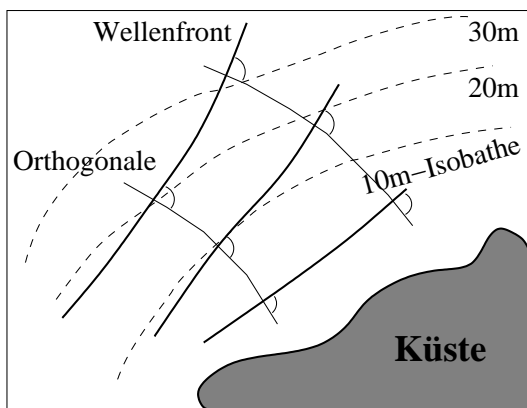


Abbildung 10.1. Beim Auflaufen in niedriges Wasser wird die Welle in Richtung der Isobathen gebrochen.

Brechung

Wellenbrechung ist die langsame Reorientierung der Wellenfront, die sich in einem Winkel gegenüber der Topographie des Meeresbodens oder einem Strom ausbreitet.

Auch wenn die Beschreibung durch Wellenstrahlen einen ähnlich einfachen Zugang zu Wellen in küstennähe eröffnet wie es die geometrische Optik zum Verständnis optischer Instrumente ermöglicht, dürfen wir einen wesentlichen Unterschied nicht vergessen: in der geometrischen Optik ändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit und damit der Brechungsindex der Welle abrupt beim Übergang von Luft in das Glas der Linse. Bei einer Welle dagegen steigt der Meeresboden langsam aber kontinuierlich an. Damit ändern sich auch Ausbreitungsgeschwindigkeit und Brechungsindex der Welle kontinuierlich. Diese Situation ist ungefähr vergleichbar mit einem Lichtstrahl, der sich in einer Zuckertlösung ausbreitet, deren Dichte mit der Tiefe variiert.

Zur Beschreibung des Verhaltens von Wellen in Küstennähe benötigen wir als erstes die Information über das Relief des Meeresbodens. Dazu wird in der Regel eine Karte mit Isobathen, das sind Linien gleicher Wassertiefe, verwendet. Diese Wassertiefe h bestimmt die Parameter der Welle wie Wellenlänge λ , Geschwindigkeit c und Wellenhöhe H .

Eine Wellenfront läuft normalerweise in einem beliebigen Winkel α in Richtung auf die Küste zu. Damit befinden sich unterschiedliche Punkte der Wellenfront bei verschiedenen Wassertiefen, vgl. Abb. 10.1. Dann haben diese verschiedenen Bereiche der Welle auch unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten: haben wir in einem Punkt A ein Verhältnis aus Wassertiefe h und Wellenlänge λ von 0.25, so breitet sich die Welle dort mit einer Geschwindigkeit $c = 14$ m/s aus. In einem anderen Punkt B der Wellenfront ist dagegen $h/\lambda = 0.5$ und die Welle breitet sich mit $c = 19$ m/s aus. Der Punkt A im flacheren Wasser wird sich daher in einer Zeiteinheit weniger weit ausgebreitet haben wie der Punkt B im tieferen Wasser. Daher wird die Wellenfront in Richtung der Isobathen gebrochen.

Die Verringerung der Wellengeschwindigkeit können wir als das Verhältnis aus lokaler Wellengeschwindigkeit c (Wellengeschwindigkeit im Übergangsbereich oder im Flachwasser) und der Wellengeschwindigkeit c_0 im tiefen Wasser angeben zu

$$\frac{c}{c_0} = \tanh kh = \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} . \tag{10.1}$$

Der hintere Ausdruck ist das Snellius'sche Brechungsgesetz, wie es auch in der geometrischen Optik verwendet wird. Aus diesem Zusammenhang läßt sich die Änderung des Winkels, unter dem die Wellenfront auf die Isobathen trifft, in Abhängigkeit von der Wassertiefe bestimmen. Aus (10.1) können wir wegen $c/c_0 = \lambda/\lambda_0$ auch das Verhältnis der Wellenlängen in Abhängigkeit von der Wassertiefe bestimmen.

Zur Beurteilung des Wellenverhaltens an einer Küste werden Wellen-Brechungs-Diagramme erstellt. Aus ihnen lässt sich entnehmen, wie die Energie der einfallenden Wellen entlang der Küste verteilt wird. Wellen-Brechungs-Diagramme können an Hand der Isobathen in einer Karte erstellt werden. In diese Karte werden für verschiedene Einfallrichtungen der Wellenfronten und verschiedene Wellenhöhen die Orthogonalen eingetragen, vgl. Abb. 10.2. In den Bereichen, in denen die Orthogonalen divergieren, nimmt

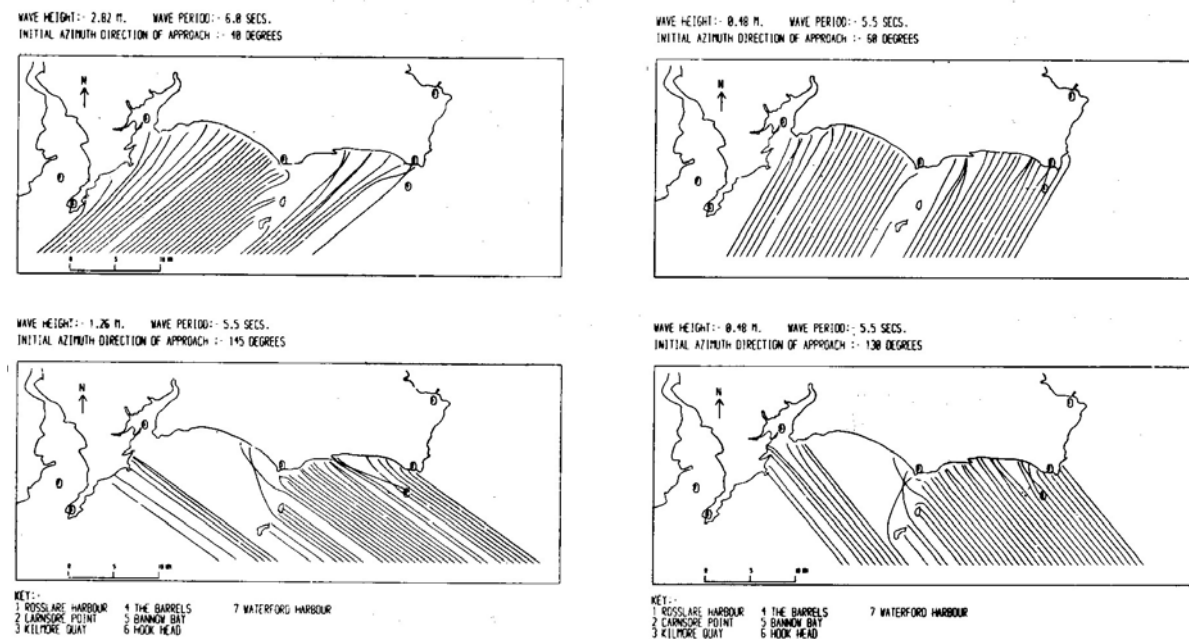


Abbildung 10.2: Wellen-Brechungs-Diagramm für die Südküste Irlands für unterschiedliche Wellenhöhen und -einfallrichtungen (Carter, 1988)

die Energiedichte der Wellen ab, in den Bereichen, in denen sie konvergieren, nimmt die Energiedichte dagegen zu. Im Beispiel in Abb. 10.2 wird deutlich, wie stark die der Küste mit den Wellen zugeführte Energie an einem festen Punkt variieren kann. Diese Energie ist jedoch für alle kütendynamischen Vorgänge eine wesentliche Größe, da Küstendynamik auf der Verlagerung von Sediment beruht, d.h. es muss Energie sowohl zum Heben als auch zum Beschleunigen des Sediments aufgebracht werden. Außerdem ist die Divergenz oder Konvergenz der Wellenstrahlen ein Maß für die Wellenhöhe, da diese von der Energiedichte abhängt.

Ähnlich wie die Dichte der Stromlinien als ein Maß für die Geschwindigkeit der Strömung verwendet werden kann, kann die Dichte der Orthogonalen als ein Maß für einen Brechungskoeffizienten K verwendet werden, der die Divergenz oder Konvergenz der Orthogonalen beschreibt. Mit b_0 als dem Abstand zweier Orthogonalen im tiefen Wasser und b_1 dem entsprechenden Wert im flachen Wasser ergibt sich

$$K = \sqrt{\frac{b_0}{b_1}} = \sqrt{\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha_1}} \tag{10.2}$$

Vernachlässigen wir Energieverluste durch innere Reibung oder Reibung am Boden, so gilt für das dazugehörige Verhältnis der Energiedichten

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1}{2} \frac{1}{n} \frac{b_0 c_0}{b c} \tag{10.3}$$

mit n als einem Transmissionskoeffizienten zwischen 0.5 (tiefes Wasser) und 1 (flaches Wasser). Die Änderung der Wellenhöhe ergibt sich daraus zu

$$\frac{H}{H_0} = \sqrt{\frac{E}{E_0}} = \sqrt{\frac{1}{2n} \frac{c_0}{c}} \sqrt{\frac{b_0}{b}} \tag{10.4}$$

Darin wird die erste Wurzel als shoaling coefficient K_s bezeichnet, die zweite als Brechungskoeffizient K_r . Die Brechung der Wellenfront in Richtung der Isobathen können Sie am Strand sehr gut beobachten. Egal, aus welcher Richtung der Wind als die die Wellen antreibende Kraft weht, die Wellenfronten selbst laufen immer nahezu ufer-parallel auf den Strand: die Isobathen verlaufen annähernd küstenparallel. Läuft die

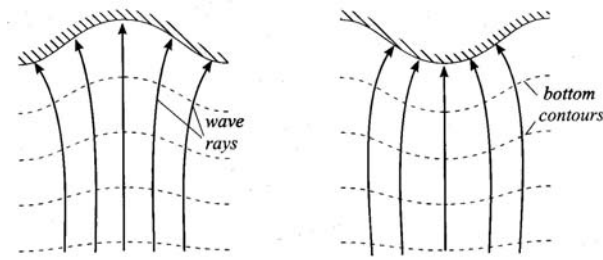


Abbildung 10.3. Konvergenz und Divergenz von Wellenstrahlen: in Buchten divergieren die Wellenstrahlen, an Landspitzen konvergieren sie

Welle in einem beliebigen Winkel zu den Isobathen so wird die Wellenfront in Richtung auf die Isobathen gebrochen. Dieser Vorgang dauert an, bis die Wellenfront parallel zur Isobathe ist, dann bewegen sich alle Punkte der Wellenfront mit gleicher Geschwindigkeit und es erfolgt keine weitere Brechung. Der gleiche Effekt entsteht auch, wenn sich die Welle in einen gegenläufigen Strom ausbreitet, z.B. im Bereich einer Flussmündung.

Auch die unterschiedlichen Wellenhöhen an verschiedenen Teilen eines Ufers lassen sich durch die Brechung der Wellen einfach verstehen. Die Isobathen liegen in der Regel ungefähr parallel zur Küstenlinie, wobei mit zunehmendem Abstand die Details der Uferlinie immer mehr ausgemittelt werden, vgl. Abb. 10.3. In einer Bucht divergieren die Wellenstrahlen daher, so dass dort die Energiedichte der Wellen gering ist und damit auch die Wellenhöhe. An einer Landspitze dagegen konvergieren die Wellenstrahlen, so dass sich eine hohe Energiedichte und damit auch eine große Wellenhöhe ergibt.

Die Beschreibung der Wellenbrechung durch das Snell'sche Brechungsgesetz ist ein einfacher Ansatz bei einer relativ regulären Küstenlinie. Verändert sich die Wassertiefe jedoch zufällig im Bereich der Küste, so ist der Zusammenhang zwischen den Winkeln α und den Geschwindigkeiten c gegeben durch

$$\frac{\partial \frac{\sin \alpha}{c}}{\partial x} - \frac{\partial \frac{\cos \alpha}{c}}{\partial y} = 0 \tag{10.5}$$

oder mit k als der Wellenzahl

$$\frac{\partial (k \sin \alpha)}{\partial x} - \frac{\partial (k \cos \alpha)}{\partial y} = 0 . \tag{10.6}$$

Massel (1996) gibt einen etwas einfacheren Ansatz für das Verhältnis der Wellenhöhen, der physikalisch besser nachzuvollziehen ist als der oben gegebene, allerdings nur für sehr flach ansteigende Küsten sinnvoll ist. Anfangs gehen wir davon aus, dass die Wellenzüge parallel zu den Isobathen auf die Küste laufen. Der Ausgangspunkt ist dabei die Energieflussdichte $f = \epsilon c$ als das Produkt aus Energiedichte ϵ und Wellengeschwindigkeit c . Der Energiefluss muss konstant sein, d.h. es ist $\epsilon c = \text{const}$. Da die Energiedichte proportional dem Quadrat der Wellenhöhe h ist, gilt dann auch $H^2 c = \text{const}$ und damit für zwei verschiedene Wassertiefen mit den Indices 1 und 2

$$H_2 = H_1 \sqrt{c_1 c_2} . \tag{10.7}$$

Für wirklich flaches Wasser ist die Gruppengeschwindigkeit der Welle gegeben als $c = \sqrt{gh}$ und wir erhalten

$$H_2 = H_1 \left(\frac{h_1}{h_2} \right)^{\frac{1}{4}} . \tag{10.8}$$

Erweiterung auf Wellen, die sich der Küste unter einem beliebigen Winkel nähern, liefert

$$H_2 = H_1 \sqrt{\frac{c_1}{c_2}} \sqrt{\frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2}} . \tag{10.9}$$

Die Erhaltung des Energieflusses führt daher zu den schon beschriebenen höheren Wellen an Landspitzen als in Buchten.

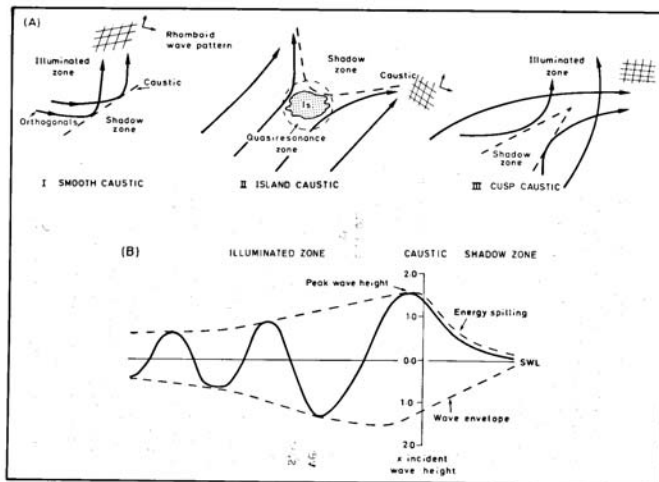


Abbildung 10.4. Kaustiken als Trennung eines Bereiches mit Wellen (illuminated zone) und eines ohne (shadow zone) für (a) einen langsam ansteigenden Meeresboden, (b) hinter einer Insel, und (c) an einer Cusps. Unten: Querschnitt durch die Wellen an der Kaustik mit in die Schattenzone laufender Energie (Carter, 1988)

Kaustiken

Wenn Wellen sich über einen irregulären Meeresboden ausbreiten, eine Insel passieren oder sich in tieferes Wasser bewegen, können die Orthogonalen nahezu parallel zu den Isobathen werden. Unter diesen Umständen kann eine Welle auf sich selbst zurück gebrochen werden entlang einer Linie, die als Kaustik bezeichnet wird.¹ Wellen finden sich nur auf einer Seite der Kaustik, der beleuchteten Seite. Auf der anderen Seite, der Schattenseite, finden sich keine Wellen, da diese ja auch die Kaustik gebrochen werden. Kaustiken im Meer treten typischerweise in drei Konfigurationen auf, vgl. Abb. 10.4: bei einer allmählichen Veränderung des Meeresbodens, hinter einer Insel, oder im Bereich einer Cusps. An der Kaustik erreichen die Wellen die 1.6 fache Höhe im Vergleich zur Umgebung, gelegentlich können sich auch deutlich höhere Monsterwellen ausbilden. Im beleuchteten Bereich bildet sich ein rhomboides Muster von Wellenbergen und -tälern parallel zur Kaustik aus. Auch in den Schattenbereich wird etwas Energie transportiert, im wesentlichen durch Höhenunterschiede entlang der Kaustik. Dieser Anteil kann bis zu 70% der Energiedichte in der Kaustik ausmachen, der physikalische Prozess dieses Energieübertrages kann als Beugung verstanden werden.

Beugung

Beugung bewirkt einen Transport von Energie entlang des Wellenzuges. Beugung ist in zwei Fällen von Bedeutung: (a) beim Kreuzen verschiedener Wellenzüge und (b) in Schattenbereichen.

In Wellen-Brechungs-Diagrammen können sich Bereiche finden, in denen sich Wellenstrahlen kreuzen. In diesen Bereichen können sich sehr hohe Wellen ausbilden, bis hin zum Brechen der Wellen. Alternativ kann überschüssige Energie jedoch durch Beugung oder starke lokale Strömungen parallel zu den Wellenzügen transportiert werden. In diesem Fall, er tritt insbesondere in Lee von Inseln aus, ergibt sich ein sehr chaotisches Wellenmuster – eine potentielle Gefährdung für Boote.

Beugung in den Schattenbereich entspricht dem klassischen Verständnis von Beugung, das wir auch in der Wellenoptik kennen. Diese Beugung erfolgt an einem Hindernis, das die Wasseroberfläche durchdringen muss. Gemäß Huygens'schen Prinzip ist jeder Punkt einer Welle Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle. Dies gilt natürlich auch für die Punkte des Wellenzugs direkt am Schattenbereich. Die sich dort ausbildenden Elementarwellen breiten sich in den Schattenbereich aus, vgl. Abb. 10.5. Da die meisten Hindernisse im Küstenbereich (Molen, Landzungen, Bühnen) typische Dimensionen in der Größenordnung der Wellenlänge haben, tritt Beugung an ihnen auf. Dadurch gibt es kaum Bereich mit 'Wellenschatten'. Abbildung 10.5 veranschaulicht dies an einem vertikalen Hindernis, das in einem gewissen Winkel zur

¹Die Kaustik kennen Sie ebenfalls bereits aus der Optik. Dort wird z.B. bei der Brechung (Blick von Luft in Wasser) die kaustische Fläche eingeführt, die den Bereich, in dem Sie aufgrund der Brechung die Bildpunkte des Wasservolumens zu sehen meinen, aus dem kompletten Volumen ausschneidet. Wenn Sie die Reflektion von Licht z.B. in einem Ring betrachten, sehen Sie ebenfalls eine Kaustik: eine sehr helle, gekrümmte Linie, die den Bereich des Schattens vom helleren Bereich trennt.

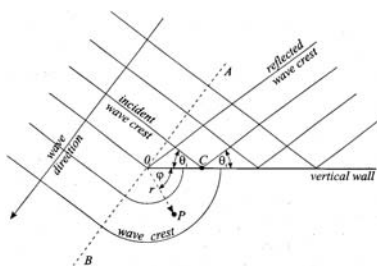


Abbildung 10.5. Beugung und Reflexion einer Welle an einer Begrenzung

Ausbreitung der Welle steht. In diesem Fall ist der Winkel α zwischen Wellenfront und Hindernis (in der Abbildung als θ angegeben) entscheidend. Die auf das Hindernis treffenden Wellenzüge rechts der Linie AB werden reflektiert, wobei wie in der geometrischen Optik gilt Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel. In diesem Bereich bildet sich ein rhombisches Wellenmuster aus durch die Überlagerung der einlaufenden und der reflektierten Wellen. Für die links der Linie AB befindlichen Bereiche der Wellenzüge ist das Hindernis nicht vorhanden, sie breiten sich ungestört aus.

Lediglich der Punkt direkt auf der Linie AB ist ausgezeichnet, da sich von ihm eine Welle auch in den Schattenbereich hinter dem Hindernis ausbreitet. Die Wellenhöhe H_P in einem Punkt P im Schattenbereich ergibt sich mit Hilfe des Beugungskoeffizienten k_D aus der Höhe H_i der einfallenden Wellen zu

$$k_D = \frac{H_P}{H_i}. \tag{10.10}$$

Der Beugungskoeffizient hängt vom Abstand r von der Spitze des Hindernis ab und vom Winkel φ . Für einfache Hindernisse wie Bühnen gibt es tabellierte Werte des Beugungskoeffizienten, für kompliziertere Geometrien sind numerische Techniken anzuwenden.

Reflektion

Die Reflexion von Wellen kann an vielen verschiedenen Hindernissen erfolge, z.B. Kliffs, Stränden, Seewällen, Molen, Unterwasserbarren, Sandbänken usw. Die Reflexion kann je nach Art des Hindernisses teilweise (Unterwasserbarren) oder vollständig (Hafenmauer) sein; die Erklärung der Tatsache der Reflexion erfolgt auch hier wieder wie in der Optik über das Huygens'sche Prinzip, d.h. der Einfallswinkel ist gleich dem Ausfallswinkel.

Bewegt sich eine Welle genau senkrecht auch das reflektierende Hindernis zu, so läuft die reflektiert Welle genau in die zur einfallenden Welle entgegen gesetzte Richtung. In diesem Fall kan sich eine stehende Welle oder klapotische Welle ausbilden. In abgeschlossenen Wasserkörpern werden diese stehenden Wellen als Seiches bezeichnet.

10.1.2 Aufsteilen und Brechen einer Welle

Als Faustregel wird der Punkt in mit $h/\lambda = 0.5$, d.h. die Wassertiefe, die der halben Wellenlänge entspricht, als Wellenbasis bezeichne. Für alle Wassertiefen kleiner $\lambda/2$ ist die Welle (bzw. genauer die Orbitalbewegung der Wasserelemente) in Kontakt mit dem Boden und die Welle wird durch die Existenz des Bodens beeinflusst. Neben Brechung, Reflexion und Beugung ist das Aufsteilen der Welle mit abnehmender Wassertiefe bis hin zum Brechen der derselben eine weitere wichtige Einflussgröße für die Ausbreitung der Welle.

Auch wenn die Wellenbasis bei $h/\lambda = 0.5$ angesetzt wird, findet ein signifikantes Aufsteilen der Welle in der Regel erst ab $h/\lambda < 0.25$ statt. Die Existenz des Meeresbodens bewirkt eine Reibungskraft auf die Bewegung der Welle, so dass ein Teil der in der Welle enthaltenen Energie in Wärme umgewandelt wird. Dabei verändert sich die Orbitalbewegung innerhalb der Welle: die unteren Teile der Kegel, die wir zur Beschreibung der kreisförmigen Bewegung der Teilchen verwendet hatten, berühren den Meeresgrund und werden abgebremst. Dadurch verändert sich die Form des Kegels und die Welle wird (durch Reibung zwischen den verschiedenen Wassertiefen) langsamer. Da die folgende Welle sich noch ungestört

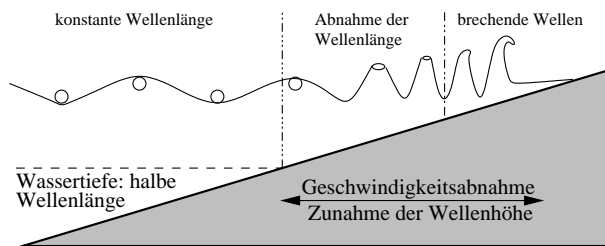


Abbildung 10.6. Aufsteilen einer Welle beim Auf-
laufen auf den Strand

ausbreiten kann, holt sie auf und die Wellenlänge wird, bei gleich bleibender Periodendauer, kleiner. Da der Energiefluss konstant bleibt, ist die Abnahme der Wellenlänge verbunden mit einer Zunahme von Wellenhöhe und Steilheit. Dabei wird kinetische Energie in potentielle Energie umgewandelt und der Zusammenhang zwischen den Wellenhöhen und den Phasengeschwindigkeiten ist wie in (10.4) gegeben. Die Gleichung stellt jedoch nur eine Näherung dar, da ein Teil der Energie durch Reibung an den Meeresboden transferiert wird.

Die Orbitalbewegung innerhalb der Welle ändert sich: sie ist kreisförmig, so lange die Wassertiefe größer ist als die halbe Wellenlänge und geht mit abnehmender Wassertiefe in eine Ellipse über, deren Exzentrizität mit abnehmender Wassertiefe zunimmt.

Die Wellenkämme brechen, wenn die Steilheit H/λ den Wert $1/7$ überschreitet.² Das Brechen von Wellen in Küstennähe kann auf verschiedene Weise erfolgen:

- Spilling Breakers: Schaum und Turbulenz bilden sich auf dem Wellenkamm und werden an der Frontseite die Wellen hinunter gespült. Diese Brecher bilden sich bereits in relativ großem Abstand vom Ufer aus und dissipieren ihre Energie nur langsam. Sie sind ein Merkmal eines langsam ansteigenden Meeresbodens.
- Plunging Breakers: die Front der Welle steilt sich so weit auf, bis sie vertikal ist. Der Wellenkamm krümmt sich dabei über die vordere Front der Welle und stürzt auf den Wellenfuß. Die typische Form dieser bei Surfern beliebten Welle ist bogenförmig mit einem konvexen Rücken und einer konkaven Front. Sie treten an Küstenabschnitten mit langsam ansteigendem Meeresboden auf und werden durch den Schwell von in großem Abstand erzeugten Wellen gebildet.
- Collapsing Breakers: der untere Teil der Wellenfront steilt sich so weit auf, bis er nahezu vertikal ist und dieser Teil krümmt sich an seiner oberen Kante über die Wellenfront, so dass eine verkürzte Version eines plunging breakers entsteht. In diesen Wellen werden kaum Luftpakete eingeschlossen, auch bewirkt das abstürzende Wasser keine nennenswerte Freisetzung von Spritzwasser. Diese Wellen treten bei einem Meeresboden mit mittlerer Steigung auf.
- Surging Breakers: diese Wellen gleiten das ufernahe Profil hinauf, ohne dass in nennenswertem Maße Luftblasen produziert werden. Die Wasseroberfläche bleibt im wesentlichen glatt. Diese Wellenform tritt nur an sehr steilen Stränden auf.

Zumindets im Laborexperiment lassen sich diese verschiedenen Wellentypen durch eine Ähnlichkeitszahl (surf similarity parameter)

$$\chi = \frac{\beta}{\sqrt{\frac{H_b}{\lambda_o}}} \tag{10.11}$$

beschreiben mit β als der Neigung des Meeresbodens, H_b als der Wellenhöhe an dem Punkt, an dem das Brechen der Wellen einsetzt, und λ_o als der Wellenlänge im tiefen Wasser. Für die einzelnen Wellentypen gilt dann

$$\begin{cases} \chi > 2.0 & \text{surging oder collapsing} \\ 0.4 < \chi < 2.0 & \text{plunging} \\ \chi < 0.4 & \text{spilling} \end{cases} \tag{10.12}$$

²Das Brechen einer Welle erfolgt nicht nur in der Nähe des Strandes. Es erfolgt stets, wenn die Steilheit diesen Grenzwert überschreitet. Dass kann auch während starker Stürme über dem freien Ozean der Fall sein, wenn der Wind die oberen Teile der Welle mit einer Geschwindigkeit größer als der Phasengeschwindigkeit voran treibt.

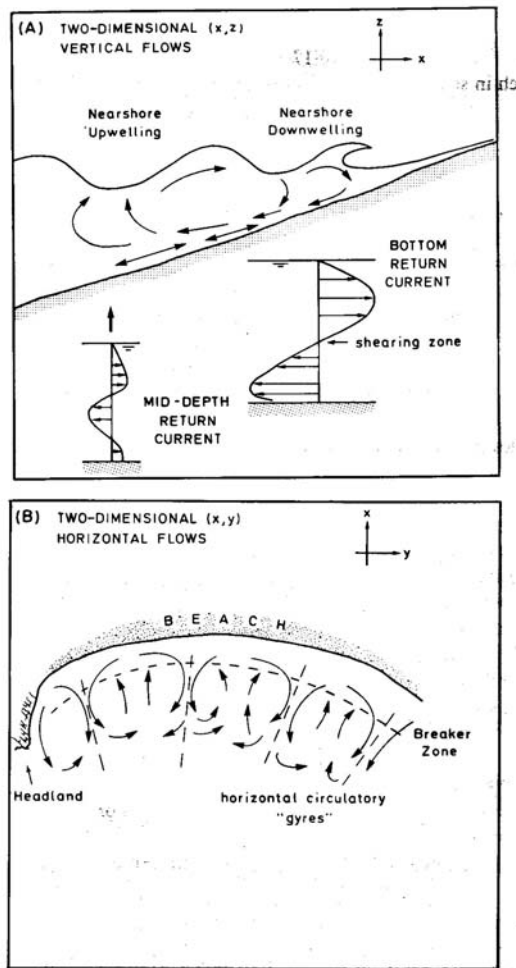


Abbildung 10.7. Küstennaher Massentransport durch Wellen: (a) zum oberflächennahen Transport in Richtung Ufer gehört ein bodennaher Transport vom Ufer weg. (b) der bodennahe Transport erfolgt Kanalisiert (Rippströmung) (Carter, 1988)

Für die Wellenhöhe an dem Punkt, an dem das Brechen der Wellen einsetzt, gilt als empirische Näherung

$$H_b = 0.18\lambda_o \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi h}{\lambda_o} (1 + 15 \beta^{4/3}) \right\} \right] . \quad (10.13)$$

Wellen bewirken einen Transport von Wasser an das Ufer. Der Rücktransport dieses Wassers erfolgt in mittleren Tiefen und in Bodennähe, vgl. Abb. 10.7. Dieser Rücktransport erfolgt jedoch nicht gleichmäßig über das gesamte Ufer sondern ist in schmalen aber sehr schnellen Rippströmen senkrecht zum Ufer konzentriert. Dadurch ergibt sich zu der vertikalen eine horizontale Zirkulation, wie im unteren Teil von Abb. 10.7 dargestellt. Die Lage der Rippströme kann durch das Relief des Meeresbodens gegeben sein. Es wird auch die Möglichkeit einer stehenden Welle entlang der Küste diskutiert, die für die Ausbildung der Rippströme verantwortlich sein könnte.

10.1.3 Küstenparalleler Längsstrom

Küstenlinien sind nicht nur der direkten Wirkung von Wind und Wellen ausgesetzt sondern auch einem uferparallelen Driftstrom, der durch den Winkel, unter dem die Wellen auf die Küste treffen, bestimmt ist. Wenn eine Welle unter einem Winkel auf den Strand läuft, wird sie, wie eine Lichtwelle am Spiegel, unter dem gleichen Winkel reflektiert, vgl. Abbildung 10.8. Von der Position der Flüssigkeitselemente betrachtet, können Sie als Analogie einen Ball betrachten, der schräg gegen eine Wand geworfen wird: seine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Wand wird umgedreht, diejenige parallel zur Wand bleibt erhalten. Bei der Welle ist es im Prinzip genauso, nur dass sich die von der Küste weisende Komponente

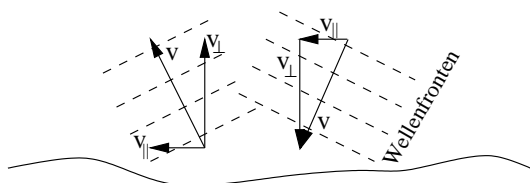


Abbildung 10.8. Küstenparallele Strömung: Bei schräg auf den Strand auflaufenden Wellen entsteht ein küstenparalleler Driftstrom oder Längsstrom $v_{||}$

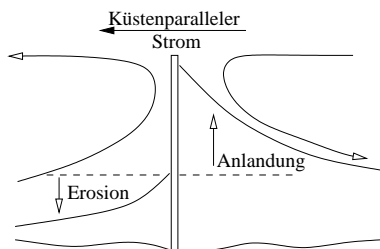


Abbildung 10.9. Wirkungsweise einer Buhne: Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Lee-Wirbel bewirken Erosion

der Geschwindigkeit mit der zur Küste weisenden Geschwindigkeitskomponente des nächsten Wellenzugs überlagert. Dann bleibt nur die küstenparallele Komponente übrig. Diese bildet den Driftstrom, der durch Wellen und Wind losgelöste und aufgeschwemmte Stoffe parallel zur Küste transportiert.

Die obige Darstellung führt auf einen unidirektionalen küstenparallelen Längsstrom. An einer Küste mit ausgeprägten Rippströmen ergibt sich entsprechend ein bidirektionaler Längsstrom, der jeweils in Richtung auf den nächsten Rippstrom fließt.

Ob der Driftstrom zu Erosion oder Deposition führt, hängt von zwei Faktoren ab: (a) der Beschaffenheit der Küste und (b) der Geschwindigkeit des Driftstroms. Erosion findet auf wahrnehmbaren Zeitskalen nur an sandigen Küsten statt, Felsküsten sind stabil. An sandigen Steilküsten findet praktisch immer Erosion statt: durch Wellenschlag wird Material aus dem Ufer gelöst, das vom Driftstrom abtransportiert wird. An Flachküsten ist die Sedimentbilanz des Driftstroms entscheidend: wird mehr Sediment mit der Strömung zugeführt als abtransportiert werden kann, so findet Anlagerung statt – im umgekehrten Falle Erosion. Schnelle küstenparallele Ströme tendieren aufgrund ihrer großen Sedimenttransportkapazität zur Erosion, langsame Strömungen zur Deposition. Ausnahmen sind möglich: ist die Sedimentfracht im schnellen Strom sehr groß, kann es dennoch zur Deposition kommen; führt der langsame Strom dagegen kaum Sediment mit sich, kommt es dennoch zur Erosion. Um zu bestimmen, ob ein bestimmter Küstenabschnitt durch Erosion gefährdet ist, muss man daher auch die Eigenschaften der benachbarten Abschnitte einbeziehen, insbesondere die von dort verbrachte Sedimentfracht.

Buhnen

Um Strände vor Erosion zu schützen, verwendet man Buhnen, d.h. Steinwälle oder Reihen von Holzpflocken, die senkrecht zum Ufer in das Meer hinein ragen. Auf der stromaufwärtigen Seite der Buhne sammelt sich Sand. Dies entspricht der Anlagerung auf der konkaven Seite eines mäandernden Flusses und ist bedingt durch die vor der Buhne reduzierte Strömungsgeschwindigkeit und damit die verringert Turbulenz, die eine schnelle Sedimentation des Sandes im flachen Wasser ermöglicht. Die stromabwärtige Seite der Buhne dagegen ist durch hohe Wassergeschwindigkeiten charakterisiert, hier geht der Strand zurück, da keine Zufuhr von Sand erfolgt, Erosion aber weiterhin stattfindet. Sie können sich die Details der Strömung zwischen zwei Buhnen auch mit Hilfe der Luftzirkulation zwischen zwei Wellenbergern veranschaulichen, wie in Abbildung 8.9 angedeutet. Um Buhnen zur Landgewinnung in Strandabschnitten zu verwenden, müssen diese eng beieinanderliegen, damit der Einfangbereich der einen Buhne bis zum Verarmungsbereich der vorangegangenen Buhne reicht.

Buhnen werden auch zur Flußregulierung verwendet, z.B. über weite Bereiche der Mittelalbe. Die Funktionsweise der einzelnen Buhne entspricht der einer Buhne am Strand. Allerdings ist die kumulierte Wirkung der Buhnen eine andere: neben der Landsicherung (Anlandung und Verhinderung von Erosion) ergibt sich eine deutliche Reduktion der ufernahen Strömungsgeschwindigkeit. Das ist beim Strand genauso. Beim Fluss muss aber der Volumenstrom konstant gehalten werden, schließlich muss ja alles Wasser aus dem Quellgebiet bis zur Mündung transportiert werden. Dadurch steigt die Strömungsgeschwindigkeit in der

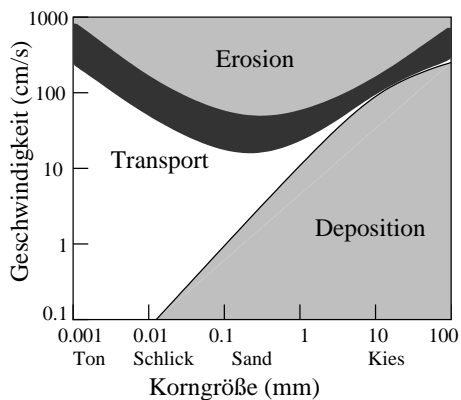


Abbildung 10.10. Hjulstrom-Kurve: Abhängigkeit von Erosion, Transport und Deposition von der Partikelgröße und der Fließgeschwindigkeit

Mitte des Flusses. Insgesamt verändern die Buhnen daher das Erosionsmuster: Erosion wird vom Ufer auf die Mitte des Flußbetts verlagert, so dass der Fluß schmäler aber tiefer wird. Letzteres ist ein unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten erwünschter Nebeneffekt, da die größere Wassertiefe den Fluss besser schiffbar macht und die Strömung im eingezwängten Hauptströmungskanal so schnell ist, dass sich dort keine Schifffahrtshindernisse in Form von Untiefen oder Sandbänken bilden.

10.2 Sedimenttransport

Für flache Küsten (Sandriffe, wellenbestimmte Küsten) ist die Wirkung von Wellen und Strömungen stark genug, um Veränderungen auf Zeitskalen von wenigen Jahren oder Jahrzehnten zu bewirken. So wanderten z.B. die Ost- und Westfriesischen Inseln vor ihrer Eindeichung um im Mittel einige Meter/Jahr mit der mittleren Strömung nach Westen. Auch an der Ostseeküste ist schnelle Küstenfomation sichtbar, insbesondere im Bereich der Ausgleichsküsten: in kleinem Maßstab die Boddenküsten in Nordvorpommern, in größerem Maßstab die Haffs und Nehrungen der südöstlichen Ostsee. Zum Verständnis der Ausbildung und weiteren Entwicklung dieser Formationen ist neben den Strömungen und den Wellenwirkungen auch ein Verständnis des Sedimenttransports erforderlich.

10.2.1 Grundlagen: Erosion und Sedimentation

Sedimente in Gewässern ebenso wie Stoffe in den bodennahen Luftschichten werden durch verschiedene Prozesse umgelagert, die alle auf einem Wechselspiel zwischen der Strömung (insbesondere der Strömungsgeschwindigkeit) und der Korngröße bzw. Masse beruhen. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 10.10 in der Hjulstrom Kurve für den Transport von Sedimenten in Fließgewässern dargestellt. Der Verlauf der Kurven für einen Transport von Teilchen mit dem Wind ist sehr ähnlich, allerdings sind die Achsen anders zu skalieren. Das Umbiegen der Erosion und Transport trennenden Linie ist bei Winderosion ebenfalls zu beobachten.

Die Linie, die den Bereich des Transports von dem der Deposition trennt, zeigt an, dass schwerere Teilchen größere Fließgeschwindigkeiten zum Transport benötigen als leichte: je schwerer ein Teilchen, um so größer müssen die Kräfte sein, die die Schwerkraft (vermindert um den hydrostatischen Auftrieb) zu überwinden haben. Diese Kräfte können eine Reduktion des statischen Drucks aufgrund einer hohen Strömungsgeschwindigkeit (hydrodynamischer Auftrieb) oder die durch Wirbel ausgeübten Druckkräfte sein. In beiden Fällen nimmt die Kraft mit zunehmender Geschwindigkeit zu.

Etwas überraschend ist der Verlauf der Kurve, die den Transport von der Erosion trennt: dass die Erosion, also das Aufnehmen schwerer Teilchen, hohe Fließgeschwindigkeiten erfordert, ist nicht verwunderlich. Allerdings erkennen wir auch, dass die sehr leichten Teilchen hohe Fließgeschwindigkeiten verlangen: hierbei handelt es sich jedoch nicht um einen hydrodynamischen Effekt sondern um die starken kohäsiven Kräfte zwischen den Teilchen.

Die Trennung zwischen Erosion und Transport ist keine scharfe Linie sondern ein eher diffuses Band. Diese Unschärfe ist durch die Details der Strömung bestimmt: je turbulenter die Strömung ist, um so

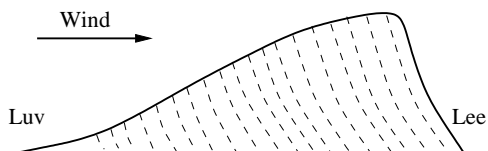


Abbildung 10.11. Querschnitt durch eine Düne: die gestrichelten Linien sind frühere Gleitflächen auf der leewärtigen Seite der Düne

leichter kann sie Teilchen aus dem Boden lösen. Wenn sich bei gleicher Fließgeschwindigkeit aufgrund der Bodenrauigkeit eine stärkere Turbulenz ausbildet, so findet mehr Erosion statt als bei annähernd laminarer Strömung.

Für große und schwere Teilchen erfolgt der Transport in einem engen Bereich zwischen Erosion und Deposition: um einen Kiesel zu transportieren, muss der Fluss genau die richtige Geschwindigkeit haben. Da ein Fluss durch Wirbel und Reibung mit dem Flussbett sehr variable Fließgeschwindigkeiten hat, werden Kiesel nicht gleichmäßig sondern springend transportiert: eben dann, wenn die Fließgeschwindigkeit in Kieselnähe zufällig einmal den richtigen Wert angenommen hat.

Aber selbst größere Sandkörner werden aufgrund des nur schmalen Geschwindigkeitsfensters für Transport sprunghaft transportiert – wobei sie ihrerseits wieder mit anderen Teilchen wechselwirken können: ein Kiesel oder ein großes Korn kann beim Auftreffen auf den Boden kleinere Teilchen aufwirbeln, die dann in der Strömung transportiert werden; ein Sandkorn kann beim Auftreffen auf einen Kiesel an diesem reflektiert werden und wieder in die Strömung gelangen. Auch hier gilt, dass die Prozesse am Boden eines Fließgewässers und in der bodennahen Luftschicht ähnlich ablaufen.

Bei der Deposition der transportierten Materialien findet auch Sedimentation statt. Sedimentation beschreibt die Ablagerung von in einem kontinuierlichen Medium gelösten Bestandteilen unter dem Einfluss der Schwerkraft. Auf die Teilchen wirken als systematische Kräfte die Schwerkraft und der hydrostatische Auftrieb. Bewegt sich das Teilchen relativ zum umgebenden Medium, so wirkt eine Reibungskraft und, bei geeigneter Umströmung des Teilchens, auch ein hydrodynamischer Auftrieb und/oder eine Druckkraft. Die letzten beiden Kräfte überwiegen bei großen Fließgeschwindigkeiten, was zu einem Transport der Teilchen führt. Mit Abnahme der Fließgeschwindigkeit wird die Teilchenbewegung durch die um den hydrostatischen Auftrieb verminderte Schwerkraft bestimmt, d.h. das Teilchen sinkt nach unten. Dabei erreicht es jedoch nicht die Geschwindigkeit, die sich im freien Fall ergeben würde, sondern fällt ziemlich bald mit konstanter Geschwindigkeit: Reibung und Gravitation (minus hydrostatischem Auftrieb) halten sich die Waage (vgl. Kugelfallviskosimeter). Da in die Fallgeschwindigkeit sowohl der Teilchenradius als auch die Teilchendichte eingehen, fallen verschiedene gelöste Bestandteile unterschiedlich schnell aus. Im Falle einer vollständig ruhenden Strömung bildet sich bei der Sedimentation kein homogenes Gemisch sondern eine Schichtung der verschiedenen Bestandteile. Hat die Strömung noch eine Restgeschwindigkeit, so fallen die verschiedenen Bestandteile an unterschiedlichen Stellen entlang der Strömung aus.

10.2.2 Dünen und Rippel

Dünen sind ein Beispiel für Anlagerungsmuster in einem bewegten Medium, ebenso wie die Sandrippel in strömenden Gewässern. Für beide gelten die gleichen Prozesse, die Düne ist jedoch anschaulicher zu beschreiben als der Rippel.

Hat sich einmal eine aktive Düne³ formiert, so können wir einen charakteristischen Querschnitt verbunden mit einer Wanderung der Düne in Richtung des mittleren Windes beobachten: auf der dem Wind zugewandten Seite bildet sich eine sanft ansteigende Fläche, auf der windabgewandten Seite ein relativ steiler Abhang. Sand wird durch den Wind den sanften Anstieg hinaufgetragen und setzt sich im Windschatten des Abhangs. Dort sammelt sich Sand, bis der Abhang zu steil geworden ist und der Sand lawinenartig abrutscht. Daher entstehen im Laufe der Zeit immer neue Gleitflächen, die sich in Windrichtung fortsetzen. Der typische Winkel dieser Gleitflächen beträgt ca. 30–35°.

Dünen sind nicht einfache Sandhaufen sondern können in unterschiedlichen Formen vorkommen, die

³Eine aktive Düne ist weiterhin den formenden Prozessen der Luftströmung ausgesetzt, d.h. es erfolgen sowohl Abbau als auch Anlagerung von Sand. Dünen können allerdings auch inaktiv werden: entweder durch Bewuchs, der die Oberfläche vor dem Wind schützt, oder durch Bewuchs in der Umgebung, der die Düne insgesamt für die meiste Zeit vor dem Einfluss des Windes schützt. Dünen können auch „gefangen“ werden, wenn sie während ihrer Wanderung auf ein Hindernis (z.B. einen Felsrücken oder Bewuchs) stoßen.

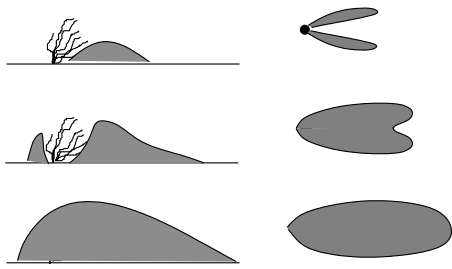


Abbildung 10.12. Bedeutung von Vegetation als „Kondensationskeim“ für die Bildung einer Düne

Links: Wirkung einer Pflanze als Kondensationskeim für die Bildung einer Düne. Rechts: Aufsicht auf die Bildung einer kleinen Düne hinter einem Hindernis nach dem Modell von Bagnold (1941)

hauptsächlich von der Sandverfügbarkeit, Windgeschwindigkeit und -richtung, Variationen in Windgeschwindigkeit und -richtung sowie Vegetation abhängen, vgl. Bagnold (1941), Minnaert (1986) oder Sievers (1989).

Dünenbildung

Vegetation hat für eine Düne mehrfache Bedeutung: (a) sie kann ein Kondensationskeim für die Dünenbildung sein, (b) sie kann die Wanderung einer Düne direkt oder durch Bildung eines Windschattenbereiches verhindern, und (c) auf der Düne selbst wachsend kann sie diese festigen. Für Küstendünen ist die im Vordünenbereich wachsende Strandquecke wichtig. Haben sich auf einer Strandebene einmal Strandquecken angesiedelt, so spricht man bereits von einer Primärdüne bzw. einem Primärdünenfeld. In Abbildung 10.12 zeigt die Bedeutung kleiner Horste der Strandquecke (bzw. allgemein eines Hindernisses) für die Ablagerung kleiner Sandkissen. Dabei unterscheidet sich die Strandquecke von festen Hindernissen wie Steinen durch ihre winddurchlässige Form, die sich der Stärke des Windes anpaßt. Dadurch wird der Sand mit der Strömung durch die Strandquecke getragen. Die Strömungsgeschwindigkeit verringert sich beim Durchgang durch die Strandquecke durch Reibung an den Halmen und die in die Verformung der Halme (Verformungsarbeit) gesteckte Energie. Dadurch ist die Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar hinter der Strandquecke so gering, dass der mitgeführte Sand ausfällt. Zusätzlich schirmen die höheren Teile der Strandquecke das Sandhäuflein von der freieren Strömung ab, so dass es recht schnell wächst. Hat dieses Sandhäufchen eine gewisse Größe erreicht, so kann der Wind direkt über dem Boden nicht mehr durch die Strandquecke streichen sondern muss darüber hinwegstreichen. Dabei muss die potentielle Energie der Sandkörner erhöht werden. Das gelingt nur für einen Teil der Strömung. Daher fällt Sand auch vor dem Horst der Strandquecke aus; der Sand, der weiter getragen wird, fällt größtenteils auf der leewärtigen Seite aus, da die Strömung durch die Reibung mit den Halmen der Strandquecke zusätzlich verzögert wurde. Vom Gesichtspunkt der Strömungsmechanik her könnte sich dieser Vorgang fortsetzen, bis die Strandquecke im Endstadium vollständig vom Sand überdeckt ist (vgl. unteres linkes Teilbild) und die dabei entstandene kleine Düne sich nach den oben geschilderten Gesetzmäßigkeiten weiterentwickelt. Ist das Hindernis nicht winddurchlässig, z.B. ein Stein oder ein Stück Holz, so erfolgt die Sandanlagerung ähnlich der Sandablagerung hinter einer Buhne nur auf der leewärtigen Seite, vgl. rechtes Teilbild in Abbildung 10.12. In beiden Fällen zeigt die Aufsicht zumindest zeitweise eine Hufeisenform. Erst mit zunehmender Sandzufuhr bildet sich eine geschlossene Form aus.

Dünenwachstum

Die im Zusammenhang mit dem linken unteren Teilbild in Abbildung 10.12 erwähnte Endform einer vollständig überströmten Strandquecke wird in der Natur nicht beobachtet. Die im Windschatten der Strandquecke entstandene Vordüne hat eine Höhe von nur wenigen Zentimetern bis maximal 1 m. Die Strandquecke wird dabei aber nicht vollständig überweht, da sie sich durch Internodienbildung und Wurzelstreckung rasch über die neue Sandoberfläche hinausstreckt. Auf diese Weise wächst die Primärdüne empor. Nährstoffe werden, ebenso wie weiterer Sand, durch die Strömung zugeführt.

Ist die Düne so stark angewachsen, dass der Salzwasser- oder Brackwassereinfluss vollständig außerhalb des Wurzelraums liegt und der salzhaltige Sand durch Regen zunehmend ausgewaschen wird, wandelt sich die Primärdüne zur Sekundärdüne mit einer Höhe bis zu 20 m. Pionierpflanze ist der Strandhafer, der in bewegtem Sand durch Wurzelneubildung fortwährend gezwungen ist, das Material neu zu durchziehen.

Kommt die Düne zur Ruhe, so wird das Wurzelwerk des Strandhafers von Nematoden zerfressen; die Pflanzen sterben ab. Dies ist das Stadium einer alternden Weißdüne. Der Name rührt daher, dass das Weiss des Sandes noch durch den Bewuchs durchscheint.

In der alternden Weißdüne lassen die Überwehungen nach, so dass mit dem Aufbau von Humus allmählich eine Bodenentwicklung beginnt. Dies zeigt sich an einer leichten Graufärbung des Bodens (Graudüne). Hauptpflanze ist der Rotschwingel, der sich, ähnlich dem Strandhafer, noch gut an gelegentliche Sandüberwehungen anpassen kann. Schreitet die Bodenbildung weiter voran, so beginnt durch die Anreicherung an Mineralien die Auswaschung von Fulvosäuren mit hohen Gehalten an Fe^{3+} -Hydroxyden, die der Düne eine charakteristische Braunfärbung verleihen (Braundüne). Es bilden sich Heidegesellschaften mit Krähenbeere, Tüpfelfarn und Kriechweiden, auch verschiedene Gebüsch und Sanddorn können sich ansiedeln. Die strömungsmechanische Entwicklung der Düne ist in diesem Stadium endgültig abgeschlossen.

10.2.3 Longshore-Transport

Der Sedimenttransport entlang der Uferlinie erfolgt durch den küstenparallelen Längsstrom. Ein bidirektionaler Längsstrom im Zusammenhang mit Rippströmen führt nicht zu großräumigen Umgestaltungen der Küste, da Sediment mit ihm nicht über lange Strecken küstenparallel transportiert werden kann. Stattdessen erfolgen lokale Umlagerungen von Sediment, die zu Spitzen im Bereich der Rippströme und dazwischen liegenden Minibuchten führen. Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten wird ein Teil des Sediments im Rippstrom von der Küste weg transportiert. Wellendominierte Küsten mit bidirektionalem Längsstrom sind daher meistens Abtragungsküsten.

Bei einem unidirektionalen Längsstrom sieht die Situation anders aus: hier kann Sediment über weite Strecken parallel zur Küste transportiert werden. Gerade im Bereich der Ausgleichsküsten sind großräumige unidirektionale Längsströme von entscheidender Bedeutung. Der Längstransport wird durch die lokale Sedimentbilanz bestimmt: wird mehr Sediment zugeführt als abtransportiert, so ergibt sich eine positive Sedimentbilanz und die Küste wächst. Im gegenteiligen Fall ergibt sich eine negative Sedimentbilanz, entsprechend einem Küstenrückgang. Küstendynamik kann daher nicht lokal für einen kleinen Küstenabschnitt betrachtet werden sondern muss stets auch die benachbarten Küstenabschnitte berücksichtigen. Dies wird bei der Ausgleichsküste am deutlichsten, da dort des einen Erosion (am Steilufer oder Kliff) des anderen Deposition (an einem flachen Küstenabschnitt) sein kann.

Betrachten wir ein Küstenstück, so müssen wir eine Bilanz erstellen aus dem mit dem küstenparallelen Strom zugeführten Sediment befrachteten Wasser, den lokalen Strömungs- und Sedimentverhältnissen (Erosion oder Deposition), dem mit dem küstenparallelen Strom abgeführten Sediment befrachteten Wasser, und einem eventuellen Verlustterm durch einen senkrecht zur Küste gerichteten (Ripp)Strom. Aus der Berücksichtigung dieser Terme lassen sich schnell einige Spezialfälle beschreiben:

- das zugeführte Wasser enthält sehr wenig Sediment: in diesem Fall kann selbst bei einem vollständigen Abbremsen der Strömung kaum Sediment deponiert werden. Daher findet, bei hinreichender hinreichender Strömungsgeschwindigkeit und/oder hinreichend feinem lokalem Sediment, Erosion statt – selbst wenn die Strömung sich in diesem Bereich verlangsamt.
- das zugeführte Wasser ist stark Sediment befrachtet. Hier sind zwei Fälle zu unterscheiden:
 - die Strömungsgeschwindigkeit bleibt konstant oder nimmt zu, z.B. um eine lokale Spitze: in diesem Fall wird kein Sediment deponiert. Bei unveränderten Strömungsverhältnissen ist der Nettotransport konstant: zwar fällt Sediment aus, es wird jedoch in gleichem Maße Sediment erodiert. Bei zunehmender Strömungsgeschwindigkeit überwiegt die lokale Erosion die lokale Deposition (wofern Sediment erodiert werden kann) und es findet ein Nettotransport aus dem betrachteten Abschnitt hinaus statt.
 - die Strömungsgeschwindigkeit reduziert sich, z.B. durch eine Aufweitung der Strömung an einer Flußmündung, einer Bucht oder hinter einer Landspitze. In diesem Fall überwiegt die Deposition die Erosion, es findet Anlagerung von Sediment statt.

Die im letzten Fall genannte Geometrie liegt der Nehrungsbildung, vgl. Abb. 10.13 zu Grunde, er ist auch die Ursache für das Versanden von Hafeneinfahrten (daher die Molen). Auch die Strandseen im weiter unten diskutierten Beispiel entstehen so.

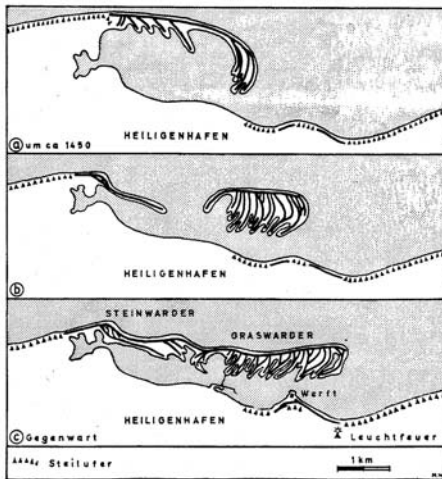


Abbildung 10.13. Nehrungsbildung in der westlichen Ostsee am Beispiel des Graswarder, Heiligenhafen (Duphorn et al., 1995)

Die Wanderung der friesischen Inseln beruht ebenfalls auf diesem Prozess: sie bilden einen Inselriegel vor dem flacheren Wattenmeer. Durch den Transport senkrecht zur Küste würde sich eigentlich eine geschlossene Sandbank ausbilden können. Da das Watt dahinter jedoch ein Tidengewässer ist, müssen große Wassermengen transportiert werden: die Sandbank wird durch Seegatte unterbrochen, in denen dieser Austausch stattfindet. Aus der Sicht des küstenparallelen Stroms findet jeweils am Ende der Insel am Seegatt eine Aufweitung seiner Stromröhre statt, seine Geschwindigkeit verringert sich und es wird Sediment deponiert. Als Konsequenz wird der Tidenstrom durch das Seegatt etwas weiter in Richtung des küstenparallelen Längsstroms, d.h. in Richtung auf die östlich gelegene Nachbarinsel verfrachtet und führt dort zu einer Erosion an der Westküste. Da sich der Tidenstrom unmittelbar hinter der Insel aufweitet, bleibt Sediment befrachtetes Wasser im Küstenbereich der zweiten Insel, kann mit dem küstenparallelen Längsstrom parallel zu dieser transportiert und an ihrem östlichen Ende abgelagert werden. Auf diese Weise wandert die gesamte Inselkette in östlicher Richtung, vgl. Abb. 10.14. Diese Wanderung wurde erst in den vergangenen Jahrhunderten durch immer stärkere Küstenschutzmaßnahmen vorübergehend gestoppt – vorübergehend, da sich zwar die Deichlinie als Inselufer auf diese Weise halten lässt, das Vorland jedoch weiterhin stark erodiert wird und damit der Deich sich irgendwann in einer Art unterseeischem Kliff fortsetzt und entsprechend schnell erodiert wird.

Freie Strandwälle: Haken und Nehrungen

Strandwälle bilden sich auf der Schorre als Barrieren vor dem Strand aus. Zur Strandwallbildung kann es jedoch auch unabhängig von einem Strand kommen: ein freier Strandwall entsteht. Prominenteste Beispiele für freie Strandwälle sind Haken und Nehrungen. Diese Haken bzw. Nehrungen sind auch die Wälle, die sich am Weststrand vor den Strandseen ausgebildet haben!

Im Heimatkundeunterricht wird die Nehrungsbildung als das Anwachsen an eine Unregelmäßigkeit in der Küste betrachtet. Diese Auffassung entspricht der Laienvorstellung.

Allerdings gibt es auch andere Ansätze. So schlägt Martens (1927) vor

... für das Zustandekommen eines freien Strandwalles eine plötzliche Änderung im Verlauf der Küste allein nicht ausreichend. Nur da, wo schon in einem größeren Abstände vom Land der Meeresboden seicht ist, dass die Wellen nicht imstande sind, Sand und Geröll bis zum Ufer heranzutragen, kommt es zur Ausbildung eines freien Strandwalls. (Martens, 1927)

Als Beispiel verwendet Martens (1927) den Stein- und Grwaswerder vor Heiligenhafen und betont weiter

dass die völlige Abschnürung einer Bucht nur dann eintreten kann, wenn sie in der ganzen Breite ihrer Mündung nur eine Tiefe von weniger als 4.0 m hat (Martens, 1927)

und verwendet hier die Bucht von Stein an der Probsteier Küste als Beispiel. Bei der Ablagerung der vor den Eingang der Bucht gelangenden Sandmassen kommt es zunächst auf der flachen Schorre zu

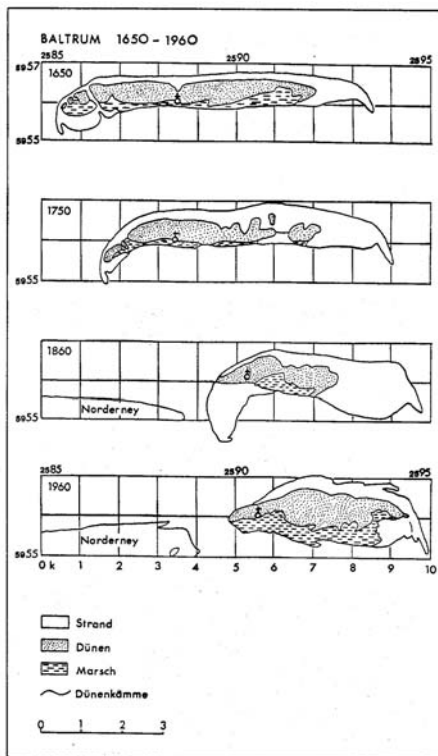


Abbildung 10.14. Wanderung der friesischen Inseln am Beispiel Baltrums

einer gegen die Mündung der Bucht allmählich ansteigenden submarinen Aufschüttungsfläche, die als Brandungshalde bezeichnet wird. Aus dieser entsteht schließlich ein Strandwall von 1.5–3.0 m Höhe und 30–50 m Breite.

Wird dieser Strandwall durch die allmähliche Tieferlegung der Schorre aufs neue wieder von der See angegriffen, dann entsteht auf der Seeseite des Hauptstrandwalles ein niedriges Kliff, das dauernd weiter landeinwärts verlegt wird. Wie überall an der Flachküste, so wird auch hier das von der Brandung bewegte Material an der äußeren Grenze der Wellenwirkung immer wieder zu einem Wall aufgetürmt. So besteht die Veränderung der Barre zunächst darin, dass der Hauptwall nach Art einer Wanderdüne gegen die Bucht hin verschoben wird.

martens27

Nach und nach wandert er über die auf der Rückseite des Strandwalls bereits zur Bildung gekommenen limnischen Ablagerungen.

Hurtig (1954) verwendet einen ähnlichen Ansatz zur Erklärung der Bildung der Warnowbucht und die Boddenlandschaft. Er sieht auch Parallelen in den heutigen Verhältnissen der ostmecklenburgischen Flachküste: dort rücken die Dünenwälle allmählich über hinter ihnen liegendes Moorgelände hinweg. Nach dem Überfahren taucht dasselbe auf der Seeseite wieder als Strandfeldmoor auf (Tapfer, 1940) Bereits früher, aber ebenfalls in diesem Sinne, verwendet Lehmann (1909) die Bildung freier Strandwälle zur Erklärung der Entstehung von Schaabe und Schmäler Heide vor:

Ging die Littorinasenkung langsam vor sich, so muss das Meer schon an der jeweiligen Küste weit vor dem heutigen Strande mit dem Bau von Strandwällen begonnen haben. Diese wurden natürlich bei weiterem Vordringen immer wieder eingeebnet und in unaufhörlichem Wechsel zum Aufbau neuer Strandbildungen verwandt. Es ist also durchaus nicht gesagt und nicht einmal wahrscheinlich, dass die Schaabe und die Schmale Heide an ihrer heutigen Stelle aus Hakenbildungen zusammengewachsen sind und die hinter ihnen liegenden Bodden als Teile der See abgeschnürt haben. Diese Binnengewässer können sehr wohl von hinten erfüllte Hohlformen sein, in die bei der heutigen Wittower Fähre das Wasser einströmte. (Lehmann, 1909)

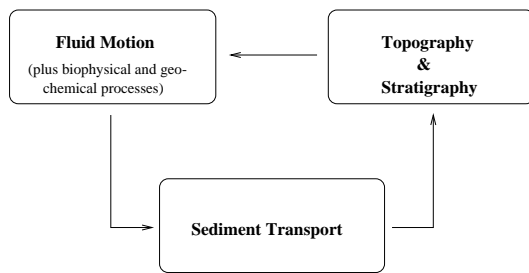


Abbildung 10.15. Küstenevolution als Wechselwirkungsprozess.

Lehmann (1909) hat diesen Ansatz auch auf die Entstehung des östlichen Teils der Frischen Nehrung und auf die Kurische Nehrung übertragen. Für die Schaabe wurde ein ähnlicher Ansatz auch von Plewe (1940) verfolgt. Uhl (1939) merkt dazu vom Stand des Wasserbautechnikers an:

Das End e der Nehrungsbildung fällt zeitlich mit ihrem Beginn zusammen. (Uhl, 1939)

10.2.4 Offshore-Transport

Offshore-Transport, d.h. Transport von Sediment mit einem senkrecht zur Küste gerichteten Strom ist praktisch immer mit Verlust von Sediment in tieferes Wasser verbunden. Ein Teil dieses Sediments kann bei starken Winterstürmen mit den Wellen wieder an den Strand verfrachtet werden und insbesondere stranparallele Barren⁴ unter dem Wasser bilden, die ihrerseits wieder den Küstenlängstransport beeinflussen.

10.3 Küstendynamik: Beispiel

Küsten sind etwas veränderliches, wobei die Veränderungen und ihre Zeitskalen u.a. abhängen von (a) Veränderungen des Meeresspiegels, (b) der Morphologie der Küste, (c) dem Strömungsfeld von Wind und Wasser, und (d) der Sedimentbilanz. Als ein Beispiel für einen auf historischen Zeitskalen sich entwickelnden Küstenabschnitt soll hier die Halbinsel Fischland–Darß–Zingst in Nordvorpommern betrachtet werden. Doch vorher einige allgemeine Vorbemerkungen.

Küstenveränderung oder -entwicklung wird als bedrohlich empfunden: zum einen, weil der Mensch anscheinend eher generelle Bedenken gegen die Veränderung hat; zum anderen, weil der Mensch immer dichter an die Küste herangeht und damit immer mehr Leben, Eigentum und Kulturgut durch natürliche Küstenentwicklung gefährdet ist. Daher versucht der Mensch, aktiv in die Küstenentwicklung einzugreifen – ein Verfahren, dass er als Küstenschutz beschreibt. Küstenschutz⁵ ist z.B. bestrebt, den Abbau zu verhindern und vorhandene Sedimentwanderungen so zu lenken, dass z.B. das Versanden von Hafenanlagen oder Flussläufen verhindert wird. Berücksichtigen wir dabei, dass nur ein kleiner Teil des beim Abbau frei werdenden Sediments in das “freie Meer” verloren geht, so wird das Dilemma deutlich: selbst wenn Küstenschutz nur an Abbruchabschnitten erfolgt, so beeinflusst er die Anlandungsabschnitte ebenfalls. Oder plakativ formuliert: *des einen Erosion ist des anderen Akkumulation*.

10.3.1 Küstenentwicklung als Rückkopplungsprozess

Betrachtet man die Entwicklung einer Küste auf kurzen Zeitskalen, so sind die Veränderungen des Meeresspiegels zu vernachlässigen. Zwischen den verbliebenen Prozessen der Küstenentwicklung stellt sich ein Wechselwirkungsprozess ein, vgl. Abb. 10.15. Topographie und Stratigraphie des Geländes bestimmen die Bewegung von Luft und Wasser. Dieses Strömungsfeld bestimmt, zusammen mit biophysikalischen und

⁴Barren sind kleine Sandbänke, die jedoch – im Gegensatz zur echten Sandbank – unter dem Meeresspiegel liegen und nicht zwischenzeitlich trocken fallen. Im Bereich der Ausgleichsküsten der Ostsee bildet sich meist ein System von 3 Barren aus. Diese sind zum einen für das Aufsteilen und den Beginn des Brechens von Wellen entscheidend, zum anderen kanalisieren sie den Küstenparallelen Sedimenttransport. Barren sind von ihrer Entstehung her große Rippel, d.h. es gelten weiter oben über Dünen gesagten Entwicklungsmuster.

⁵Für die allgemeinen Grundlagen und Methoden des Küstenschutzes sei auf Abschn. 10.4 verwiesen.

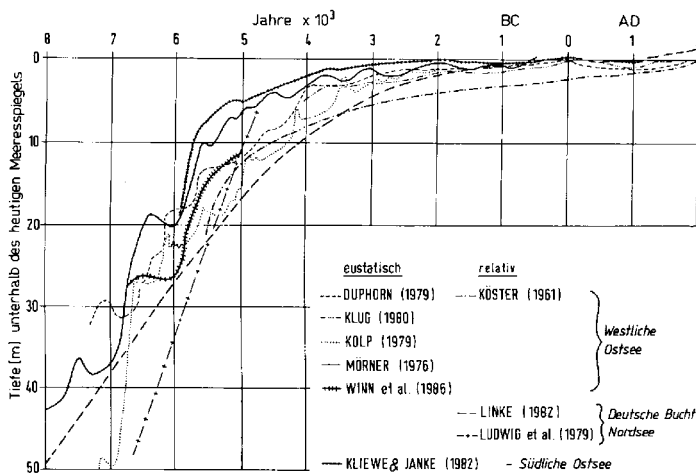


Abbildung 10.16. Ausgewählte Kurven des holozänen Meeresspiegelanstieges aus dem Bereich der westlichen und der südlichen Ostsee sowie der Deutschen Bucht. Duphorn et al. (1995) auf der Basis von Kliewe und Janke (1982) und Winn et al. (1986).

geochemischen Prozessen, den Sedimenttransport (inklusive eventueller Abrasion oder Akkumulation). Die damit verbundenen Sedimentumlagerungen ihrerseits verändern die Topographie und Stratigraphie. Diese Form einer Wechselwirkung (skette) ermöglicht Rückkopplungen, d.h. der Kreislauf kann stabilisierend sein (negatives Feedback) oder sich selbst verstärken (positives Feedback). Negatives Feedback kann als eine Form der Selbstregulation verstanden werden. Positives Feedback lässt sich auch als Selbstorganisation interpretieren, die zu neuen ‘Verhaltensmustern’ führen kann. Ein Wechsel zwischen diesen beiden Formen der Rückkopplung resultiert in einer Änderung des morphodynamischen Verhaltens. Ein Beispiel für einen derartigen Übergang im weiter unten beschriebenen Küstenabschnitt ist die Inaktivierung des Altdarß Kliffs, ebenso wie der Übergang sowohl des West- als auch großer Teile des Nordstrands von einer Anlandungs- in eine Abtragungsküste.

10.3.2 Die Ostsee als Bühne

Die Ostsee ist ein Nebenmeer, nur durch einen engen Zugang (Kattegat) mit dem Randmeer ‘Nordsee’ des Atlantischen Ozeans verbunden. Dadurch unterscheiden sich die dynamischen Vorgänge von der Ostsee von denen der freien Ozeane. Insbesondere sind die Tiden kaum ausgeprägt und Wellen in Länge und Höhe aufgrund der häufig geringen Wassertiefe und der geringen Einwirkstrecke (fetch) nur relativ klein. Andererseits erlaubt die relativ geschlossene Struktur die Ausbildung stehender Wellen (Seiches), die im Zusammenhang mit geeigneter Windrichtung zu langanhaltenden Hochwasser und Sturmfluten führen können. Auch geologisch ist die Ostsee insofern etwas Besonderes, als dass auf einer relativ kleinen Längenskala sehr unterschiedlich Küstenformen insbesondere auch sehr unterschiedlichen Alters vorkommen.

Geschichte

Geologisch gesehen ist die Ostsee ein sehr junges Meer: noch vor 15 000 Jahren war die heute von ihr eingenommene Fläche von einer mächtigen Eisschicht bedeckt: im Zuge der Weichseiszeit⁶ hatten sich Gletscher vom Skandinavischen Landschild bis über weite Teile des norddeutsch-polnischen Flachlandes und des Baltikums ausgedehnt. Erst mit dem Abschmelzen des Eises konnte sich die Ostsee langsam ausbilden.

Die mit dem Abschmelzen des Eisschildes verbundene Änderung des Meeresspiegels ist in Abb. 10.16 für verschiedenen Bereiche der westlichen und südlichen Ostsee sowie die Deutsche Bucht gezeigt. Deutlich erkennbar sind verschiedenen Fluktuationen auf dem generellen Trend sowie insbesondere der schnelle Meeresspiegelanstieg am Anfang des betrachteten Zeitintervalls.

⁶Zur Höchstzeit der Weichseiszeit war der Eisschild auf dem Skandinavischen Schild bis zu 3000 m mächtig während der Meeresspiegel aufgrund der im Eis gebundenen Wassermassen um 80-100 m unter dem heutigen lag (Köster, 1996).

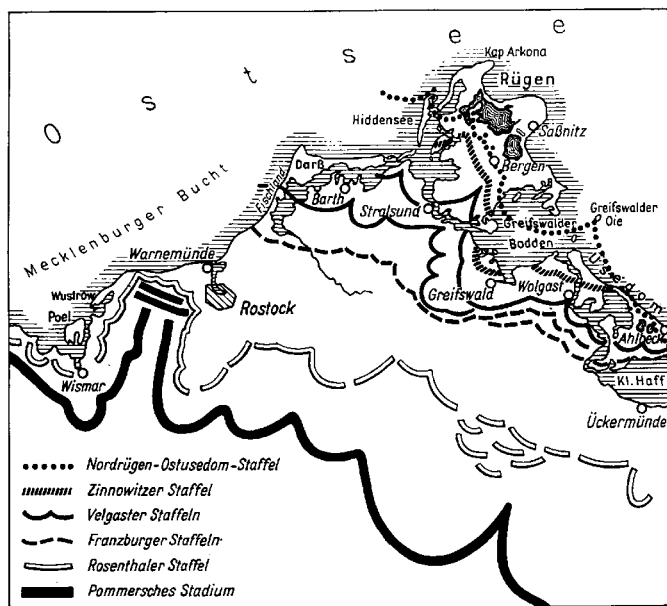


Abbildung 10.17. Eisrandlagen und Küstenverlauf von Wismar bis Ahlbeck (Wagenbreth und Steiner, 1990).

Abbildung 10.17 gibt eine Übersicht über die Eisrandlagen zu verschiedenen Zeiten im Vergleich mit dem heutigen Küstenverlauf. Diese eiszeitlichen Formen sind die Ausgangsposition, die gegenwärtige Landkarte des Küstengebiets gibt einen Schnappschuss der momentanen Situation. Die Prozesse, die diese Umwandlung bewirkt haben, arbeiten weiter und werden die Landkarte daher auch zukünftig verändern.

Diese junge Entstehungsgeschichte erklärt die unterschiedlichen geologischen Formationen im Ostseeraum. Der Norden ist bestimmt durch kristalline Gesteine der Grundgebirge mit nur geringmächtiger Ablagerung durch eiszeitliches Material. Dieser Skandinavische Schild steigt weiterhin über den Meeresspiegel an, da der Ausgleich des Einsinkens durch die aufliegenden Eismassen, das glacial rebounding oder die eisisostatische Hebung⁷, noch nicht abgeschlossen ist. Im Rahmen der Küstenklassifikation handelt es sich also um eine vorrückende Küste aufgrund eines (lokalen relativen) Absinkens des Meeresspiegels. Im Bottnischen Meerbusen ergibt sich dadurch eine Landhebung (aufgrund von Pegelbeobachtung, d.h. der allgemeine Meeresspiegelanstieg ist bereits eingeschlossen) von ca. 80 cm/Jahrhundert, im Bereich der Åland-Inseln beträgt die Hebung noch ca. 50 cm (Rossiter, 1967). Die Linie konstanten Meeresspiegels verläuft ungefähr von Skagen durch das nördliche Seeland und das südliche Schonen, hat ihre südlichste Ausdehnung nördlich Bornholm, schwenkt dann nach Nordosten und setzt sich südlich Gotlands bis zur Insel Ösel (Saaremaa) im Rigaischen Meerbusen fort. Im östlichen Teil der Ostsee beträgt der Meeresspiegelanstieg weniger als 10 cm, im westlichen Raum bis zu 23 cm (Lübeck).

Die präkambrischen Gesteine des Skandinavischen Schildes haben ein Alter von mehr als 1 Mrd. Jahren. Pleistozänes Inlandeis hat während mehrerer Eiszeiten große Materialmassen abgetragen und nach Süden verfrachtet. Daher wird das Grundgebirge nach Süden zunehmend von Sedimenten überlagert. In einem Streifen von der südöstlichen Küste Schonens über die Inseln Öland, Gotland, Dagö (Hiiumaa) und Ösel (Saaremaa) bis zur estnischen Nordküste ist in altpaläozonischen Sedimenten eine Schichtstufenlandschaft entstanden. In ihr haben sich zahlreiche Steilufer in Kalken, Sandsteinen und anderen Sedimenten gebildet. Überall dort, wo eiszeitliche Ablagerungen großer Mächtigkeit vorliegen, konnten sich Sandstrände bilden.

Im Gegensatz zur nördlichen Ostsee liegt die südliche Ostsee in einem alten Senkungsgebiet und ist durch mächtige eiszeitliche und voreiszeitliche Ablagerungen geprägt. Dem nordskandinavischen Grundgebirge vergleichbare Gesteine sind hier teilweise erst in weit mehr als 6000 m Tiefe zu erwarten (Köster und Schwarzer, 1996). Die Landoberfläche ist weiterhin durch die Gesteinfracht aus Nordskandinavien bestimmt, ältere Gesteine sind nur an wenigen Orten zugänglich, wie z.B. an den Kreidekliffs von Mön und

⁷Eine isostatische Hebung bewirkt ein lokales Absinken des Meeresspiegels, auch als isostatische Meeresspiegeländerung bezeichnet. Ein Anstieg des Meeresspiegels aufgrund des Abschmelzens von Eismassen oder der Temperaturexpansion des Wassers bei Erwärmung dagegen wäre ein globales Phänomen und würde als eustatischer Meeresspiegelanstieg bezeichnet.

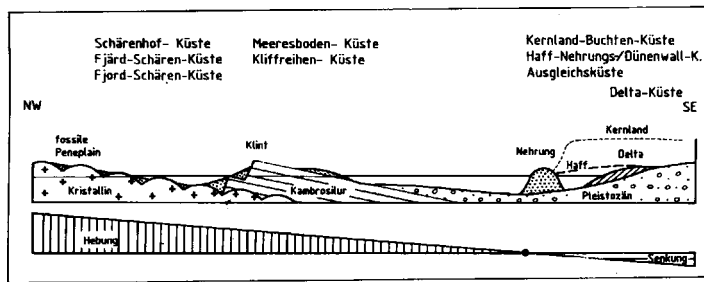


Abbildung 10.18. Prinzip der räumlichen Anordnung und Korrelation von Küstentyp, Aufbau des Untergrundes und isostatischer Ausgleichsbewegung. Dargestellt ist ein verallgemeinertes, nicht maßstabgerechtes Profil von Småland zum Frischen Haff (Lampe, 1996).

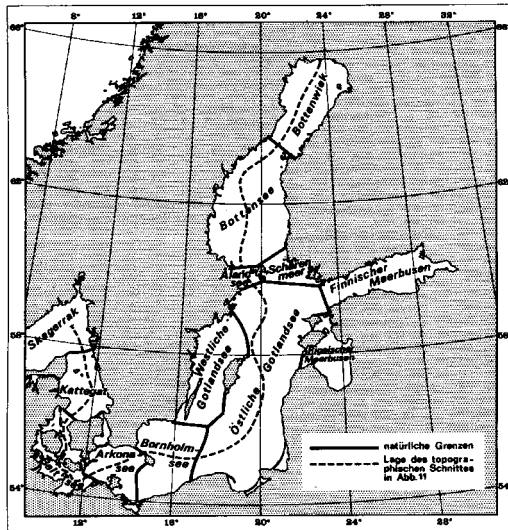


Abbildung 10.19. Natürliche Gliederung der Ostsee und Lage des Längsschnitts in Abb. 10.20; Wattenberg (1949) in Köster und Lemke (1996).

Rügen oder in den verbreitet vorkommenden tertiären Sedimenten. Dieser südliche Bereich der Ostsee ist durch Abtragung und Anlandung bestimmt.

Der Boden der Ostsee ist teilweise durch ältere Festgesteine, teilweise durch jüngere eiszeitliche Ablagerungen bestimmt. Erosion von Lockergesteinen durch Wind und Wellen an den Küsten ebenso wie am Meeresboden führt zur Mobilisierung, Verfrachtung und erneuten Ablagerung von Material. Zusätzliches Material wird durch Flüsse zugeführt. Daher finden sich am Boden der Ostsee zusätzlich zu den Festgesteinen und den eiszeitlichen Sediementen junge Abrasionsflächen mit Restsedimenten und junge Sedimente wie Meeressand und Schlack.

Abbildung 10.18 fasst den Zusammenhag zwischen Untergrund, isostatischer Ausgleichsbewegung und Küstentyp schematisch zusammen.

Gesamtstruktur: Becken und Schwellen

Aufgrund ihrer Entstehungsgeschichte weist die Ostsee ein vielgestaltiges Relief auf. Die Gletscher der Weichseleiszeit haben durch ihre Bewegung und ihr Aufarbeiten von Schmelzwasserseen und Ablagerungen früherer Eiszeiten eine Struktur von Becken und Schwellen geschaffen, die in Abb. 10.19 und 10.20 dargestellt ist.

Die größte Wassertiefe wird danach im Landsort-Tief (459 m) südlich von Stockholm angetroffen. Wassertiefen von mehr als 200 m sind auf eng begrenzte Bereiche beschränkt wie z.B. das Åland-Tief (301 m), das Ulvö-Tief (301 m) und das Gotland-Tief (249 m). Das Teilbecken mit der größten mittleren Wassertiefe befindet sich in der östlichen Gotlandsee. Konsequenterweise ist dies auch der Bereich, in dem sich die Wellen größter Wellenlänge und -höhe entwickeln können. Das flachste Becken bildet die Beltsee, in der Wassertiefen bis 80 m in Kolken erreicht werden.

Für die Ostsee als Gesamtsystem sind die Becken maximaler Wassertiefe relativ unbedeutend. Hier sind die Schwellen entscheidend, da sie den Wasseraustausch und damit einer Vielzahl physikalischer und

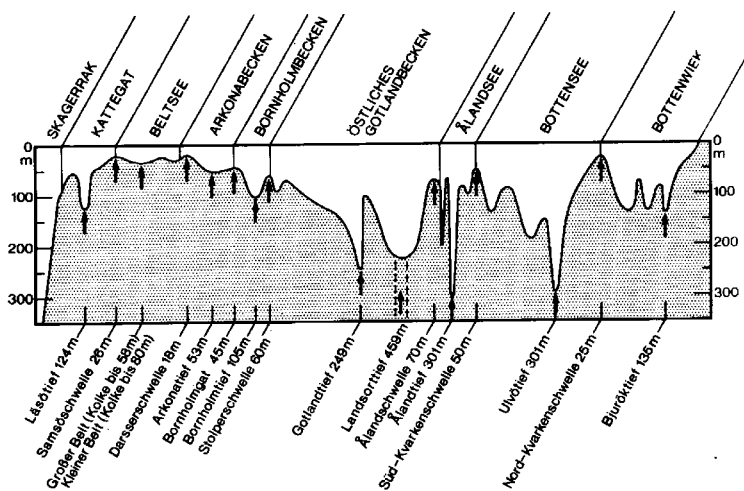


Abbildung 10.20. Bodenprofil in Längsachse der Ostsee mit Tiefen der Becken und Schwellen in m. Das Profil ist entlang der gestrichelten Linie in Abb. 10.19 genommen.

chemischer Prozesse (und damit letztendlich auch biologischer Prozesse) bestimmen. Für die Wirkung der Schwellen sind nicht die flachsten sondern die tiefsten Bereiche der Schwelle ausschlaggebend, da sie sowohl Quantität als auch Qualität (insbesondere Sauerstoffgehalt) des einströmenden Wassers bestimmen. Im Übergangsbereich zwischen Nord- und Ostsee bilden die Dodgen- (7 m) und die Darßer-Schwelle (18 m) die Haupthindernisse für einen ungestörten Wasseraustausch. Die Darßer Schwelle erstreckt sich ungefähr vom Darß erst in nordwestlicher Richtung und knickt dann nach Norden Richtung Falster-Lolland ab. Das Untersuchungsgebiet erstreckt sich daher über die Randbereiche zweier unterschiedlicher Becken der Ostsee oder genauer gesagt es liegt im Grenzbereich zwischen der Beltsee im Westen und der Arkonasee im Osten.

Geologisch besteht der Meeresboden im Vorpommerschen Bereich im wesentlichen aus Schichten der Oberkreide, ist also voreiszeitlichen Ursprungs. Als eiszeitliches Sediment ist Geschiebemergel weit verbreitet, so findet man z.B. im Geschiebemergel der Darßer Schwelle oftmals zahlreiche Schreibkreidegeschiebe deren Durchmesser bis zu einigen Metern reichen kann.

Die Bodenbedeckung im Untersuchungsgebiet besteht boddenseitig aus Schlick und Ton, seeseitig aus Feinsand, in etwas größeren Tiefen entlang der Westküste der Halbinsel auch aus Grobsand (Köster und Lemke, 1996).

Wasseraushalt und Strömungen

Der Wasserhaushalt der Ostsee wird durch vier Komponenten bestimmt: Niederschlag, Verdunstung, Flusswasserzufuhr und Einstrom aus bzw. Ausstrom in die Nordsee. Dominierende Größe ist die Flusswasserzufuhr, da das Einzugsgebiet der großen Flüsse ungefähr viermal so groß ist wie die Fläche der Ostsee. Die großen Zulieferer (Newa, Weichsel, Düna, Memel, Oder) liegen alle im östlichen Bereich, die nächstfolgenden Zulieferer in Schweden. Durch diese Süßwasserzufuhr hat das Ostseewasser einen geringeren Salzgehalt und damit auch eine geringere Dichte als Nordseewasser. Dieser Dichteunterschied erzeugt gleichzeitig ein Druckgefälle, das zu einem Vordringen von Salzwasser in Bodennähe führt. Dieser Einstrom salzreichen Wassers wird durch die Schwellen deutlich behindert während das salzarme Oberflächenwasser praktisch ungehindert durch Öresund und großen Belt in die Nordsee gelangt. Der vertikale Austausch zwischen salzhaltigem und salzarmem Wasser erfolgt durch von Seegang (und damit letztendlich vom Wind) erzeugte Turbulenz, so dass das für die Ostsee typische Brackwasser entsteht. Konvektive Prozesse, im wesentlichen durch die Abkühlung oberflächennahen Wassers ausgelöst, tragen ebenfalls zur Vermischung unterschiedlicher Wassermassen bei und führen damit zur Ausbildung einer homogenen Deckschicht. Ihre Dicke hängt von der den Seegang erzeugenden Windstärke und dem Wärmefluss durch die Meeresoberfläche ab.

Aus der großräumigen Verteilung des Salzgehaltes im Oberflächenwasser lässt sich auf eine sehr schwache mittlere Strömung in der Ostsee schließen, die einen beckenweiten Wirbel gegen den Uhrzeigersinn mit Strömungsgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 1 cm/s bildet. Aufgrund dieser geringen

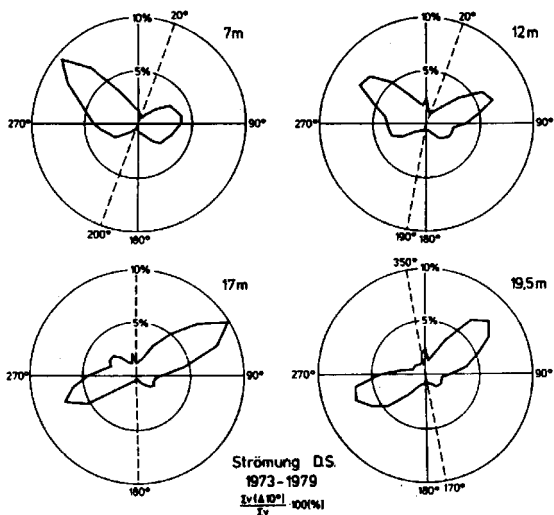


Abbildung 10.21. Richtungscharakteristik der Strömung auf der Darßer Schwelle in vier Messtiefen. Dargestellt ist der prozentuale Anteil der Strömungsbeiträge, Francke (1983).



Abbildung 10.22. Zeitreihe der Strömungsvektoren in vier Tiefen auf der Darßer Schwelle im Mai 1986 Fennel (1996).

Geschwindigkeit ist die Strömung nicht direkt messbar. Ursache dieser beckenweiten Strömung ist der Süßwasserüberschuss. Die Wasserbewegung wird im Sund gebündelt und bildet im Kattegat den Baltischen Strom.

Dieses Muster lässt sich auch lokal erkennen. Abbildung 10.21 zeigt dazu Messungen der Strömungsrichtung auf der Darßer Schwelle in vier verschiedenen Wassertiefen (7 m, 12 m, 17 m und 19.5 m). Während sich in den größeren Wassertiefen Einstrom- und Ausstrom ungefähr die Waage halten, überwiegt im oberflächennahen Bereich das Ausströmen. Die zeitliche Variabilität dieser Strömung ist in Abb. 10.22 illustriert.

Strömungen in der Ostsee haben unterschiedliche Ursachen. Im Bereich der Beltsee ist der Unterschied im Salzgehalt die treibende Kraft für Strömungen. Daher können im Großen Belt und im Fehmarnbelt auch bei Windstille oftmals hohe Strömungsgeschwindigkeiten gemessen werden.

In den großen Becken der Ostsee dagegen wird die Strömung vor allem durch den Wind angeregt, im Bereich der Fluss mündungen ist allerdings auch der Zustrom von Flusswasser von Bedeutung: zum einen führt das zuströmende Süßwasser zur Anhebung des Wasserstandes, zum anderen baut es aufgrund seines geringeren Salzgehaltes Dichteunterschiede zum umgebenden Seewasser auf. Lokal könne nsich daraus kleineräumige Zirkulationsmuster ergeben, für das Gesamtströmungsmuster überwiegt jedoch die treibende Kraft des Windes.

Neben den treibenden Kräften des Windes ist die Ablenkung der Strömung durch die Coriolis-Kraft eine das Strömungsmuster entscheidend bestimmende Größe. Die horizontalen Skalen dieser Strömung werden

durch den internen Rossby-Radius bestimmt:

$$R_i = \frac{\langle N \rangle H}{\pi f} \quad (10.14)$$

mit H als der Wassertiefe, f als der durch die Corioliskraft bestimmten Trägheitsfrequenz (für die Ostsee ist $f = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ oder $T_f = 2\pi/f = 14.5 \text{ d}$), und $\langle N \rangle$ als der über die Wassersäule gemittelten Brunt-Väisälä-Frequenz N . Letztere ist definiert als

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d}{dz} \rho(z). \quad (10.15)$$

In der Ostsee beträgt der Rossby-Radius je nach Jahreszeit und Region etwa 2 bis 7 km (Fennel et al., 1991).

Winderzeugte Strömungen können dann wie folgt entstehen: Ein plötzlich einsetzender Wind erzeugt zunächst in der Deckschicht eine Schwingung mit der Trägheitsfrequenz. Daraus resultiert ein Transport in der Deckschicht senkrecht zur Windrichtung (Nordhalbkugel: rechts). Dieser wird als Ekman-Transport bezeichnet. Die resultierende Schwingung wird als Trägheitsschwingung bezeichnet, sie wurde in den 30er Jahren entdeckt (Gustafsson und Kullenberg, 1936). Räumliche Begrenzungen des Segebiets behindern die Trägheitsschwingungen und erzeugen dabei Trägheitswellen, die zu einer hohen Variabilität der Strömung in Frequenzbereichen oberhalb der Trägheitsfrequenz führen. Signatur dieser Trägheitsbewegungen ist eine deutliche Vertiefung der Deckschicht aufgrund der besseren Durchmischung, wie sie auch nach einer Serie von Stürmen nachgewiesen werden kann (Krauss, 1981).

Für die Anregung von Strömungen unterhalb der Trägheitsfrequenz ist der Ekman-Transport und dessen Beeinflussung durch Küsten entscheidend. Bei küstenparallelem Wind ergibt sich ein Auftrieb oder Absinken von Wassermassen in einem küstennahen Bereich von der Breite des internen Rossby-Radius. Daraus ergibt sich ein küstennormaler Dichteunterschied und somit ein Druckgradient. Die Bewegung des Wassers folgt jedoch nicht dem Druckgradienten sondern wird durch die Corioliskraft nach rechts abgelenkt: die Strömung verläuft parallel zu Linien gleichen Drucks (geostrophische Strömung). Dadurch entsteht ein küstenparalleler Strahlstrom. Unterhalb der Deckschicht dagegen ergibt sich eine entgegengesetzte Ausgleichsströmung, die beim Auftreffen auf topographische Hindernisse ihrerseits Wellen anregen und Wirbel bilden kann. Dies führt insbesondere in der flachen Beltsee zu topographisch gesteuerten Strömungsmustern.

Abbildung 10.23 zeigt die Ergebnisse einer Simulation derartiger Strömungen für die westliche Ostsee in 3 m Tiefe 24 h nach dem Einsetzen eines Westwindes. Wesentliche Merkmale sind die Ausbildung eines Küstenstrahlstroms vor Mecklenburg-Vorpommern und die nach rechts abgelenkte Ekman-Strömung in Bereichen fern der Küste. Der Westwind ist auch verbunden mit einem Anstau von Wassermassen im Kattegat und einem Zurückweichen des Wassers in der eigentlichen Ostsee. Das dabei entstandene Druckgefälle führt im großen Belt und im Sund zu erhöhten Geschwindigkeiten. Mit dem Abflauen des Windes innerhalb des nächsten Tages überwiegt das Zurückfluten der Wassermassen aus der eigentlichen Ostsee die windgetriebenen Strömungsmuster und es entstehen topographisch bedingte Wirbel in der Kieler Bucht und der Mecklenburger Bucht.

Tiden, Seiches und andere Wasserstandsschwankungen

Wasserstandsschwankungen in der Ostsee entstehen durch drei Prozesse: Tiden, stehende Wellen (Seiches) und als Seegang.

Tiden

Tiden werden nach ihre Periode unterteilt in M_2 (12.42 h), S_2 (12.00 h), K_1 (23.93 h) und O_1 (25.82 h) Tide. Die ersten beiden werden als halbtägige, die letzten beiden als eintägige Tide bezeichnet. Die Summe der Amplituden der halbtägigen Gezeiten überschreitet nicht 12 cm, die der eintägigen nicht 15 cm, so dass die Gezeiten in der Ostsee praktisch keine Bedeutung haben.

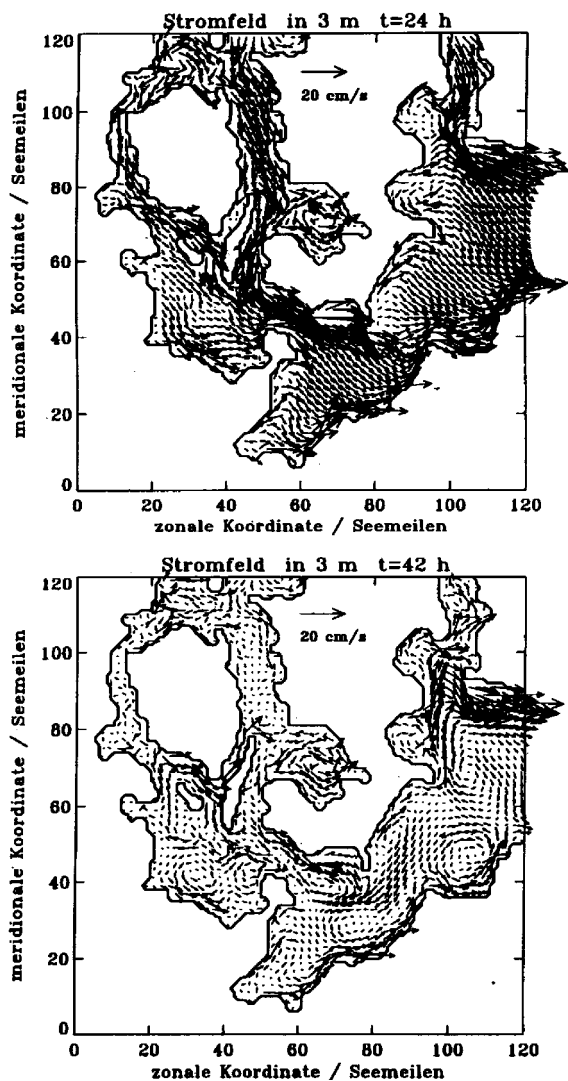


Abbildung 10.23. Simulation der Oberflächenströmungen in der westlichen Ostsee in 3 m Tiefe mit Hilfe eines numerischen Modells (Fennel, 1996).

Betrachtet man Pegelaufzeichnungen, so ist selbst in der westlichen Ostsee die Tide in der Regel nicht einfach zu erkennen sondern von einer meteorologisch beeinflussten Schwingung mit grösserer Periode überlagert. Schon Windstärken von 3–4 Bft unterdrücken die Tide (Eiben, 1992). Daher werden in der Ostsee auch keine Tidenganglinien ausgewertet sondern die hydrologischen Werte nur als Tageswerte angegeben (Terminablesungen als 12 h Werte oder Tagesmittelwerte).

Seiches: Badewanne Ostsee

Die Gezeiten der Ostsee sind Mitschwingungsgezeiten der Nordsee. Die Amplitude der halbtägigen Tide ist in der Ostsee stets kleiner als im Kattegat. Die Amplitude der eintägigen Tide dagegen kann in Teilen der Ostsee größer sein als im Kattegat, die Ostsee reagiert also resonant auf diese Anregung.

Resonante Schwingungen oder Seiches können sich in abgeschlossenen oder halboffenen Becken (also auch in Hafenbecken!) in Form stehender Wellen ausbilden. In einem geschlossenen Becken muss dazu die Beckenlänge L ein Vielfaches der halben Wellenlänge betragen. Für die Schwingungsdauer gilt dann die Meriansche Formel:

$$T_n = \frac{2L}{n\sqrt{gH}} \quad (10.16)$$

Dann bildet sich in Beckenmitte ein Schwingungsknoten, an dem der Wasserstand konstant bleibt, und

an den Rändern jeweils ein Schwingungsbauch, in dem die Amplitude der Wasserstandsänderung maximal wird. In einem halboffenen Becken betragen die Eigenschwingungen das Doppelte der Perioden im geschlossenen Becken, d.h. die Länge des Beckens muss ein Vielfaches einer Viertel-Wellenlänge sein.

Für die Ostsee ist die Situation etwas komplizierter, da jedes der Becken eine eigene Eigenschwingung aufweist und die Ostsee insgesamt daher eher wie ein System gekoppelter Pendel schwingt. Für das System 'Westliche Ostsee–Finnischer Meerbusen' beträgt Periode der Schwingung zweiter Ordnung 23.8 h und liegt damit der ganztägigen Tide sehr nahe.

Eigenschwingungen der Ostsee können ebenso durch Luftdruckunterschiede und eine windbedingte Schrägstellung der Meeresoberfläche angeregt werden. Bei auflandigem Wind ergibt sich ein erhöhter Wasserstand an der Küste, der Windstau, während ablandiger Wind zu einer Erniedrigung führt. Die Wasserstandsänderung ist proportional der Schubspannung (die ihrerseits proportional der Windgeschwindigkeit ist) und der Wirklänge des Windes, dem fetch. Nordost- und Südwestwinde finden in der Ostsee besonders lange Wirklänge vor, an deren Ende jeweils die flachen Gebiete der westlichen Ostsee bzw. des östlichen Finnischen Meerbusens liegen. Die typischen zeitlichen Skalen der Druckgebilde betragen 1 bis 2 Tage, ihre räumlichen Skalen entsprechen ungefähr der Ausdehnung der Ostsee. Daher werden im wesentlichen Seiches erster Ordnung angeregt (Schwingungsperioden von 27.7 bzw. 31.0 h). Die damit verbundenen Schwankungen des Wasserstandes können bis zu 1 m betragen und sind meist nach wenigen Perioden abgeklungen. Der Wasserstand wird besonders hoch (Sturmflut), wenn der anregende Windstau über eine oder mehrere Schwingungsperioden in Resonanz mit der Grundschwinung der Ostsee ist.

Anregungen mit längeren Zeitskalen als der ersten Eigenperiode eines Beckens können zu einer quasistatischen Verschiebung von Wassermassen führen. Dies ist insbesondere für den Austausch mit der Nordsee von Bedeutung. Die Wasserstandsänderungen können ± 0.5 m betragen und über Zeiträume von 1 bis 2 Monaten schwanken. Je nach Phasenlage zu den windangeregten Sturmfluten können die Wasserstandsschwankungen diese entweder abschwächen oder verstärken.

Seegang und Wellen

Deutlich kurzzeitigere Variationen des Wasserstandes mit Perioden zwischen 0 und 30 s kommen durch winderzeugte Oberflächenwellen zustande. Oberflächenwellen können aufgrund der maximalen Windwirkungslänge (fetch) von 300 sm (Bereich zwischen den Åland-Inseln und der Pommerschen Küste) eine mittlere Länge bis zu 80 m erreichen. Bei dieser Streichlänge sind 7 Bft die maximale Windstärke, für die sich innerhalb von 24 h ein ausgereifter Seegang entwickeln kann. Die mittlere Höhe des ausgereiften Seegangs in der zentralen Ostsee beträgt 4.5 m mit einer Wellenlänge von 80 m und einer Periode von 8.7 s. Für die meisten Bereiche sind die Windwirkungslängen jedoch kürzer, so dass davon ausgegangen werden muss, dass der Bewegungsbeginn für Sedimente in Wassertiefen von ca. 20 bis 25 m erfolgt.

Sturmflutlagen

Sturmfluten basieren auf einer Kombination von Seiches, Windstau und starkem Seegang. Für die Ostsee werden drei typische Sturmflutwetterlagen unterschieden, die allerdings mit unterschiedlicher Häufigkeit auftreten (Eiben, 1992):

- *Wetterlage A*: Hoher Luftdruck über Nordskandinavien, rasch aus dem Nordatlantik von Westen bis Nordwesten durch den Bereich der westlichen und südlichen Ostsee durchziehendes Tiefdruckgebiet. Sturmablauf über der westlichen Ostsee: West bis Südwest Sturm auf der Vorderseite des Tiefs, Durchzug des Tiefs, Richtungsänderung des Sturms auf Nordost bis Ost an der Rückflange des Tiefs.
ca. 50% der sturmfluterzeugenden Wetterlagen (Rodloff, 1972). Die Sturmflut von 1872 gehörte zu diesem Typ.
- *Wetterlage B*: Hoch über Skandinavien, Tief im Mittelmeerraum, beide nur langsam verlagernd über Böhmen nach Mittel- bzw. Ostdeutschland.
Sturmablauf: Nordost über Ost länger anhaltend, häufig über Ostsüdost bis Südost eindrehend und abflauend.
ca. 30% der sturmfluterzeugenden Wetterlagen (Kannenberg, 1955).

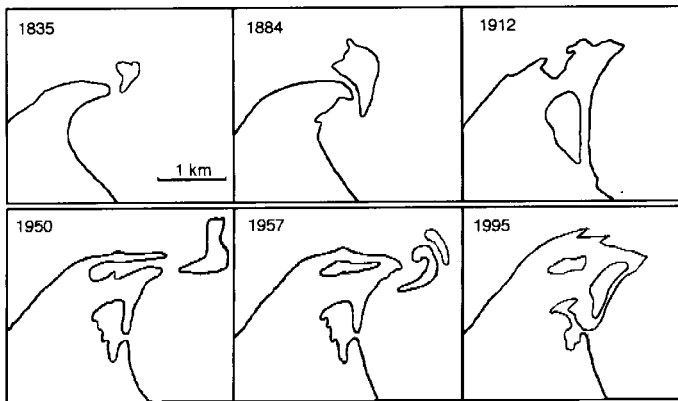


Abbildung 10.24. Wachstum der Darßer Ort Spitze im Zeitraum von 1835 bis 1957 (Schulz, 1991).

- *Wetterlage C*: Tief über Nordskandinavien nach Ost verlagernd, Hoch im Südwesten bis Westen. Sturmablauf: Sturm aus nordöstlichen Richtungen auf der Rückseite des Tiefs. sehr seltene Wetterlage.

Eiben (1992) vergleicht die Sturmfluten von 1872 und 1976 und entwickelt daraus die charakteristischen Phasen einer Sturmflut bei Wetterlage A:

1. ausgeprägte Winde/Stürme aus westlichen Richtungen über mehrere Tage stauen das Wasser im östlichen Teil der Ostsee auf. Dadurch können große Wassermassen aus der Nordsee in die Ostsee einströmen.
Baensch (1875) beschreibt diese 'Füllungsphase' als ein 2 m hohes Spiegelgefälle zwischen Beltsee und Kattegatt, was zu einer Füllung durch Nordseewasser führt. Aufstau der Wassermassen im Finnischen Meerbusen.
2. Das Eindrehen des Sturmes auf Nordost veranlasst eine Schwingung nach Westen und verhindert oder verzögert ein Abfließen eines Teils der rückschwingenden Wassermassen in die Nordsee. 'Rückschwapp- und Auflaufsperr', zeitgleiches Zurückschwappen des Ostseewassers und Zunahme der Windstärke.
3. Durch eine Steigerung des Sturmes (1872 auf Orkanstärke) steigen die Wasserstände der südlichen und östlichen Ostsee auf ihre Höchststände.
'Beschleunigungsphase': Zunahme des Windes auf Spitzen bis 31 m/s führt zu einem weiteren schnellen Anstieg des Wasserstandes von NN +2 m auf NN +3.17 m mit Steiggeschwindigkeiten in der letzten Anstiegsphase von rund 20 cm/h.

Sturmfluten dieses Typs zeichnen sich in den Pegelaufzeichnungen durch einen ausgeprägten Peak aus.

Andere Sturmfluten (z.B. 1898, 1978/79) zeigen deutlich andere Ganglinien mit einem langandauernden flachen Verlauf, d.h. einer sehr langen Verweildauer der hohen Wasserstände. darin zeigt sich wieder der Unterschied zu Nordsee-Sturmfluten: zwar erreicht eine Ostsee-Sturmflut bei weitem nicht die maximalen Wasserstände wie in der Nordsee, dafür steht das Wasser aber auch teilweise über mehrere Tage an. Derartige Sturmfluten entstehen durch Windstau an der westlichen und südlichen Küste und halten solange an, wie der Wind anhält. Sie gehören damit zur Sturmflutwetterlage B.

10.3.3 Der Darß allgemein

Großräumig ist die Halbinsel Fischland-Darß-Zingst eine Folge der letzten Eiszeit, insbesondere von Bedeutung ist eine ehemalige Endmoräne (vgl. Abb. 10.17), die sich von der dänischen Insel Falster über den Bereich der heutigen Darßer Schwelle bis zu den Inselkernen des Altdarß und des Fischland erstreckte.

Der Darß ist der von Wind und Wellen am stärksten modifizierte Teil der Halbinselkette Fischland-Darß-Zingst. Am Alten Meeresufer, auch als Altdarß Kliff bezeichnet, und dem steten Wechsel von Riegen (Dünensenken) und Reffen (Strandwällen) lässt sich die (kurze) Geschichte dieser Landschaft ablesen: am Weststrand wird dieses System auf der direkten Beobachtung zugänglichen Zeitskalen abgebaut, am Darßer Ort und den westlichen Teilen des Nordstrandes erfolgt, ebenso gut beobachtbar, die Anlandung



Abbildung 10.25. 'Seegatt' am Fukarek-See, durch das bei hohem Wasserstand eingeflossenes Wasser bei Niedrigwasser wieder auströmen kann. Aufgenommen 09.10.1999.



Abbildung 10.26: Luftaufnahme der Spitze Darßer Ort; Linkes Teilbild: unterer rechter Quadrant der Nothafen und daran anschließend der Ottosee, darüber der Fukarek-See mit dem Schwemmfächer am südlichen Zipfel der Bernsteininsel. Edition Voigt & Kranz.

dieser Sedimente und damit das Wachstum des Neulandes.

Einen Eindruck von der Geschwindigkeit, mit der diese Neulandbildung abläuft, vermittelt Abb. 10.24, die das Wachstum der Darßer Ort Spitze zwischen 1836 und 1995 zeigt.⁸ Aus Abb. 10.24 wird auch der Ablauf des Wachstumsprozesses deutlich: die uferparallele Längsströmung führt zur Bildung eines Strandhakens im flachen Wasser. Dieser wächst weiter vor das ursprüngliche Ufer und bildet durch anschließende Abschnürung einen Strandsee aus. Letztere finden sich ebenfalls, wenn auch teilweise verlandet, entlang des Weststrandes und geben damit den Hinweis, dass der Wachstumsprozess auch in historischer Zeit sehr ähnlich verlaufen sein muss. Diese deutet seinerseits darauf hin, dass die Wind- und Strömungsmuster den heutigen sehr ähnlich gewesen sein müssen. Auf eine 'Besonderheit' in Abb. 10.24 sei noch hingewiesen: die Zufahrt zum Ottosee (Nothafen Darßer Ort, das ist der südlichere Strandsee auf der Ostseite der Darßer Ort Spitze) wird künstlich freigehalten. Die Bernsteininsel ist heute vollständig mit der Darßer Ort Spitze verbunden. Dabei ist der Nordteil der Bernsteininsel unter den Wasserspiegel gesunken und zwischen ehemaliger Bernsteininsel und Darßer Ort Spitze hat sich ein weiterer Strandsee (Fukarek-See) gebildet. Am nordöstlichen Ende dieses Sees ist eine (relativ langlebige) Flachstelle im Landriegel zu erkennen, die wahrscheinlich die Funktion eines Seegatts inne hat oder hatte, vgl. Abb. 10.25. Auch am südlichen Ende lässt ein relativ breiter Fächer auf ein Seegatt oder einen zumindest zeitweise noch bestehenden Durchlass schließen, vgl. Abb. 10.26.

Entstanden ist der Darß mit dem Abschmelzen des Eises und dem sich daraus ergebenden Anstieg des Meeresspiegels am Ende der letzten Eiszeit. Vor ca. 7000 Jahren war der Meeresspiegel im Bereich der Ostsee soweit gestiegen, dass nur die im rechten Teil von Abb. 10.27 gezeigten Inselkerne Altdarßkern, Fischlandkern und Prerowbank-Kern aus dem Wasser ragten. Wind und Wellen setzten dann einen Abtragungs- und Umlagerungsprozess in Gang, bei dem Sediment vom Fischlandkern nordostwärts und vom Altdarßkern ostwärts verfrachtet wurde. Letzterer wuchs auf die Kerne von Zingst/sundische Wiese zu und bildete im Laufe der Zeit eine lange Ost-West orientierte Bank vor der Boddenküste; Seegatten

⁸Das Wachstum zwischen ungefähr 1960 und 1990 ist nicht öffentlich dokumentiert, da der Darßer Ort Sperrgebiet war; zum einen zu Erholungszwecken privilegierter Staatsbürger, zum anderen, um möglichen Republikflüchtlingen keine Informationen zu liefern.

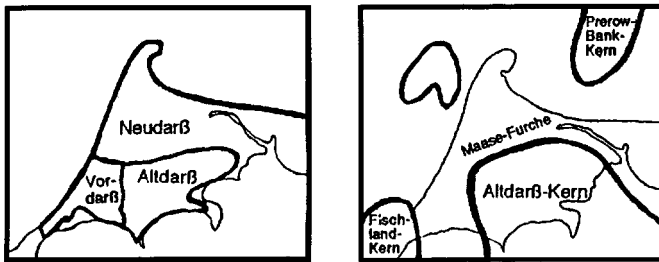


Abbildung 10.27. Gliederung des Darß in drei morphologisch und altersmäßig verschiedene Teile (links) und Verteilung von Land und Wasser im Bereich des Darß vor ca. 7000 Jahren mit Inselkernen (rechts) (Schulz, 1991).

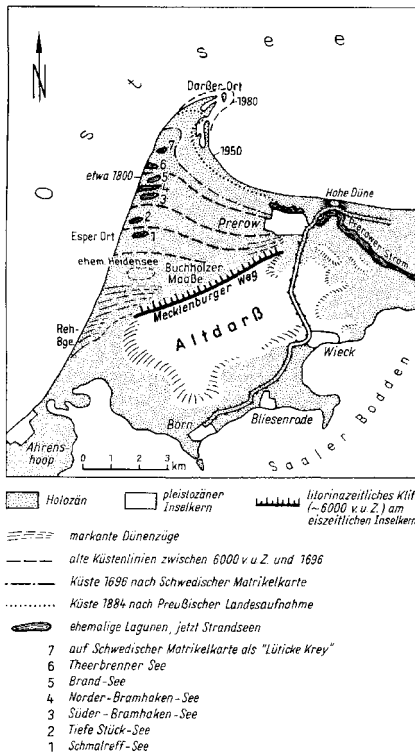


Abbildung 10.28. Geologische Karte des Darß mit dem alten Kliff sowie den Reffen und Riegen auf dem jungen Sandland (Wagenbreth und Steiner, 1990).

erlaubten einen Austausch zwischen Boddenwasser und Ostsee.

Der Sand vom Fischlandkern dagegen legte sich schützend vor den Altdarßkern, so dass der Vordarß entstand. An diesem wuchsen die Abtragungen vom Fischlandkern in nordöstlicher Richtung und legten sich letztendlich vor den Altdarß. Damit wurde das Altdarßkliff inaktiv. Es ist heute als das 'Alte Meeresufer' weiterhin deutlich als ein bis zu 8 m hohes Kliff zu erkennen. Das vom Fischlandkern (und mit dessen Rückweichen später auch vom Vordarß abgetragene Sediment lagert sich weiter nordöstlich vor den Altdarß und bildet den Neudarß, der durch ein Wechselspiel von Riegen und Reffen geprägt ist. Heute sind aufgrund des fortgesetzten Zurückweichens von Fischlandkern und Vordarß auch große Teile der westlichen Küste des Vordarß von einer Anlandungs- in eine Abtragungsküste übergegangen. Landwachstum erfolgt heute im wesentlichen um die Nordspitze des Darß, den Darßer Ort. Zusätzlich wächst der Darß nach Osten, wodurch sich eine Verbindung mit der Insel Zingst ergab und der Zingst über Bock- und Werder-Inseln immer weiter an Hiddensee heranwächst.

10.3.4 Geologie

Bestandsaufnahme

Die heutige Struktur des Darß ist in Abb. 10.28 wiedergegeben. Der Altdarß nördlich des Dorfes Born besteht aus Geschiebemergel, der von altholozänen, bis zu 20 m mächtigen Heidesänden überlagert ist.



Abbildung 10.29: Verlandeter ehemaliger Heidensee, kenntlich durch die vermoorte und verschilfte Fläche mit den abgestorbenen Bäumen



Abbildung 10.30: Dünenschnitte am Weststrand. Deutlich erkennbar die sich im Laufe der Entwicklung von der Weiß- zur Schwarzdüne ausgebildete obere Bodenschicht über dem darunter liegenden Sand. Winderosion bewirkt eine Auskolkung der Sandschicht

Am Nordrand des Altdarß entstand mit Herausbildung der Ostsee eine Steilküste, die auch heute noch als das Altdarß Kliff deutlich zu erkennen ist und als ehemaliges Meeresufer bezeichnet wird. Der Neudarß dagegen ist ein Gebiet junger und jüngster Sedimentationsvorgänge. Die gestrichelten Linien markieren markante Dünenzüge und können als Küstenlinien in historischer Zeit interpretiert werden. Ferner sind die Küstenlinien nach der schwedischen Matrikelkarte (1696) und der Preußischen Landesaufnahme (1884) eingezeichnet.

Die Bildung von Strandwällen und Dünen sowie das Einschließen von Lagunen und damit die Ausbildung von Strandseen sind die entscheidenden gestalterischen Merkmale auf dem Neudarß. An der Westküste kann man aufgrund der dort stattfindenden Abtragung einen sehr anschaulichen Querschnitt durch die Strandwälle und Dünen sowie die dazwischen liegenden abflusslosen Senken. Diese Senken verwehen teilweise, so dass geschlossene vermoorte Flächen wie der ehemalige Heidensee bilden, vgl. Abb.

indexHeidensee 10.29. Diese Fläche sind durch eine etwas skurille Vegetation aus Schilf, Kiefern und abgestorbenen Kiefern charakterisiert. Diese weite und ebene Fläche (Darßer Furche) vor dem Altdarß-Kliff (d.h. die Buchhorster Maase mit ihrer seewärtigen Verlängerung durch Müllergraben, Heidensee, und Aalkistenhals) ist aus zwei Gründen besonders zu beachten: zum einen liefert sie ein Indiz für eine bestimmte Phase der Küstenentwicklung (relativ ruhig, langsame Ausbildung einer großen Schwemmfläche anstelle des Musters aus Riegen und Reffen auf dem Vor- und Neudarß); zum anderen erlaubt dieser Bereich aufgrund seiner geringen Höhe bei Extremwetterlagen ein relativ weites Vordringen der Ostsee.

Beispiele für Schnitte durch Dünenzüge mit unterschiedlichem Bewuchs sind in Abb. 10.30 gezeigt. In den Schnitten sind deutlich Sand- und dunklere Humusschichten zu unterscheiden. Im linken oberen Teilbild lassen die tiefer liegenden Humusschichten auf Ruhephasen mit Vegetationsbildung gefolgt von anschließendem 'Übersanden' mit erneuter Ruhephase und Vegetationsbildung schließen. Diese Dünenform ist relativ stabil, da die Humusschichten in der Regel relativ gut durchwurzelt sind und so einen festen Zusammenhalt bilden. In den beiden anderen Teilbildern ist die Düne relativ schnell und gleichmäßig gewachsen, so dass sich, ähnlich wie bei einer künstlich angelegten Küstenschutzdüne, ein mächtiger homogener Sandkörper ergibt, der nur eine humushaltige, durchwurzelt Deckschicht aufweist. Dieser Dünentyp ist sehr empfindlich gegen Winderosion des Sandkörpers sowie gegen Auskolkung bei höheren Wasserständen, vgl. insbesondere die Auskolkung durch Winderosion gerade unterhalb der Humusschicht



Abbildung 10.31. Blick auf den Therbrenner-See mit der Ostsee im Rücken. Charakteristisch fürs Versanden ist der breite Schilfgürtel; Verlanden erfolgt im wesentlichen durch vom Weststrand eingewehten Sand, so dass die im Vordergrund zu sehende Sandzunge immer weiter in den See hineinwächst

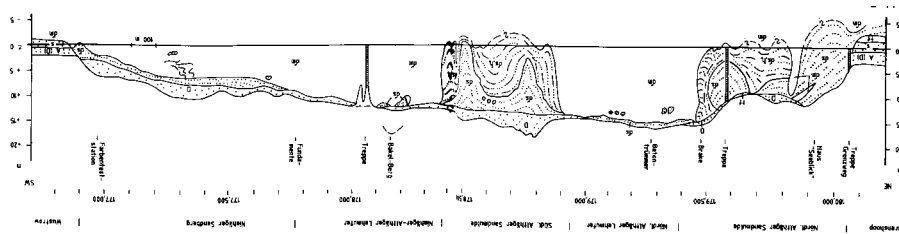


Abbildung 10.32: Links: Lagerungsverhältnisse des Fischlandkliffs (Hohes Ufer): A (D) Dünendeich; D Kliffranddüne; s: Strandsande; tf Niedermoortorf; ds Heidesand; ds,h Beckensand und Beckenschluff; dm Geschiebemergel. Duphorn et al. (1995) auf der Basis von Schulz und Peters (1989). Unten: links Schichten im Fischlandkliff, rechts Kliffranddüne, aufgenommen 12.10.1999.

im rechten oberen Teilbild.

Die Rehberge im südwestlichen Teil des Darss bestehen aus nahezu parallelen sich von West nach Ost erstreckenden Dünenwellen und -senken. In den letzten 1000 Jahren bildeten sich von Esper Ort bis zum Darßer Ort acht Sandwälle und dazwischen sieben langgestreckte Seen (Wagenbreth und Steiner, 1990). Alle diese Seen zeigen deutliche Verlandungserscheinungen, d.h. mächtige Schilfgürtel, Vermoorungen sowie Erlensumpf- und Erlbruchwald. Besonders eindrucksvoll ist dies am Therbrenner-See zu erkennen, da dieser zur Ostsee abgesehen von einem Schilfgürtel praktisch offen ist, vgl. Abb. 10.31. Die Dünenwälle sind überwiegend durch Kiefern und Buchen bewachsen. Wagenbreth und Steiner (1990) merkt an, dass sich zur Zeit durch die Entwicklung eines neuen, vom Darßer Ort ausgehenden Strandwalls ein achter See bildet. Diese Behauptung mag bei Erscheinen der ersten Auflage seines Buches korrekt gewesen sein, mittlerweile hat sich dieser achte See als Libbert-See an der Nordspitze des Darßer Ort voll ausgebildet, vgl. auch Abb. 10.24. Außerdem hat sich durch die Anbindung der Bernsteininsel im östlichen Teil der Darßer Ort Spitze ein weitere See ausgebildet, vgl. ebenfalls Abb. 10.24.

Die Lagerungsverhältnisse für das Fischlandkliff sind in Abb. 10.32 dargestellt. Auffallend ist dabei die Unterbrechung im Geschiebemergelkern (südliche Althäger Sandmulde), die durch die aufgesetzten Kliffranddünen (rechtes unteres Teilbild) auch von außen offensichtlich ist. An den nördlichen Geschiebemergelkern schliesst sich ebenfalls eine Sandmulde an, allerdings mit geringerer Mächtigkeit und ohne Kliffranddüne.

Zum Verständnis der Entwicklung dieser Lagerungsverhältnisse gibt Abb. 10.33 noch einmal die Wasserspiegelschwankungen im Holozän wieder.

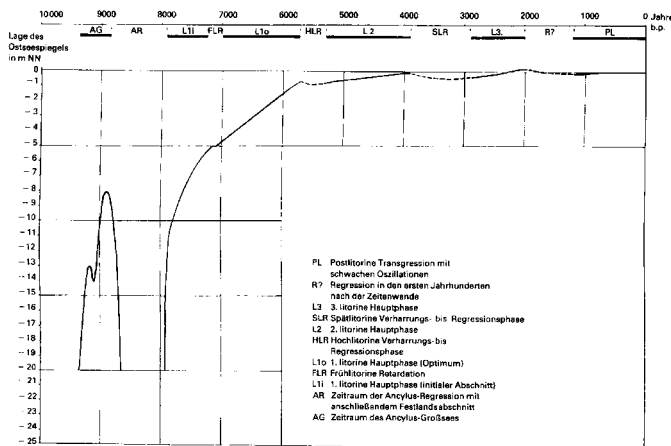


Abbildung 10.33. Holozäne Wasserspiegelschwankungen im Südbaltischen Küstenraum nach Daten aus dem vorpommerschen Küstengebiet (Kliewe und Janke, 1978).

Geomorphologische Entwicklung

Die Entwicklung der Halbinselkette aus den eiszeitlichen Inselkernen des Fischland und des Altdarß ist in Abb. 10.34 dargestellt.

Entsprechend der Teilabbildungen lässt sich die folgende Entwicklungsgeschichte rekonstruieren:

- Vor 7000 Jahren, zur Zeit des Littorinameeres überflutete die Ostsee die vom abschmelzenden Eis hinterlassene Jungmoränenlandschaft. Vom Festland aus ragen in das Littorinameer die Inselkerne von Fischland, Altdarß und Pruchten.
- Brandung und Strömung trennen die Inselkerne Fischland und Altdarß vom Festland ab. Die Strömung formt erste N- bis O-gerichtete Strandhaken.
- Diese Strandhaken bilden neues Sandland, dass Fischland und Altdarß vereinigt. Dieser Teil wird als Neudarß bezeichnet. Der am Altdarß gewachsene Strandhaken erstreckt sich über die heutige Ortslage Zingst hinaus nach Osten. Das Kliff des Altdarßer Inselkerns liegt nun auf Sandland und ist vor weiterer Erosion durch Strömung und Brandung geschützt. Der Prerow Strom durchbricht den Sandhaken des Altdarß, so dass die Insel Zingst entsteht.
- Um 1650 haben sich die heutigen Umrisslinien im wesentlichen herausgebildet. Im jungen Sandland bestehen mehrere Verbindungen zwischen Bodden und offener See. Am Darßer Ort und am Bock setzt sich die Neulandbildung fort.
- Gegenwärtige Gliederung in Inselkerne, junges Sandland und Bodden.

Diese Interpretation stützt sich auf die heute noch eindeutig identifizierbaren Inselkerne von Altdarß und Fischland.

Abbildung 10.35 zeichnet eine sehr ähnliche Entwicklung, unterscheidet sich jedoch von der vorangegangenen Abb. dadurch, dass es mit dem West-Zingst und dem Ost-Zingst sowie der Prerowbank auf weitere, zur damaligen Zeit möglicherweise über den Meeresspiegel ragende Landteile hinweist (helfen Hurtigs Bohrkern hier mit Informationen weiter). Selbst wenn diese Bereiche bereits dicht unter der Wasseroberfläche gelegen haben sollten, so hätten sie doch einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Strömungsverhältnisse und die sich daraus ergebenden Ablagerungsmuster, d.h. auf die Art, wie sich die Halbinsel letztendlich formt. Besonders interessant erscheint mir dabei die bereits oben erwähnte Darß-Furche im Bereich der heutigen Buchhorster Maase, d.h. der einzige Bereich, in dem der Neudarß wirklich flach ist, die Anlandung also nicht durch das übliche Muster des Vorlagerns von Strandwällen erfolgen konnte.

10.3.5 Hurtig's Arbeit

Die genaueste Untersuchung zur Entstehung des Darß ist wohl immer noch die Arbeit von Hurtig (1954). Hurtig hat die Entwicklung dieses Küstenabschnitts sehr genau beobachtet und durch Bohrungen seine Geschichte zu verstehen gesucht. Auch setzt er sich kritisch mit den Arbeiten seiner Vorgänger auseinander.

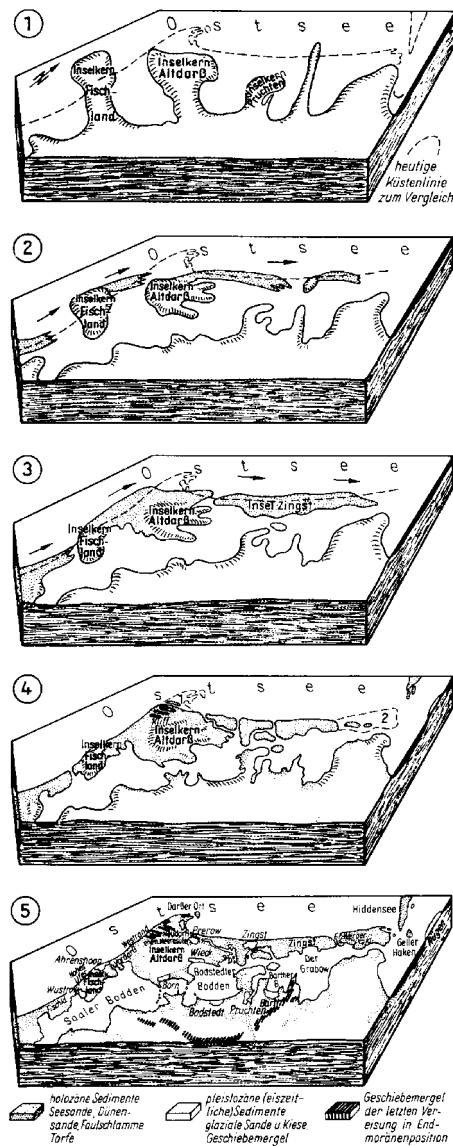


Abbildung 10.34. Die Entwicklung der Halbinselkette Fischland–Darß–Zingst in Anlehnung an die Arbeiten von Bülow, Hurlig und Otts in Wagenbreth und Steiner (1990).

Auch ist Hurlig einer der wenigen Autoren, die den Darß in einen größeren geographischen Zusammenhang stellt und insbesondere das Relief der Ostsee dabei berücksichtigt, vgl. Abb. 10.36. In dieser Abb. sind von besonderer Bedeutung die Prerow-Bank, ein nördlich Prerows liegender Bereich geringer Wassertiefen, der nach Westen hin ein sehr flaches Profil hat, nach Osten jedoch ziemlich steil abfällt. Dabei hat sich südöstlich der Prerowbank eine kleine Rinne gebildet.

Nördlich Darßer Ort ergibt sich aus den Tiefenlinien ein submarines Relief, das mit entgegengesetzter Orientierung aber in größerer Fläche, die Form der Nordspitze des heutigen Darß darstellt. Auf der Westseite des Fischland und Darß ist das submarine Relief sehr unruhig; Erhebungen und tiefe Kolke wechseln miteinander ab (z.B. Kadetbank und Kadetrinne).

Zwischen Neuhaus und Warnemünde findet sich in 6.8 m Wassertiefe die Zone der zahlreichen großen Steine – ein ertrunkener Teil einer Grundmoräne, wie sie weiter südlich auf dem Festland ebenfalls anzutreffen sind. Wenn ich Hurlig richtig verstehe, interpretiert er die Erosion an der Nordflanke dieses Bereiches als Konsequenz des damals noch schnellen, durch den Oberlauf von Recknitz, Peene und Tollensee entwässernden Eisstausee im Bereich der heutigen Oderbucht. Er weist auch darauf hin, dass die zu der Zeit entwässernden Flüsse ein deutlich stärkeres Gefälle aufwiesen – dadurch höhere Strömungsgeschwindigkeiten zeigten, was wiederum die Erosion und den Sedimenttransport fördert. Dabei sind, wahr-

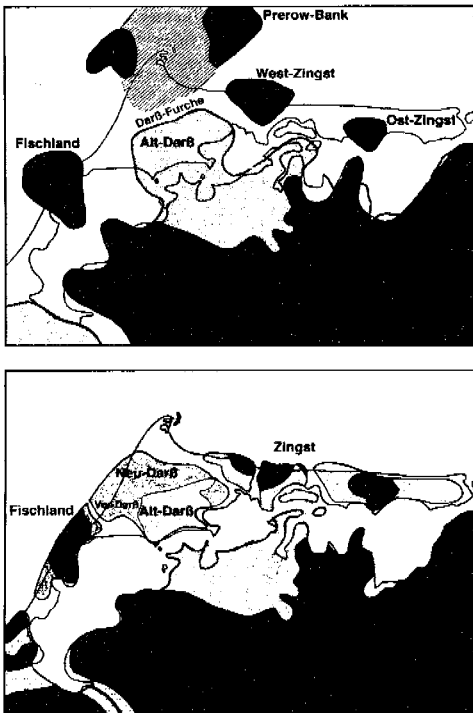


Abbildung 10.35. Entwicklung des Darß (Schulz, 1998)

scheinlich in einer größeren Deltabildung mit mehreren Deltaarmen die Sande der Rostock-Gelbensander-Heidefläche abgelagert worden. Diese Ablagerungsfläche war deutlich größer als die heutige Heidefläche und hat sich wahrscheinlich bis zu diesem Steinsaum erstreckt – er bildet damit eine seewärtige Erosionskante. Wahrscheinlich wurde in dieser Zeit auch der Lobus zwischen Fischland und Prerowbank weitgehend aufgefüllt; die Heidesande des Altdarß und des Festlandraumes westlich Barth sind wahrscheinlich ebenfalls in dieser Zeit abgelagert.

Vorland des Fischland

Hurtig (1954) folgert aus den Bohrungen im Vorland des Fischland, dass die Urrecknitz deltaförmig in zwei Arme aufgespalten, im Raum des heutigen Permin und der Bucht von Dierhagen nach Westen mündete. Der Isobathenverlauf in Abb. 10.36 scheint dies noch anzudeuten, für den Nordarm auch das Kliff am Südrand des Dorfes Wustrow (Geinitz, 1922). Unmittelbar südwestlich der Dierhagener Mündung liegt die Hohe Düne von Neuhaus. Hier ist heute die Möglichkeit der Sandakkumulation bei der vorherrschenden Küstenströmung von SW und W gegeben. Sie ist aus der Tatsache zu verstehen, dass der leichte Knick des Küstenverlaufs eine Verminderung in der Transportkraft (Hurtigs Ausdruck) des Küstenstromes bewirkt. Möglicherweise hat in früheren Zeiten das Vorhandensein einer Strommündung bei den ersten Sandablagerungen eine Rolle gespielt: die ältesten Wälle dieses Dünenkomplexes zeigen ein auffälliges Abbiegen in fast südöstliche Richtung.

Der Bereich zwischen den beiden Mündungsarmen der Urrecknitz war höher gelegen, so dass es sich wirklich um zwei Deltaarme handelte. Hier fallen limnische Bildungen auf, die nicht auf der Meerseite sondern auf der Leeseite entstanden sind und von dem vom allmählich vorrückenden Meer vor sich 'gerollten' Strandwall ebenfalls überrollt wurden. Allerdings sind diese limnischen Bildungen teilweise mit Grobsand durchsetzt – Hinweise auf Durchbrüche zu früheren Zeiten. Bohrungen in den beiden Mündungsarmen oder Flutoren geben mächtige Muschellager als Hinweis darauf, dass die Akkumulation in den Flußrinnen bei deren Zusetzen sehr stark gewesen sein muss.

Eine offene Meeresbucht zwischen dem Fischland und der süd-westlich gelegenen Rostock-Gelbensander Heide hat es nicht gegeben – dem widersprechen nicht nur die Befunde über die beiden Mündungsarme sondern auch die Tatsache, dass es auf der Festlandseite keine Spuren brandender Meereswirkung gibt.

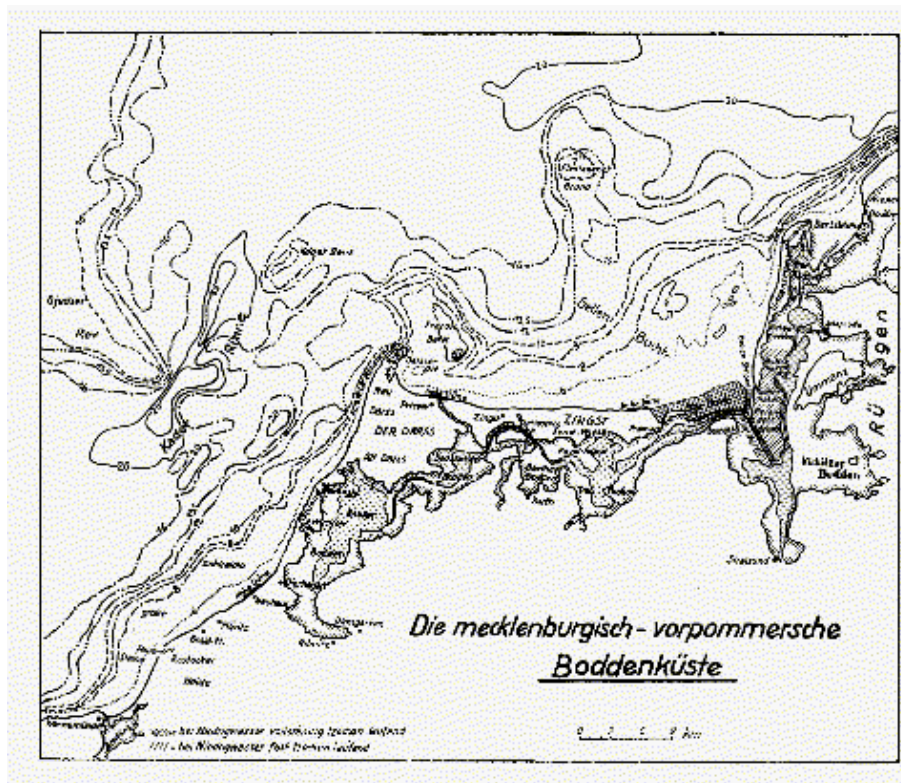


Abbildung 10.36.
Mecklenburg-
Vorpommersche Bod-
denküste und Relief der
Ostsee (Hurtig, 1954).

Allerdings scheint das Meer zeitweise durch die Urrecknitz bis weit in die heutige Recknitz vordringen, wie marine Sedimente zeigen.

Diluvialkern des Fischland

Hier lässt sich dem bisher gesagten nichts weiteres zufügen. Lediglich sollte der Hinweis Hurtigs beachtet werden, dass ein mittlerer Küstenrückgang nichts aussagt, da sich Phasen starken Abbaus mit ruhigen Phasen abwechseln.

Der Darß

Für das Verständnis der detaillierten Struktur und Entstehung des Darß hebt Hurtig (1954) drei wesentlich Aspekte hervor, vgl. Abb. 10.37:

- den Wechsel von Riegen und Reffen über den gesamten Bereich vom Vordarß bis zum Darßer Ort, wobei er dieses Muster jedoch für den Neudarß in morphologisch unterschiedliche Formengruppen einteilt, vgl. auch Abb. 10.38.
- das ehemalige Meeresufer als nördliche Begrenzung des Altdarß mit der davor liegenden Ebene der Buchhorster Mase und deren Fortsetzung im verlandeten Heidensee. Dieser Bereich ist im Hinblick auf die Strömungsverhältnisse während der Entstehungsgeschichte des Darß von Bedeutung – eine für die Interpretation der verschiedenen Formengruppen wichtige Einschränkung.
- die Kette der Strandseen am Weststrand, aus deren Breite (genauer dem Abstand zwischen nördlichem und südlichem begrenzenden Dünenzug) sich ein Maß für die Geschwindigkeit der küstenparallelen Strömung ableiten lässt.

Im Gegensatz zu seinen Vorgängern findet Hurtig (1954) eine größere Zahl von Aufhängungspunkten für die Küstenentwicklung. Dazu gehören neben den 'offensichtlichen' wie Fischlandkern (mit seiner nördlichen Verlängerung hin bis zum Schifferberg in Ahrenshoop) und Altdarß-Kern auch die weniger hervortretenden Aufhänger wie die Prerow-Bank und der alte Diluvialkern unter dem großen Werder. Der Bock jedoch, obwohl in seinem westlichen Ende auf dem abgeschliffenen Diluvialkern des Werder

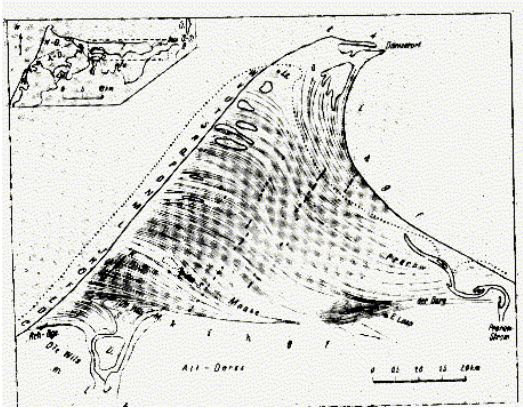


Abbildung 10.37. Riegen und Reffen des Darß, Schütze in Hurtig (1954).



Abbildung 10.38. Formgruppen des Darß (Hurtig, 1954).

auffliegend, ist eine Sandfläche, die sich durch Verfüllung und nicht durch Aufarbeitung gebildet hat. So zeigen Bohrkerne am Oberfeuer Bock bis in 18 m Tiefe (weiter wurde nicht gebohrt) Sand und Schlamm, was auf die Sedimentfüllung einer prädiluvialen Senke schließen lässt.

Hurtig (1954) unterscheidet 8 Formgruppen des Darß, die jeweils auch für seine Entwicklung (bzw. deren Verständnis) von Bedeutung sind, vgl. Abb. 10.38.

1. Formengruppe: Klifftrand längs des Altdarß. Der Höhenunterschied zwischen dem oberen Klifftrand und der nördlich vorgelagerten Buchhorster Maase beträgt maximal 6.8 m. Nach Westen und insbesondere Osten nimmt er ab; im Osten taucht die Alt-Darßfläche unter die Flachmoorschichten der Prerowwiesen.

2. und 3. Formengruppe: Dünenfächer am Klifftrand. Der erste Dünenfächer (Formengruppe 2) nimmt seinen Anfang im südlichen Teil des Dorfes Prerow (Forsterei Laspeyreshagen) und gliedert sich nach SW in einzelne Wälle auf. Dies deutet an, dass er von NO nach SW gewachsen ist. Etwas nördlich des Schnittpunktes N/f-Gestell legt sich der innerste Wall an das Kliff des Altdarß. Dieses innere Reff, das in seiner Verlängerung des ältesten Ortsteil von Prerow trägt, wird als der 'Berg' bezeichnet. Es legt sich vor die im Süden befindlichen Prerowstromwiesen. Der Dünenfächer wird an seiner nordöstlichen Wurzel durch den totgelegten Prerowstrom von der Hohen Düne getrennt. Der zweite Dünenfächer (Formengruppe 3) setzt mit seiner Wurzel unmittelbar am Klifftrand (Höhe hier 6.8 m) des Altdarß zwischen den Gestellen

i und h an. Der Dünenfächer läuft dann zwischen Mecklenburger Weg und Müllerweg, sich immer weiter in einzelne Reffen und Riegen aufgliedernd, zum Weststrand. Eins dieser Reffe erreicht dort zwischen den Gestellen F und G eine Höhe von 10.6 m wie urtig mit Bezug auf das Meßtischblatt Ibenhorst feststellt. Auch hier ergibt die Öffnung des Fächers eine Wachstumsrichtung von NO nach SW.

4. *Formengruppe: Buchhorster Maase.* Der Bereich zwischen den beiden Dünenfächern bildet einer weite Waldwiesenfläche, die Buchhorster Maase. Die südliche Begrenzung ist neben dem Kliffstrand auch der Müllerweg, die nördliche Begrenzung ist ungefähr der Ibenhorster Weg. Die Buchhorster Maase setzt sich westwärts in Waldwiesen und Bruchwaldstücken zu dem etwa 500 m breiten Heidenseegebiet fort. **Dies wird durch einen Dünenwall zur See hin abgeschlossen.** Der Heidensee ist, bis auf einzelne Tümpel, verlandet. Sowohl in der Buchhorster Maase als auch im Heidenseegebiet treten einzelne, z.T. nur miniaturhafte Reffe auf, die oft nur an der wechselnden Vegetation erkennbar sind. In der Buchhorster Maase konnte 7 Reffe identifiziert werden, im Heidenseegebiet gliedern ein bzw. zwei Reffe diese große 'Riege' in einen schmalen südlichen und einen breiteren nördlichen Teil. Die Buchhorster Maase liegt bei 1.5 m über NN, das Heidenseegebiet bei 1 m über NN, zum Westrand hin nur bei 0.5 m. Entwässerung erfolgt daher im wesentlichen zum Weststrand hin, dazu existierte ein Ableitungsrohr im Dünenwall; nur der östliche Teil wird in die Prerow-Wiesen entwässert. Formengruppe 4 stellt eine bedeutende Zäsur im morphologischen Erscheinungsbild des Neudarß dar.

5. *Formengruppe: Rehberge.* An der Südwestecke des Darß schiebt sich der kleine Dünenfächer der Rehberge vom Weststrand zum Altdarß und zu dem an ihm angehefteten Dünenfächer der Formengruppe 3 vor. Er wird von diesen beiden Formengruppen durch eine von Erlen- und Sumpfwildnis eingenommene schmale Moorniederung getrennt. Ihre 0.8 m mächtige Torfschicht taucht vor dem Dünenwall am Strand als sog. Strandfeldmoor wieder auf (Tapfer, 1940). Nach Osten hin geht diese Moorniederung in ein System von moorigen Waldwiesen über, in deren Mitte, durch die Nadelwaldsignatur gekennzeichnet, eine Sandinsel liegt. Dieser Bereich scheint eine ehemalige Verbindung zwischen Meer und Bodden zu sein, die Sandinsel ist möglicherweise ein Hinweis auf ein Rücklaufdelta. Die Strandwälle bilden ein eigenständiges System und hängen nicht mit denen der Formengruppe 3 zusammen. Sie sind von West nach Ost gewachsen, worauf auch ihr Abbiegen in südöstlicher Richtung hindeutet. (Warum?) Wahrscheinlich sind sie Rest einer größeren Systems, dessen Wurzel am Diluvialkern des Fischlands verankert war, dann aber im Laufe der Zeit vom Meer zerstört wurde. Dazu ist angemerkt, dass dieser Küstenteil auch in den letzten 50 Jahren (von Hurtig aus gesehen!) einen starken Küstenrückgang aufzuweisen hat. Der alte Mecklenburger Weg ging vor 30 Jahren (Hurtig!) noch seewärts um die Rehberge herum, heute steht an seiner Stelle das Meer – wie auch die bei Otto erwähnte Vordüne verschwunden ist. Auch bei der Sturmflut 1949 drang das Meer weit in den Darßwald ein und brachte die auf dem Meßtischblatt Ibenhorst verzeichnete Arbeiterbaracke auf den Rehbergen durch Zerstörung der Düne dicht an den Abbruchrand.

6.–8. *Formengruppe: Neudarß.* Der Neudarß nördlich der Buchhorster Maase kann in drei Formengruppen unterteilt werden. Nördlich der Buchhorster Maase über den Langseer Weg zum Stemsenweg tritt Formengruppe 6 auf. Sie ist dadurch gekennzeichnet, dass im Westen sehr niedrige Reffe in großer Zahl dicht gedrängt vorkommen, nach Osten zu aber garnicht oder kaum in Erscheinung treten. Dies ist der reliefärmste Teil des Neudarß. Die beiden Formengruppen 7 und 8 umfassen das reliefreiche Gelände der Strandwälle, die sich um die Prerowbucht legen, und das Strandsystem nördlich von Esper Ort. Die Strandseen am Weststrand sind noch durch Dünenwälle gegen das Meer abgeschlossen, lediglich beim Norder-Bramhakensee und beim Teerbrennersee sind diese Wälle schon so zerstört, dass bei Hochfluten das Meer einbricht. Das überschüssige Wasser der Seen fließt bereits selbständig in das Meer ab. Der Schilftorf der schon verlandeten Seen liegt in der Brandungszone. Otto gibt den abschließenden Dünenwall noch an; auf der schwedischen Matrikelkarte liegt der westlichste verlandete Teil des Norder-Bramhakensees etwa 250 m vom Strand; beim Teerbrenner-See sind es etwa 150 m. Beide Formengruppen scheinen nach einem Bildungsgesetz entstanden zu sein, dass von Esper Ort an gilt. Das Refffsystem der Formengruppe 8 (das ist die südlichere!) läuft im südlichen Teil von WSW nach ONO und dreht weiter nordwärts auf SW/NO. Zwischen l- und k-Gestell erscheint das Refffsystem von Formengruppe 7. Es läuft zunächst von OSO nach WNW, um dann zur Darßspitze hin fast auf Nord zu drehen.

Ab Esper-Ort fällt ein starkes Zusammendrängen der von SSW nach NNO verlaufenden Isobathen vor der Westküste des Darß auf, vgl. Abb. 10.36, so dass sich ein deutlicher submariner Hang bildet. Der Wachstumsprozess von Formengruppe 8 hat sich offenbar von Esper Ort entlang dieses Schorrenrandes derart vollzogen, dass sich das Transportmaterial des Küstenstroms vor der jeweiligen Spitze zunächst

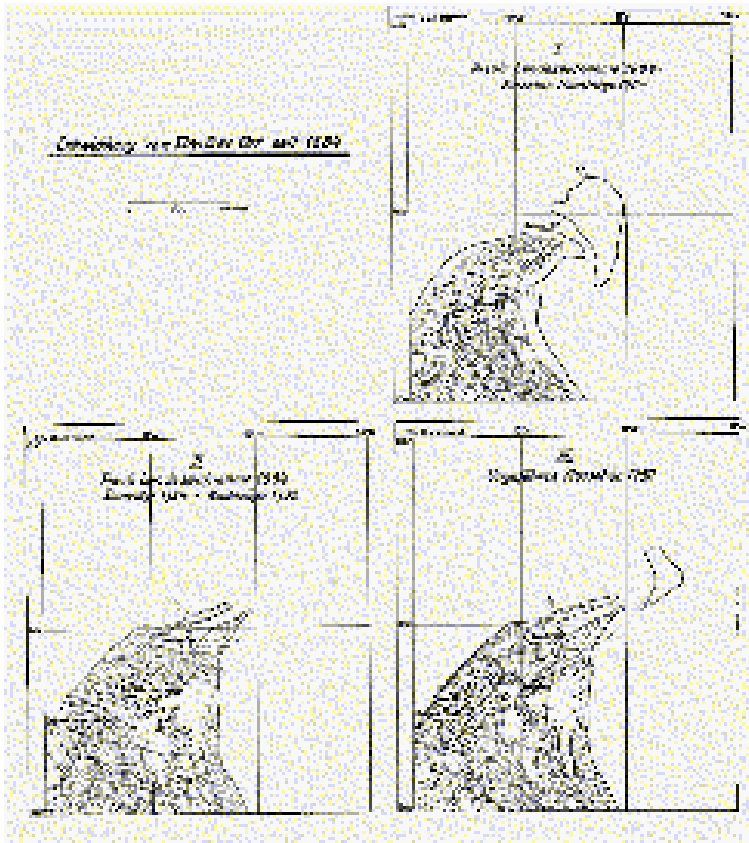


Abbildung 10.39. Entwicklung des Darßer Ort seit 1884 (Hurtig, 1954).

zu einer Insel aufbaute, die dann unter Bildung einer Lagune landfest wurde – ein Prozess, wie wir ihn heute bei der Neulandbildung am Darßer Ort beobachten, vgl. Abb. 10.39.

Für die (maximale) Geschwindigkeit des Küstenstroms zitiert Hurtig (1954) einen Wert von 6–7 Seemeilen/Stunde. Damit kann die Transportkraft ebenso wie die Abrasionskraft am Boden große Ausmaße annehmen – das Transportmaterial stammt also nicht, wie populär behauptet, ausschließlich aus dem Abbau des Fischlandkerns sondern ebenso aus Abrasion am Meeresboden. Der Küstenstrom schießt, nach der Breite der Strandseen zu schließen, etwa 400–500 m über die jeweilige Spitze hinaus, bis aus der plötzlich veränderten Situation der Niederschlag seines Transportmaterials stattfindet, und zwar zunächst der größeren. Der Sockel der Dünen nördlich des Leuchtturms Darßer Ort besteht aus einer verhältnismäßig mächtigen Schicht von kleinen Geröllen. Man kann dies in den Windmulden gut erkennen. Am dortigen Weststrand treten Geröllbänke deutlich hervor und machen das Begehen oft mühsam.⁹ Auf der Ostseite der Darßspitze finden sich derartige Gerölle nicht. Auch der Untergrund der jüngsten Insel besteht aus demartigen Geröllen. Auffallend ist, dass längs des Weststrands, von Esper Ort an, geröllreiche Strecken mit ganz armen abwechseln. Erstere stellen möglicherweise den Sockel einer derartigen Inselbildung dar. Da die Abrasion auch am Meeresboden erfolgt, werden die Tiefenlinien langsam landeinwärts verschoben – die Küste wird abgebaut. Der Darß bildet insofern eine spezielle Form der Küstendynamik: die Spitze ist immer Anlandungszone während die rückwärtigen Teile, die selbst vor kurzem noch Anlandungszone waren, bereits wieder abgebaut werden, wie z.B. am Küstenteil vor dem Teerbrenner-See besonders deutlich. Hurtig (1954) bezeichnet diesen Prozess als die Streckung eines Küstenabschnitts längs eines Schorrenrandes, wobei er darauf hinweist, dass dieser Streckungsvorgang nicht gleichmäßig verlaufen ist sondern in Phasen.

Auf den landfest gewordenen Inseln bilden sich allmählich Strandwälle. Sie schließen sich zu Gruppen zusammen, es bilden sich Strandwallebenen; in jüngster Ausbildung lässt sich dies nördlich des Leuchtturms beobachten, heutzutage insbesondere im westlichen Teil des Rundweges um den Darßer Ort. Die

⁹Diese Interpretation erklärt auch den scheinbaren Widerspruch zwischen Anlandungszone und großem Geröllvorkommen, das man ja eher einer Abtragungszone zuordnen würde.

Dünenreihen sind in ihren Hauptzügen entsprechend der vorherrschenden Windrichtung größtenteils von Südwest nach Nordost orientiert, im südlichen Strandseengebiet auch von WSW nach ONO. Sie scheinen im wesentlichen aus reiner Windwirkung zu resultieren und verflachen daher landeinwärts bald und zeigen tief aufgerissene Windmulden. An den verschiedenen Übersandungshorizonten lässt sich erkennen, dass sie allmählich gewachsen sind, je nachdem ihnen neues Material durch die Mobilisierung einer dem Strande parallel laufenden Walldüne (Vordüne) geliefert wurde. Ostwärts treffen Sie mit dem Dünensystem der 7. Formengruppe zusammen. Beide Formengruppen folgen ihren eigenen Gesetzen, jedoch scheint Formengruppe 8 in ihrer Entwicklung der 7 vorauszuweichen: im Schutz von Formengruppe 8, der Wirkung der Westwinde entzogen, konnten sich die Refe von Formengruppe 7 bilden, und zwar jetzt unter dem Einfluss der NO- und O-Winde. Dabei ist nicht ausgeschlossen, dass auch Neerströme, die bei westlichen Winden vor Darßer Ort in der Prerowbucht erzeugt werden, eine Rolle bei der Materialzufuhr spielen.¹⁰

Interpretation der Befunde: Hurtig (1954) verwendet dazu auch die Arbeiten seiner Vorgänger – in teilweise sehr kritischer Diskussion, da die Interpretation der Befunde (und teilweise selbst die Befunde) manchmal eher kontrovers ist. Seine wichtigsten Folgerungen fasst er zusammen als:

1. Der Darß gehört als bedeutendster Teil zu dem ehemaligen Eis-Lobus zwischen Prerowbank und Fischland und hat bereits in der Abschmelzzeit eine erste bedeutende Sedimentfüllung erhalten.
2. Jede der 8 Formengruppen in Abb. 10.38 liefert einen wichtigen Hinweis für die Entwicklungsgeschichte des Neudarß.
3. Die submarine Rinne in 8–10 m Tiefe südöstlich der Prerowbank findet ihre Fortsetzung im flachen Gelände des heutigen Dorfes Prerow und anschließend daran in der dem Altdarß-Kliff vorgelagerten breiten 'Riege' der Buchhorster Maase und des Heidenseegebiets. Diese Darßfurchung stammt wahrscheinlich schon aus der diluvialen Abschmelzzeit und trennte das Altdarß-Land vom Prerow-Land (Landkomplex der Prerow-Bank und des Neudarß). Die Darßfurchung scheint für alle folgenden Küstenveränderungen eine wichtige Leitlinie gewesen zu sein.
4. Die Darßfurchung ist auch beim letzten litorinazeitlichen Transgressionsakt in Form und Funktion erhalten geblieben. Füllmaterial stammt teilweise aus Abbau der Prerowbank und durch lagunenartige Bildungen an der östlichen Furchenflanke.
5. Die Dünenfächer der Formengruppen 2 und 3 (letztere ist die ältere) bilden sich durch Winde und Strömungen aus NO und können sich im Schutze des Dünenwalls vom Fischland zu den Rehbergen (Formengruppe 5) entwickeln. Formengruppe 3 ist also eng an Formengruppe 5 gekoppelt, sie bildete sich wahrscheinlich dort, wo sich die Darßfurchung aufweitete. Die große Höhe der Refe zum Weststrand darf dabei nicht täuschen – hierbei handelt es sich um Aufhöhungen mit Flugsand, wie die Profile belegen.
6. Der kleine Dünenfächer der Formengruppe 2 ist in seiner Entstehung mit der Hohen Düne in Prerow verbunden. Aufgrund der Darßfurchung war diese nicht, wie früher vermutet, das Endstück der Prerowbank. Die für die Sandakkumulation günstige Situation entstand stattdessen aus dem Einbiegen der Küste des West-Zingst (zu der Zeit sicher noch weiter seewärts gelegen) in die Darßfurchung. In der Fortsetzung entwickelte sich der Dünenfächer der Formengruppe 2. Hurtig (1954) vermutet, dass Hohe Düne und der 'Berg' in Prerow in ihren Grundgerüsten bereits während des Ausklangs des litorinazeitlichen Transgressionsganges entstanden sind. **Es ist anzunehmen, dass die Darßfurchung nicht nur litorinazeitlich, sondern auch zu Beginn des postlitorinen Transgressionsfortganges eine aktive Rolle spielte.** Hurtig (1954) erwähnt in diesem Zusammenhang das dass Darßbuch von 1925 erwähnt, dass 'in der Maase bei Ersarbeiten Trümmer von Kähnen und ein Pfahlrost ans Licht gebracht wurden.' Die fortlaufende Sandzufuhr hat zu einer fortlaufenden Erhöhung der Maase geführt und damit die Moorbildung unterbunden.
7. Der Transgressionsvorgang brachte reichlich Transportmaterial mit sich und damit die Voraussetzung für die Entwicklung des nördlichen Teils des Neudarß mit den Formengruppen 7 und 8, die genetisch miteinander verbunden durch ganz unterschiedliche Strömungen entstehen. Hurtig (1954) argumentiert aus dem Steinmangel am Nordstrand verglichen mit der Gerölligkeit der Nordspitze des Weststrandes, dass beide unterschiedliche Sedimentquellen zur Verfügung haben müssten – ich würde hier eher mit unterschiedlichen Mindestgeschwindigkeiten für den Transport von Sand und Geröll ausgehen und daher die Zusammensetzung nicht als Gegenargument akzeptieren. Auch weist Hurtig (1954) selbst darauf hin, dass das Strömungssystem in der Prerowbucht dringend genauerer Untersuchungen bedarf.

¹⁰Hurtig (1954) weist darauf hin, dass die Strömungsverhältnisse noch zu wenig untersucht sind. Wer hat die untersucht und wann – schließlich müssen die doch auch in die Planungsunterlagen für den 'Inselhafen' Prerow eingeflossen sein.

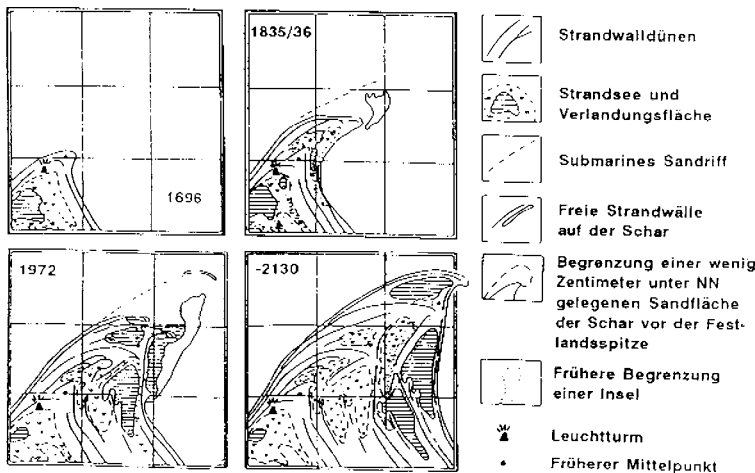


Abbildung 10.40. Prognose für die weitere Entwicklung der Landspitze Darßer Ort: danach wird sich ein Teil der Prerow-Bucht im Laufe des nächsten Jahrhunderts abschnüren und, gleichsam eine große Variante des Fukarek-Sees, für eine deutliche Vergrößerung des Darsser Ort führen; Kolp (1982) in Duphorn et al. (1995).

8. Auf dem Neudarß wurden nicht ein Reff und eine Riege nacheinander angelegt (d.h. das Bild der Jahresringe ist problematisch), stattdessen hat er sich aus der diluvialen Anlage seines Grundgerüsts, Klimaschwankungen (und damit Veränderungen der atmosphärischen Zirkulation) und den eustatischen Änderungen des Meeresspiegels entwickelt. Die Formengruppen 1 und 4 stellen litorinazeitlich überformte Relikte bereits präitoriner Bildungen dar; die Formengruppen 3,5, und 6 sind Neubildungen, vermutlich aus dem Ausklang des litorinazeitlichen Transgressionsganges.
9. Die Bildung des Bereiches nördlich des Leuchtturms begann ca. 250 Jahre vor Hurtig (1954); der Aufbau der Formengruppen 7 und 8 begann vielleicht 900 Jahre vor Hurtig, möglicherweise verbunden mit einem Meeresspiegelanstieg während des Mittelalterlichen Klimaoptimums. Ein Anstieg des Wasserspiegels in diesem Zeitraum wurde z.B. aus den Ausgrabungen slawischer Siedlungsreste in Alt-Lübeck gefolgert (Neugebauer, 1950). Betrachtet man dann den Abbau der küstenparallelen Vordünen zu Beginn des 20. Jahrhunderts, so folgert Hurtig (1954): **So sehen wir einen interessanten Rhythmus in der Darßentwicklung, der Ausdruck von großräumigen Klimaschwankungen ist.**

Zingst

Das präältoine Relief des Zingst gehört zu der langsam nach Norden einfallenden Oberfläche des Festlandes. Der Zingst war eine flachkuppige, von späsiluvialen Sanden überdeckte, z.T. überwehte Grundmoränenlandschaft. Innerhalb der Kuppen ragte der diluviale Ton bzw. Geschiebemergel höher empor. Wir sehen hier die Fortsetzung der Barther Endmoräne zur Prerowbank. Sie ist vermutlich am Südostrand durch eine damals schon bestehende Rinne, die zur Darßfurche führte, unterbrochen gewesen.

Zwischen den einzelnen Kuppen lagen tiefere Mulden. Zu ihnen gehören die heutigen Niederungen des Prerowstroms und der alten Straminke sowie die heutige Pramorter Rinne. Während der Transgression wanderte die Küste weiter nach Süden, die 'boddenseitigen' Ufer waren zu der Zeit jedoch schon Süßwasser-dominiert (aufsteigendes Grundwasser, Stauwasser der Flüsse).

10.3.6 Prognose

Prognosen für die Küstenentwicklung sind sicherlich nicht einfach: zum einen sind die Landbildungsprozesse komplizierter als in den knappen Beschreibungen oben deutlich wurde, zum anderen sind die Veränderungen der äußeren Parameter wie Meeresspiegel und Sturmfluthäufigkeit weder für die Vergangenheit genau genug bekannt noch für die Zukunft vernünftig abschätzbar.

Aus der Tatsache, dass die heutige Darßer Ort Spitze sowohl von westlicher als auch östlicher Seite wächst, hat Kolp (1982) die in Abb. 10.40 gezeigte Prognose entwickelt.

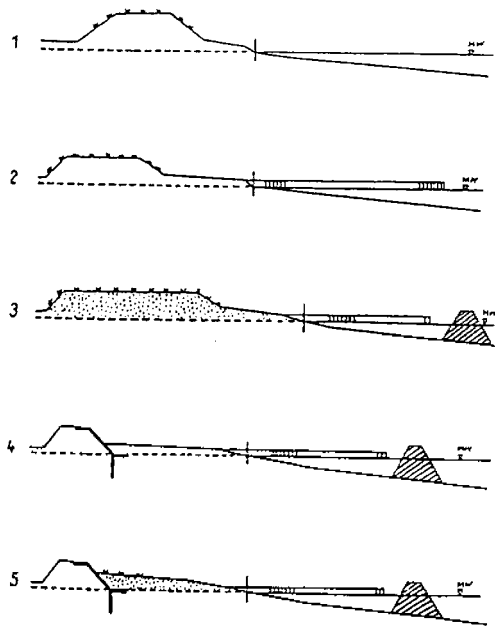


Abbildung 10.41. Küstenschutzdünen und Einbauten auf der Schorre. Die verschiedenen Varianten sind im Text diskutiert (Weiss, 1991a,b).

10.4 Küstenschutz

Küstenschutzmaßnahmen sind hier am Beispiel der Ostseeküste dargestellt, d.h. einer Küste ohne Gezeiteinfluss. Daher unterscheiden sich die Küstenschutzmaßnahmen von der Nordseeküste, bei der der Deich die 'Normalform' des Küstenschutz ist. Nordssedeiche unterscheiden sich von Ostseedeichen in ihrer Bauform und den an sie gestellten Anforderungen.

10.4.1 Dünen

Auf 105 km Länge der insgesamt 226 km langen Flachküste Mecklenburg-Vorpommerns übernehmen Dünen allein die Sicherungsaufgaben bei Sturmfluten (Ministerium, 1997). Sturmflutdünen sind weniger durch ihre Höhe als vielmehr durch ihr Volumen und ihre Breite charakterisiert. Die Dauer der Beanspruchung, die Größe der auftretenden Wellen in den einzelnen Wasserstandsstufen und die Höhe des Scheitelwerts der Sturmflut bestimmen das Ausmaß der Dünenabbrüche und die Form der Sandumlagerungen auf Strand und Vorstrand. Bei einer Kronenhöhe von 3,5 m über HN sind bei extremen Belastungen Kronenbreiten von 40 bis 50 m erforderlich. Bei Küstenrückgang findet eine natürliche landwärtige Verlagerung der Düne statt.

Dünen sind ein sehr dynamisches Küstenschutzelement, da sie sich im Gegensatz zum starren und ortsfesten Deichkörper Veränderungen anpassen. Allerdings erfordert diese ständige Veränderung auch eine ständige Pflege der Dünen. Insbesondere bei Sturmfluten werden die Dünenkörper umgeformt und können dann gegebenenfalls ihrer Schutzfunktion nicht mehr nachkommen. Insbesondere Folgen von Sturmfluten können sich dabei als unbeherrschbar erweisen: eine Küstenschutzdüne erfüllt ihre Funktion dadurch, dass sie einen Großteil der Wellenenergie absorbiert, was gegebenenfalls zu ihrer vollständigen Zerstörung führen kann: *Dünenbau ist Dauerarbeit und es ist die Bestimmung der Dünen, der See zum Opfer zu fallen* (Weiss, 1992).

In Küstenabschnitten mit negativem Sedimenthaushalt (also 70% der Küste Mecklenburg-Vorpommerns) müssen Sturmflutschutzdünen in regelmäßiger Folge durch Aufspülungen rekonstruiert werden und durch land- und seeseitige Verstärkung auf ihre notwendige Mächtigkeit gebracht werden.¹¹ Landwärtige Verstärkung wird durch Bebauung zunehmend problematisch, so dass gegebenenfalls hinderliche Bebauung beseitigt werden muss oder eine sehr starke Stabilisierung der Uferlinie angestrebt wird.

¹¹Das gilt auch für die Vordünen vor Küstenschutzdeichen.

	Küstenabschnitt	Kronenbreite(m)		
		Mittel	Min	Max
Hochwasserschutzdüne	Warnemünde West	9.5	6.5	13.
	Ahrenshoop	24.5	13.5	35.9
Düne mit Deich	Dierhagen Ost	8.0	2.1	20.3
	Zingst Ortslage	13.5	7.1	20.3

Tabelle 10.1: Dünenbreiten von Hochwasserschutzdünen und Dünen in Kombination mit Deichen im Untersuchungsgebiet. Stand 1993/94 (Umweltministerium, 2000c).

Sturmflutdünen werden mit Strandhafer bepflanzt. Dadurch ergibt sich

- eine Stabilisierung der Dünenoberfläche gegen Sandauswehung,
- die Förderung des Höhenwachstums durch Sandakkumulation,
- die Verminderung der Sandverwehung ins Hinterland,
- die Erhöhung der inneren Stabilität (und damit des Widerstandes bei extremen Belastungen) durch intensive Durchwurzelung.

Küstenschutzdünen werden durch geeignete Einbauten auf der Schorre zusätzlich gesichert. Dabei lassen sich verschiedene Varianten unterscheiden, vgl. Abb. 10.41:

1. ein leistungsfähiges natürliches Dünenmassiv ohne weitere Einbauten auf der Schorre ist in Küstenabschnitten mit positivem Sedimenthaushalt ein ausreichender Schutz.
2. In Küstenabschnitten mit ausgeglichenem Sedimenthaushalt bietet eine regulierte und gepflegte Düne mit oder ohne Buhnen auf der Schorre einen ausreichenden Schutz.
3. In Küstenabschnitten mit negativem Sedimenthaushalt kann eine durch Aufspülung verbreiterte Düne geschützt durch Buhnen oder küstenparallele Wellenbrecher einen ausreichenden Schutz gewährleisten.
4. Alternativ kann bei negativem Sedimenthaushalt ein Dünendeich mit Deckwerk verwendet werden, der durch Buhnen oder küstenparallele Wellenbrecher auf der Schorre geschützt wird.
5. wie 4, aber mit zusätzlicher Sandaufspülung.

Die Kronenbreiten von Hochwasserschutzdünen und Dünen in Kombination mit Seedeichen im Untersuchungsgebiet sind in Tabelle 10.1 zusammengefaßt.

10.4.2 Deiche

Die Seedeiche liegen als die landwärtige Grenze für das Vordringen extremer Sturmfluten an der Flachküste zur offenen Ostsee. Grundsätzlich liegt bei der Errichtung eines Seedeiches die Deichtrasse in einem solchen Abstand von der Uferlinie, daß Wald, Düne und Strandwald hydrodynamisch wirksames Vorland dem Deich vorgelagert sind.

Der Seedeich kann seine Funktion nur erfüllen, wenn das Deichvorland die aus Wasserstand und brandende Wellen bestehende Belastung auf eine für einen Deichkörper mit Grasnarbe aufnehmbare Belastung reduziert. Die 'Bestandteile' eines Seedeiches lassen sich danach wie folgt klassifizieren:

- die Düne vor dem Seedeich hat nicht die Abmessungen einer Sturmflutschutzdüne, allerdings wird dennoch eine Kronenbreite von 20–25 m angestrebt. Im Verlauf einer schweren Sturmflut wird diese Düne vollständig abgetragen.
- der Dünenschutzwald sollte möglichst 100 m breit sein. Seine Aufgabe besteht darin, die einlaufenden Wellen zu dämpfen, so dass nur eine weitgehend beruhigte See den Deich erreicht. Bei Breiten unter 25 m hat der Wald keinen erkennbaren Einfluss mehr (Weiss, 1992). Der Wald sollte horizontal und vertikal dicht sein mit einem Aufbau aus (a) 30 m Breite mit windharten niedrigen Sträuchern, (b) 30 m Breite aus höheren Sträuchern und niedrigen Bäumen, und (c) 40 m Breite aus höheren Bäumen und schattenertragenden Sträuchern
- der Deichkörper ist in der Regel aus Seesand aufgebaut und mit einer 10–20 cm dicken Kulturbodenschicht mit Rasenansaat bedeckt. Die Kronenhöhen liegen, in Abhängigkeit vom Bemessungshochwasser und der Höhe des Wellenaufbaus, zwischen 3.5 und 4.5 m über HN. Die seeseitige Böschung

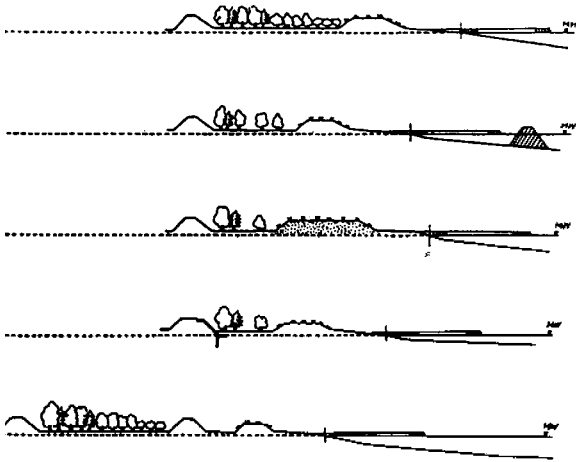


Abbildung 10.42. Küstenschutzdeiche (Weiss, 1991a,b)

hat eine Steigung von 1:5 oder 1:6, die landseitige Böschung eine von 1:2, Ausnahmen sind Deiche mit festem Deckwerk.

Ähnlich wie Küstenschutzdünen werden Deich gegebenfalls durch Einbauten auf der Schorre stabilisiert. Abbildung 10.42 zeigt dazu verschiedene Beispiele:

1. In Küstenabschnitten mit ausgeglichenem Sedimenthaushalt kann ein Deich mit Grasdecke, breitem wellendämpfenden Schutzwald und vorgelagerter Düne ausreichenden Schutz bieten.
2. In Küstenabschnitten mit negativem Sedimenthaushalt ist die vorgelagerte Düne bereits geschwächt. Hier kann ein Deich mit Grasdecke und einem Schutzwald in Mindestbreite verwendet werden, wobei zum Schutz dieser Düne-Wald-Deich Kombination auf der Schorre Buhnen oder küstenparallele Wellenbrecher zu verwenden sind.
3. Mit einem weiteren Zurückweichen der Düne aufgrund des negativen Sedimenthaushalts steht vor dem grasbedeckten Deich nur noch der Rest eines Schutzwaldes. Die Düne ist jedoch durch wiederholte Sandaufspülungen verbreitert. Zusätzliche Sicherung durch Buhnen auf der Schorre. Dies gilt für einen Großteil des Küstenschutzsystems zwischen Prerow und Zingst.
4. In Scharlage oder bei noch weiter zurückweichender Düne findet ein Deich mit Deckwerk Verwendung, dem die Reste des Schutzwaldes und der Düne vorgelagert sind. Stabilisierung durch Buhnen auf der Schorre. Ein Beispiel ist der Deichabschnitt vor der Straminke.
5. Bei weiterem Zurückweichen findet sich ein rückverlegtes System aus Düne – Schutzwald – Deich, wobei die Düne mit dem alten Deich zusammenwächst. Auf der Schorre wieder Buhnen zur Stabilisierung. Dieses Zusammenwachsen zwischen Düne und Deich findet sich südlich von Wustrow am Permin – allerdings aufgrund der geringen Nehrungsbreite ohne das rückverlegte System.

Abbildung 10.42 hat damit auch die Folgen eines fortwährenden Küstenrückganges für den Küstenschutz demonstriert: die Uferlinie kann sich Düne und Deich soweit nähern, dass die Bemessungsgrößen überstiegen werden und eine Rückverlegung notwendig wird. Weiss (1991a) merkt dazu an: **Doch ist es durch den ständigen Rückgang der Uferlinie einerseits und durch die zunehmende Nutzung des Küstenraums andererseits schwieriger als zur Zeit der Einrichtung der Anlagen den Küstenschutz zu erhalten.**

10.4.3 Küstenschutzwald

Küstenschutzwald ist ein natürliches Element im Küstenschutz. Er findet in drei Fällen Verwendung:

- zwischen Düne und Deich verringert er bei einer Sturmflut durch Dämpfung der Wellen die hydrodynamische Belastung des dahinter liegenden Deiches.
- an einer Flachküste hinter einer Düne begünstigt der Wald einerseits den Dünenaufbau und -erhalt aufgrund seiner Windschutzwirkung und verhindert bzw. verringert im Falle des Überströmens der Düne die Bodenausräumung im Wurzelbereich und kann damit ein Durchbruchtiefl verhindern.

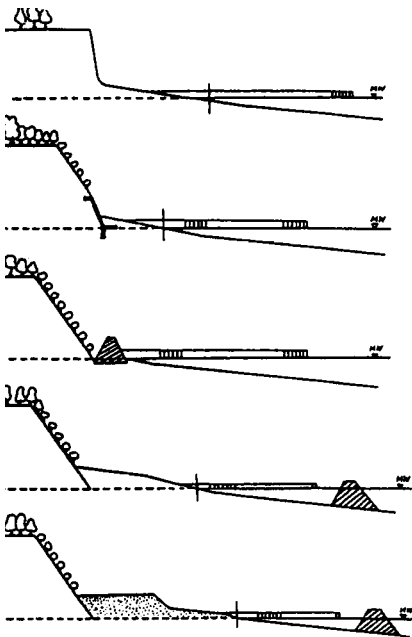


Abbildung 10.43. Küstenschutz an Kliffküsten (Weiss, 1991a,b)

- Steiluferhochwald (ab Kliffkante etwa 100 m landeinwärts bzw. bei inaktiven Kliffs auch im Hang) verringert die Kliffdurchfeuchtung und leistet damit einen Beitrag zur Minderung des terrigenen Kliffzerfalls. Er wird manchmal zur Sicherung eines Kliffs an einem im Zusammenhang bebauten Gebiet verwendet. Bäume in unmittelbarer Nähe der Kliffkante dagegen begünstigen aufgrund ihrer hebelnden Wirkung den Kliffabbruch.

Küstenschutzwald wird als biologische Küstenschutzmaßnahme betrachtet (Umweltministerium, 2000c). Im Untersuchungsgebiet findet sich Küstenschutzwald nur im Zusammenhang mit Flachküsten, entweder als Typ 1 zwischen Düne und Deich oder als Typ 2 hinter der Düne.

10.4.4 Kliffküsten

Die Stabilisierung von Kliffküsten erweist sich als besonders schwierig. Hagen (1865) schlug 1865 die Anlage von Vordünen vor dem stark rückgängigen Fischlandkliff vor mit einem System von kurzen Buhnen und Längspfahlreihen zur Strandstabilisierung und einer Bepflanzung des Kliffuß mit Sanddorn. Aber selbst leichte Sturmfluten haben diese Anlage immer wieder zerstört (Weiss, 1992). Da die Steilküstenveränderung bereits auf der Schorre ihre Ursache hat, sind alle derartigen Bemühungen nicht erfolgversprechend. Auch die Abschrägung des Kliffs mit einer Hangbepflanzung, wie seit dem 18. Jhrh. mehrfach versucht, hat wenig Erfolg.

Buhnensysteme wurden ebenfalls vor den Kliffküsten eingesetzt mit über die Zeit sehr variablen Anordnungen der Buhnen. Fast ein Jahrhundert wurde damit experimentiert, in der Regel erwies sich das Meer jedoch als das Überlegene. So erlebte das Fischlandkliff in 100 Jahren trotz anhaltenden Buhnenbaus in verschiedenen Bauweisen über seine gesamte Länge von 3.2 km einen Rückgang von 46 m, also 0.46 m/Jahr. In der ersten Hälfte des 20. Jhrh. waren mit 113 Buhnen die meisten Bauwerke vorhanden, in dieser Zeit lag der Rückgang mit 0.56 m/Jahr über dem Mittel.

Kliffküsten lassen sich am ehesten durch Längsbauwerke sichern wie die Hücke vor dem Dornbusch auf Hiddensee oder die Wellenbrecher vor Ahrenshoop und vor dem Streckelsberg.

Die heutigen Küstenschutzmaßnahmen vor Kliffküsten sind in Abbildung 10.43 zusammengefaßt. Sie lassen sich, von oben nach unten, beschreiben als:

1. die Kliffaktivität findet vornehmlich bei mittleren oder schweren Sturmhochwassern statt. Diese Form findet man mit oder ohne Buhnen auf der Schorre in Küstenabschnitten mit ausgeglichenem Sedimenthaushalt.



Abbildung 10.44: Kastenbuhne mit aufgenommenen Deckplatten und neu gelegten Faschinen

2. bautechnische Kliffußsicherung (Ufermauer, Deckwerk) und Buhnen in Küstenabschnitten mit ausgeglichenem Sedimenthaushalt.
3. Steinwall am Böschungsfuß und Buhnen, in Küstenabschnitten mit negativem Sedimenthaushalt.
4. natürliche Aufsandung durch ein System von küstenparallelen Wellenbrechern. Mit oder ohne Buhnen in Küstenabschnitten mit negativem Sedimenthaushalt.
5. Aufspülung stabilisiert durch ein System von küstenparallelen Wellenbrechern; mit oder ohne Buhnen in Küstenabschnitten mit negativer Sedimentbilanz.

10.4.5 Buhnen

Buhnen werden seit über 150 Jahren vor der Küste Meckelneburg-Vorpommerns eingesetzt. Buhnen sind wand- oder dammartige Bauwerke quer zur Uferlinie, die zur Verminderung der uferparallelen Brandungsströmung und des Uferabbruchs beitragen. Buhnen können in verschiedenen Konstruktionsformen vorkommen, in MV handelt es sich in der Regel um Holzpfahlbuhnen. Bei größerer hydrodynamischer Belastung kommen dichte Buhnen mit ein oder zwei Pfahlreihen zum Einsatz, sonstige offene Buhnen mit gestaffelter Durchlässigkeit. Ein Spezialfall sind die Kastenbuhnen vor Ahrenshoop.

Buhnen reichen 50–90 m in die See, der Abstand zwischen den Buhnen eines Systems entspricht ungefähr ihrer Länge. Während die vorhandenen Buhnen nur eine Kronenhöhe von 0,2 m über MW haben, wird bei neuen Buhnen eine Kronenhöhe von 0,4–0,5 m angestrebt. Ministerium (1997) weist auf folgende Tatsache hin: ‘Trotz der langjährigen Erfahrung ist es aber noch nicht immer möglich, die genaue Wirkung eines Buhnensystems unter den konkreten hydrodynamischen und sedimentdynamischen Bedingungen eines Abschnitts vorherzusagen.

Die Lebensdauer von Buhnen liegt zwischen 40 und 60 Jahren. Hauptfeinde sind die Holzbohrmuschel bzw. Schiffsbohrwurm (STÄUN, 1999) und eine hydrodynamische Überbeanspruchung. Letztere gefährdet insbesondere den Kopfbereich der Buhne (diese Überbeanspruchung ist letztendlich durch den Wirkungsmechanismus der Buhne bedingt), da hier eine Vertiefung der Schorre eintritt. Im Laufe der Zeit ist ein weiteres Problem der Abriss des Landanschlusses, da die Rückgangsgeschwindigkeit der Uferlinie durch die Buhnen nur verringert wird, nicht jedoch aufgehoben oder gar umgekehrt wird.

Die verschiedenen Buhnentypen und ihre Bauformen/Wirkungsweisen lassen sich wie folgt einteilen:

- einreihige offene Pfahlbuhnen, eingeführt 1887 (also 25 Jahre nach der geschlossenen Pfahlbuhne), besteht aus Holzpfählen mit einem Durchmesser von 22 cm und Zwischenräumen zwischen den Pfählen von 1/4 bis 1/7 der Pfahlstärke. Die Buhnen sind 60 m lang, haben eine Kronenhöhe von 50 cm (alte Systeme 20 cm) und Längen zwischen 4 m am Ufer (d.h. um 3,5 m versenkt) und 6,50 m (entsprechend 6 m unter Wasseroberfläche). Offene Buhnen beruhigen Strömung und Wellen, lassen aber Sediment zumindest teilweise durch. Dadurch ist die Lee-Erosion an offenen Buhnen deutlich geringer ausgeprägt als an dichten Buhnen.
- einreihige dichte Pfahlbuhnen sind die wahrscheinlich älteste Buhnenform. Technische Daten wie bei den einreihigen offenen Pfahlbuhnen, allerdings kein Zwischenraum zwischen den Pfählen und dadurch auch kaum Durchlässigkeit für Strömung und Sediment.



Abbildung 10.45. Auskolkung an der Landseite einer Kastenbuhne führt zum Verlust der landwärtigen Anbindung der Buhne und damit sogar zu einer Ausspülung des luvseitigen Strandmaterials

- zweireihige dichte Pfahlbuhnen bestehen aus zwei versetzt geramnten Pfahlreihen, so dass praktisch keine Durchlässigkeit mehr besteht. Daten wie bei der einreihigen Holzpahlbuhne.
- zweireihige hölzerne Pfahlbuhnen mit Senkfaschinen bestehen aus zwei einreihigen Pfahlbuhnen mit geradem oder konischem Zwischenraum (Abstand in Kronenhöhe 1 m), in dem sich eine Faschinenpackung befindet, gegebenenfalls mit Betonplatten, Steinen o.ä. beschwert. Vorläufer der Kastenbuhne, ähnliche Eigenschaften wie diese.
- die Kastenbuhnen vor Ahrenshoop sind ein sehr massives Buhnensystem. Sie wurden in den dreißiger Jahren gebaut um die Küstenlinie zu stabilisieren da eine Rückverlegung der Küstenschutzdüne aufgrund der bis an den landseitigen Dünenfuß reichenden Besiedelung nicht möglich war. Eine Rekonstruktion erfolgte zwischen 1995 und 1996. Die eigentliche Kastenbuhne reicht vom seeseitigen Dünenfuß bis 40 m seewärts der Uferlinie, weitere 20 m einer erst doppel- und dann einreihigen Holzbuhnenkonstruktion schließen sich an. Die Kastenbuhnen sind als zweireihige Holzpahlbuhnen ausgeführt mit einer Stahlsicherung zwischen den Reihen unterhalb der Wasserlinie, einer Faschinenpackung im Wasser und einer Betonabdeckung, die von unterhalb der Wasserlinie bis zur Krone der Buhne bei 50 cm über Mittelwasser reicht. Die küstenparallele Strömung wird durch die unter den Abdeckungselementen liegenden Faschinen aus mehreren Strängen gebundener Weidenäste reduziert. Dadurch wird Sediment zurückgehalten. Abbildung 10.44 zeigt im oberen Teil eine der Ahrenshooper Kastenbuhnen vor der Ortslage Ahrenshoop. Im unteren Teil ist eine derartige Buhne gezeigt, bei der die Abdeckung aufgenommen ist und die neu einzulegenden Faschinen sichtbar sind. Diese Buhne läuft in einer einreihigen dichten Pfahlbuhne aus, um die Auskolkung am Buhnenkopf zu reduzieren.

Die Buhnen werden als Systeme gerammt, wobei es einen zentralen dichten Teil gibt und in der Regel beidseitig Buhnenfeldauflösungen, d.h. über mehrere Buhnen gestaffelte Zunahme der Durchlässigkeit zur Verminderung der Lee-Erosion.

Steilküsten (sie lassen sich, wie oben bereits gesagt, eher mit uferparallelen Bauten schützen) sind nur auf kurzen Stücken mit Buhnen versehen. Diese dienen nicht der Sicherung der Steilküste sondern sollen den Übergang zwischen Flach- und Steilküste kontinuierlich gestalten und damit das Durchbruchrisiko verringern.

Bei allen Buhnensystemen treten neben der Lee-Erosion zwei weitere Probleme auf:

- die Auskolkung am Buhnenkopf aufgrund der dort erhöhten Strömungsgeschwindigkeit. Dieser Effekt ist manchmal sogar an den Tiefenlinien auf topographischen Karten erkennbar.
- der Anschluss der Buhne an den Strand verschwindet bei lee-wärtiger Erosion gegebenenfalls vollständig. Daher sollten Buhnen unter dem Strand bis an den Deich- bzw. Dünenfuß reichen. Insbesondere bei Kastenbuhnen ist diese Anbindung aufgrund der nachgebenden Faschinen und der massiven Abdeckung nicht mit einer Strandnutzung verträglich und erfolgt daher nicht. Bei starker Lee-Erosion hinter der Buhne kann dies zu einer Auskolkung und damit zu einem Verlust der Landanbindung führen, vgl. Abbildung 10.45. In diesem Fall wird auf Material auf der Luvseite der Buhne ausgespült, so dass sich eine insgesamt destabilisierende Wirkung ergibt.

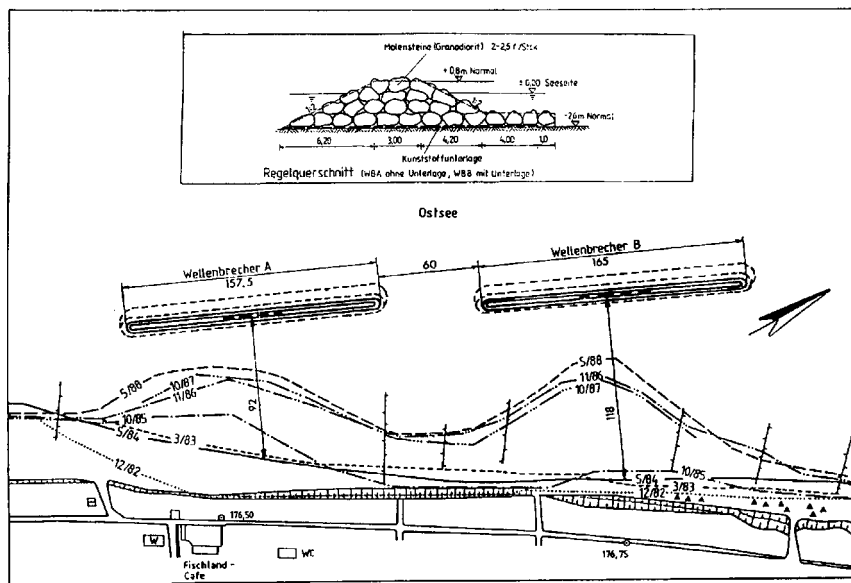


Abbildung 10.46. Wellenbrecher in Wustrow und Wachstum des dahinterliegenden Strandes zwischen 1982 und 1988 (Weiss, 1990).

10.4.6 Wellenbrecher

Wellenbrecher sind küstenparallele Bauwerke, die zur Verminderung des Wellenenergieeintrages auf das in ihrem Schutz liegende Ufer eingesetzt werden. Dies führt nicht nur zu einer Stabilisierung des Ufers sondern auch zur Anlagerung großer Sandmengen hinter dem Wellenbrecher. Diese Veränderung der Uferlinie hinter den beiden Wellenbrechern in Wustrow zeigt Abbildung 10.46.

Wellenbrecher werden vor allen Dingen dort gebaut, wo wichtige Küstenabschnitte infolge starker, meist senkrecht auftreffender Wellenbelastung starken Abbruch- bzw. Rückgangtendenzen unterliegen. Wellenbrecher werden daher vor Steil- ebenso wie vor Flachküsten eingesetzt, insbesondere aber im besonders gefährdeten Übergangsbereich zwischen den beiden Uferformen. Generell stehen Wellenbrecher parallel zur Uferlinie in Wassertiefen zwischen 2 und 4 m in einer Entfernung von 50 bis 200 m zum Ufer. Sie können einzeln oder in Staffeln von mehreren Bauwerken stehen.

Oftmals werden Wellenbrecher in Kombination mit Bühnen und Aufspülungen eingesetzt, wodurch die Wirkungen verstärkt werden. Die positive Wirkung auf den Sedimenthaushalt erlaubt es, Wellenbrecher so einzusetzen, dass das dahinterliegende Ufer 'saniert' werden kann.

Wellenbrecher gelten als umweltfreundliche Bauwerke, da sie auch in den Abbauphasen keine Ruinen erzeugen, sondern als quasi-neutrale Blockfelder auf der Schorre verbleiben können.

10.4.7 Strandaufspülungen

Strandaufspülungen sind zum Ausgleich eines negativen Sedimenthaushalts geeignet. Sie gelten als naturnahe Küstenschutzmaßnahmen (der Sand wird Lagerstätten am Meeresboden entnommen) und haben die folgenden Aufgaben:

1. Erhöhung und Verbreiterung des Strandes und der Schorre. Der aufgespülte Sand ersetzt teilweise das durch Erosion abgetragene Material und reduziert damit den Uferlinienrückgang und die Seegangbelastung auf Ufer (Düne, Kliff) und Uferschutzbauwerke.
2. Erhöhung und Verbreiterung der Sturmflutschutzdünen oder die Schaffung von Vordünen vor aktiven Kliffs zur Verbesserung von deren Schutzfunktion.

Strandaufspülungen erfolgen nur in ausgewählten Küstenabschnitten. Aber selbst dort läßt sich mit vertretbarem Aufwand kein vollständiger Ausgleich des Sedimentverlustes realisieren: in der Regel bleibt der Sand nur weniger Jahre liegen und die Lagerbedingungen verschlechtern sich fortschreitend (Versteilerung der Schorre). Der Küstenschutzbericht (Ministerium, 1997) merkt dazu an: 'Mittel- bis langfristige muss aufgrund der dominierenden Naturprozesse der Uferückgang akzeptiert und die Verteidigungslinie



Abbildung 10.47: Molenanlage in Swinemünde

rückverlagert werden’.

Mittlere Aufspülungen sind 90 bis 150 m³ pro lfd. Meter Küste, wobei durch ausgewählte Kornzusammensetzung eine hohe Lagerstabilität angestrebt wird. Die betreffenden Küstenabschnitte werden zusätzlich mit Buhnen stabilisiert. Dennoch führen Sturmflutwasserstände, Seegang und Brandungsströmung zu Abbrüchen der technisch geschaffenen Dünenkörper und der Aufhöhungen des Strandes sowie zum Abtransport des Sandes aus dem gefährdeten Abschnitt. Wiederholungsaufspülungen sind derzeit im Mittel nach 6 bis 7 Jahren nötig.

Molen

Molen sind nicht Bestandteil eines Küstenschutzkonzepts. Sie dienen der Definition und Erhaltung von Hafeneinfahrten, insbesondere an den Flußmündungen. Die Molenanlage in Warnemünde z.B. ist wirksam in dem Sinne, dass sie die Warnow schiffbar hält. Damit zeigt sie auch die typischen Nebenwirkungen einer Mole: Luv-Anlandung und Lee-Erosion. Auf diese Probleme und die sich daraus ergebende gestörte Anlandung im Bereich der Hohen Düne wurde bereits in Kolp (1957) festgestellt. Gegenüber der extrapolierten Küstenlinie ohne Molen ergibt sich auf der Leeseite eine Rückversetzung von ca. 500 m, gegenüber dem Strandende direkt an der Westmole ein Rückgang von 1000 m; hierbei wurde als Bezug die freie Uferlinie hinter der Ostmole gewählt, das zubentonierte Dreieck mit der Lotsenstation ist nicht berücksichtigt, da es sich ohne die Deckschicht nicht halten würde.¹²

Eine hochgradig asymmetrische, gebogene Molenanlage befindet sich in Swinoujście (Swinemünde), vgl. Abbildung 10.47. Die küstenparallele Strömung verläuft hier von Westnordwest nach Ost-südost. Im Gegensatz zur Konstruktion bei Wustrow handelt es sich um eine breite Flußmündung mit großer Strömungsmenge. Daher kann Swinemünde nicht als 1:1 Modell für Wustrow dienen. Auch sind hier Strömung und Hauptwindrichtung annähernd parallel (in Wustrow dagegen stehen sie fast senkrecht aufeinander). Die küstendynamische Situation vor Swinemünde ist aufgrund des Knicks in der Küste etwas günstiger als vor Wustrow, die Sedimentbilanz ist etwas ausgeglichener, wozu auch die von der Oder eingetragene Sedimentfracht beiträgt.

Vor der kürzeren westlichen Mole hat sich ein Anlandungsbereich ausgebildet. Hinter der östlichen Mole findet trotz der Molenform geringe Lee-Erosion statt, die Differenz der Strandkanten beträgt ca. 300 m, allerdings scheint es keine Versetzung gegenüber der extrapolierten Küstenlinie (sie kommt am Westufer in Höhe des Hakens beim Lichtmast links im oberen Bild von Abbildung 10.47 an die Swine) zu geben, d.h. die Differenz ist im wesentlichen durch Anlandung an der Westmole und kaum durch Abtrag leewärts der Ostmole bestimmt.

Die beiden Molen geben einen Hinweis auf die Komplexität von Strömungsmustern: beide sind an der Flußseite zusätzlich durch Buhne gesichert. An der Westseite wahrscheinlich zur Verhinderung von Erosion durch den parallel zur Mole Swine-einwärts fließenden küstenparallelen Strom.¹³ Die Buhnen an der

¹²In Abbildung 13 in Hurtig (1954) ist dieser Bereich noch als unbefestigt und nur durch Dünen gesichert angegeben.

¹³Zumindest deuten die Auskolkungen in der stromaufwärtigen Buhnenseite darauf hin, dass hier eine Strömung versucht, flußaufwärts zu laufen.

Ostmole sollen die Erosion am konvexen Flußufer verhindern, da sonst das Molenfundament schnell ausgewaschen würde und diese ähnlich einem Seewall einstürzen würde.

Empfohlene Literatur

Die Grundlagen zur Küstendynamik behandeln Carter and Woodroffe (1994) und Carter (1988). Sedimenttransport wird ausführlich diskutiert z.B. in Fredsøe and Deigaard (1992), Meyer (1972) Nielsen (1992) und Zanke (1982). Grundsätzliche Probleme des Küstenschutz sind in French (2001) zusammengefasst, technische Verfahren in Kramer und Rohde (1992). Küstenstabilisierung wird ausführlich diskutiert in Silvester and Hsu (1997), Strandaufspülungen in Dean (2002).

Aufgaben

Verständnisfragen

1. Welche Prozesse spielen sich bei einer Welle ab, wenn diese auf einen ansteigenden Meeresboden aufläuft.
2. Warum kommt es zur Brechung (im Sinne von Überschlagen) von Wellen beim Auflaufen auf die Küste? Welche Prozesse spielen sich ab und wie ändern sich die Eigenschaften der Welle?
3. Warum verlaufen die Wellenkämme in Ufernähe stets nahezu küstenparallel?
4. Warum haben Wellen in Buchten und Landspitzen eines Küstenabschnitts unterschiedliche Höhen.
5. Auf welche Weise lassen sich brechende Wellen klassifizieren? Beschreiben Sie die verschiedenen Arten brechender Wellen.
6. Welche Strömungen bilden sich in Ufernähe aus?
7. Was ist ein küstenparalleler Längsstrom und wie entsteht er?
8. Was ist ein Rippstrom und wie entsteht er?
9. Warum bilden sich an Wellen dominierten Küsten Strömungen aus, an Küsten ohne Wellen dagegen nicht unbedingt?
10. Erläutern Sie die Wirkungsweise von Buhnen. Welche Strömungsmuster bilden sich aus, welche Probleme sind mit Buhnen verbunden?
11. Welche Parameter bestimmen, ob Erosion oder Deposition stattfindet?

Anhang

Formelzeichen und Symbole

spez. Volumen	α	specific volumen
spezifische Volumen-anomalie	δ	specific volume anomaly
thermoterische Anomaly	$\Delta_{S,T}$	thermoteric anomaly
dynamische Höhenanomalie	ΔD	dynamic height anomaly
Geopotentialdifferenz	ΔD	geopotential difference
Viskosität	η	dynamic viscosity
mittlere freie Weglänge	λ	mean free path
kinematische Viskosität	ν	kinematic viscosity coefficient
Winkelgeschwindigkeit	ω	angular velocity
Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation	Ω	
Dichte	ρ	density
(reduzierte) Dichte	σ	(reduced) density
Vektorfeld	\mathbf{A}	vector field
Fläche	A	area
spez. Wärmekapazität bei konst. Druck	c_p	
spez. Wärmekapazität bei konst. Volumen	c_V	
dynamische Höhe	D	dynamic height
Geopotential	D	geopotential
Stabilität	E	stability
Kraft	F, \mathbf{F}	force
Kraftdichte	\mathbf{f}	force density
Reibungskraftdichte	\mathbf{f}_{Reib}	density of viscous forces
Scheinkräfte	\mathbf{f}_{rot}	fictitious forces
Brunt-Väisälä Frequenz	f_{BV}	Brunt-Väisälä frequency
Gravitationsbeschleunigung	\mathbf{g}	gravitational acceleration
Gravitationskonstante	G	gravitational constant
Höhe	h	height, altitude
(Massen)Strom	\mathbf{j}	(mass) current
Boltzmannkonstante	k_B	Boltzmann number
Masse	m	mass
Masse der Erde	M_{Erde}	mass of the Earth
Teilchenzahldichte	n	number density
Teilchenzahl	N	number
Zahl der Freiheitsgrade	N	degrees of freedom
Druck	p	pressure
Impuls	p, \mathbf{p}	momentum
Wärmemenge	Q	
Ortsvektor	\mathbf{r}	
Radius der Erde	r_{Erde}	Earth's radius
Oberfläche	\mathbf{o}	surface
Zeit	t	time

Temperatur	T	temperature
Geschwindigkeit eines Teilchenensembles	\mathbf{u}	bulk velocity
Geschwindigkeit eines Teilchenensembles	u	bulk speed
innere Energie	U	
Geschwindigkeit eines Einzelteilchens	\mathbf{v}	velocity
Geschwindigkeit eines Einzelteilchens	v	speed
thermische Geschwindigkeit	v_{th}	thermal speed
Volumen	V	volume
Arbeit	W	work

Konstanten

Boltzmann-Konstante	$k_{\text{B}} = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Gravitationsbeschleunigung	$g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$
Gravitationskonstante (allgemeine)	$G = 6.673 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
Masse der Erde	$M_{\text{Erde}} = \text{kg}$
Radius der Erde	$r_{\text{Erde}} = 6378 \text{ km}$
Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation	$\Omega = 2\pi/86\,164 \text{ s} = 7.29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
Stefan-Boltzmann Konstante	$\sigma = 5.6708 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Nützliche Beziehungen

Gauß'scher Satz:

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{A} \, \text{d}\mathbf{r} = \oint_o \mathbf{A} \cdot \text{d}\mathbf{o} \quad (10.17)$$

Literaturverzeichnis

- Aagard, T., 1988: A study of nearshore bar dynamics in a low-energy environment: Northern Zealand, Denmark, *J. Coastal. Res.* **4**, 115–128
- Alley, R.B., 2000: *The two mile time machine*, Princeton University Press, Princeton
- Baensch, J., 1875: Die Sturmflut vom 12./13. November 1872 an den Ostseeküsten des Preußischen Staates, *Zeitschrift f. Bauwesen* **H.25**
- Bagnold, R.A., *The physics of blown sand and desert dunes*, Methuen, London, 1941.
- Baumgartner, A., and E. Reichel, 1975: *The world water balance*, Elsevier, New York
- Bolle, H.-J., 1987: Führt der Anstieg atmosphärischer Spurengaskonzentration zum ‘Klimakollaps’?, *Phys. Blätter*, **43/7**, 240
- Bruce, J., Hoesung Lee, and E. Haites (Hrsg), 1996: *Climate Change 1995: Economics and social dimensions of climate change*, Cambridge University Press, Cambridge
- Bruns, E., 1955: *Handbuch der Wellen der Meere und der Ozeane*, VEB Deutsch. Verl. d. Wiss., Berlin
- Bryan, K., 1963: A numerical investigation of a nonlinear model of a wind-driven ocean, *J. Atmos. Sci.* **20**, 594–606
- Bryden, H.L., 1973: New polynomials for thermal expansion, adiabatic temperature gradient and potential temperature of sea water, *Deep-Sea Res.* **20**, 401–408
- Caldwell, N.E., 1981: Relationship between tracers and background beach material, *J. Sed. Petrol.* **51** (4), 1163–68
- Carrissimo, B.C., A.H. Oort, and T.H.V. van der Harr, 1985: Estimating the meridional energy transports in the atmosphere and ocean, *J. Phys. Oceanogr.* **15**, 52–91
- Carrit, D.E., and J.H. Carpenter, 1958: The composition of sea water and the salinity-chlorinity-density problems. Physical and chemical properties of sea water, *NAS, Nat. Res. Counc., Publ.* **600**, 67–86
- Carter, R.W.G., 1988: *Coastal environments: an introduction to the physical, ecological and cultural systems of coastlines*, Academic Press
- Carter, R.W.G., and C.D. Woodroffe, 1994: *Coastal evolution*, Cambridge
- Charney, J.G., 1955: The generation of oceanic currents by wind, *J. Mar. Res.* **14**, 477–498
- Christopherson, R.W., 1994: *Geosystems*, MacMillan, Englewood Cliff
- Clark, J.R., 1996: *Coastal zone management handbook*, CRC (Lewis Publ.)
- Cubasch, U., 1992: Das Klima der nächsten 100 Jahre, *Physikalische Blätter*, **2**, 85
- Cubasch, U., B.D. Santer, and G.C. Hegerl, 1995: Klimamodelle – wo stehen wir?, *Phys. Bl.* **51**, 269 - 276

- Cullen, H.M., et al., 2000: Climate change and the collapse of the Arkadian Empire: evidence from the deep sea, *Geology* **28**, 379–382
- Curtis, J.H., D.A. Hodell, and M. Brunner, 1996: Climate variability on the Yucatan Peninsula (Mexico) during the past 3500 years, and implications for the Maya cultural evolution, *Quaternary Res.* **46**, 47–74
- Dansgaard, W., S.J. Johnson, H.B. Clausen, D. Dahl-Jensen, N.S. Gundenstrup, C.U. Hammer, C.S. Hvidberg, J.P. Steffenson, and Sveinbjörnsdottir, 1993: Evidence for general instability of past climate from a 150 kyear ice-record core, *Nature* **339**, 532–534
- Davis, R.A. (ed.), 1978: *Coastal sedimentary environments*, Springer
- Dean, R.G., 1977: *Equilibrium beach profiles: US Atlantic ad Gulf coasts*, Department of Civil Engineering, Ocean Eng. Rep. 12, Newark, De, Univ. of Delaware
- Dean, R.G., 2002: *Beach nourishment: theory and practice*, World Scientific, Singapore
- Defant, A., 1961: *Physical oceanography*, Pergamon Press, Oxford
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss, and G. Siedler, 1975: *Allgemeine Meereskunde*, Bornträger
- Dingemans, M.W., 1997: *Water wave propagation over uneven bottoms; part 1 & 2*, World Scientific, Singapore
- Duphorn, K., H. Kliewe, R.-O. Niedermeyer, W. Janke, and F. Werner: *Die deutsche Ostseeküste*, Bornträger
- Ebbesmeyer, C.C., and W.J. Ingraham, 1992: Shoe spill in the north pacific, *Erath in Space* **5**, (3)8
- Ebbesmeyer, C.C., and W.J. Ingraham, 1994: Pacific toy spill fuels ocean current pathway research, *EOS* **75**, (37)425
- Eiben, H., 1992: Hydrologische Besonderheiten an der Ostseeküste, in Kramer und Rohde (1992), 497–516
- Fennel, W., 1996, Wasserhaushalt und Strömungen, in Rheinheimer (1996), 56–67
- Fennel, W., T. Seifert, and P. Kayser, 1991: Rossby radii and phase speeds in the Baltic Sea, *Continental Shelf Res.*, **11**, 23–36
- Fofonoff, N.P., and S. Tabata, 1958: Program for oceanographic computations and data processing on the electronic digital computer ALWAC III-E, DP-1 Oceanogr. Stat. Data Progr., Fish. Res. Borad Can. Ser. No. 25
- Forbes, D.L., and J.P.M. Syvitski, 1994: Paraglacial coasts, in Carter and Woodroffe (1994), 373–424
- Francke, E., 1983: Ergebnisse der langzeitlichen Strömungsmessung in der Deckschicht des Seegebietes der Darßer Schwelle, *Beitr. Meereskunde* **48**, 23–45
- Fredsøe, J., and R. Deigaard, 1992: *Mechanics of coastal sediment transport*, World Scientific, Singapore
- French, P.W., 2001: *Coastal defences: processes, problems and solutions*, Routledge, London
- Gade, H.G., A. Edwards, and H. Sevndsen, (eds.) 1983: *Coastal oceanography*, Plenum, New York
- Geinitz, E., 1922: *Geologie Mecklenburgs*, Güstrow
- Grädel, T.E., and P.J. Crutzen, 1994: *Chemie der Atmosphäre*, Spektrum - Akademischer Verlag, Weinheim
- Graß, H., 1989: Antrophogene Beeinflussungen des Klimas, *Physikalische Blätter* **45(7)**, 199
- Graß, H., und H. Vieser, 1989: Des Menschen gefährlichstes Experiment: Dürre, Flut und Stürme, *Bild der Wissenschaft*, **11**, 61

- Graßl, H., und R. Klingholz, 1990: *Wir Klimamcher*, S. Fischer, Frankfurt/M
- Grießhammer, R., C. Hey, P. Hennicke und F. Kalberlah, 1990: *Ozonloch und Treibhauseffekt*, rororo-Aktuell, Rowohlt, Reinbek
- Gurney, R.J., J.L. Foster, and C.L. Parkinson, 1993: *Atlas of satellite observations related to global climate change*, Cambridge University Press, Cambridge
- Gusen, R., 1983: Der lithologische Bau der Schorre von Neu-Reddevitz (Greifswalder Bodden), *Z. Geol. Wiss.* 11, 2, 193–208
- Gusen, R., 1988: Sedimentverteilung und geologischer Bau der Schorre vor Lubmin (Südküste des Greifswalder Boddens), *Zeitssch. Angew. Geol.* 34, 3, 86–90
- Gustafsson, T., and B. Kullenberg, 1936: Untersuchungen von Trägheitsströmungen in der Ostsee, *Sven. Hydrogr.-Biol Komm Skr Ny Ser Hydrogr.* 13, 1–28
- Hagen, G., 1865; *Gutachterliche Äußerungen über die Sicherung der Ufer an der Großherzoglichen Mecklenburgischen Meeresküste*, Berlin
- Hansom, J.D., 1988: *Coasts*, Cambridge
- Hartnack, W., 1924: Über Sandriffe. Untersuchungen an der pommerschen Küste, *Jahrb. Geogr. Ges. Greifswald* 42, 47–70
- Hasselmann, K., et al., 1973: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deutsch. Hydrogr. Z. A* 12, 1–95
- Haupt, B.J., D. Seidov, and E.J. Barron, 2001: Glacial-to-interglacial changes of the ocean circulation and eolian sediment transport, in Seidov et al. (2001), 169–197
- Hennicke, P., and M. Müller, 1989: *Die Klimakatastrophe*, Dietz, Bonn
- Hodell, D.A., J.H. Curtis, and M. Brenner, 1995: Possible role of climate collapse of Classic Maya civilization, *Nature* 375, 391–394
- Houghton, J.T., 1986: *The physics of atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge
- Houghton, J., 1997: *Global Warming*, Cambridge University Press, Cambridge
- Houghton, R.A., and G.M. Woodwell, 1989: Globale Veränderungen des Klimas, *Spektrum der Wissenschaft* 6, 106
- Houghton, J.T., G.J. Jenkins, and J.J. Ephraums, (eds.), 1992a: *Climate change - The IPCC scientific assessment*, Cambridge University Press, Cambridge
- Houghton, J.T., B.A. Callander and S.K. Varney, (eds.), 1992b: *Climate Change 1992 - The supplementary report to the IPCC scientific assessment*, Cambridge University Press, Cambridge
- Houghton, J.T., L.G. Meira Filho, B.A. Callender, N. Harris, A. Kattenberg, and K. Maskell (eds.), 1996: *Climate Change 1995: The science of climate change*, Cambridge University Press, Cambridge
- Hupfer, P. (Hrsg.), 1991: *Das Klimasystem der Erde*, Akademie-Verlag, Leipzig
- Hutter, K., 1995: *Fluid- und Thermodynamik*, Springer, Berlin
- Hurtig, T., 1954: Die mecklenburgische Boddenlandschaft und ihre entwicklungsgeschichtlichen Probleme. Ein Beitrag zur Küstengeschichte der Ostsee, *Neuere Arb. z. meckl. Küstenforschung* 1, Berlin
- Hydro & Geo Verlag, 1998: *Land- und Seekarte Zingst–Darß–Fischland*, Schleswig
- Kandel, R.S., 1980: *Earth and Cosmos*, Pergamon Press

- Kannenberg, E.G., 1955: Das Hochwasser am 4.1.1954 an der deutschen Beltküste, *Urania* 18, H.1, Leipzig/Jena
- Kasten, A.W., 1952: *Der Darß. Urwaldland zwischen Meer und Bodden*, Radebeul, 1952
- Kelletat, D., 1995: Atlas of coastal geomorphology and zonality, *J. Coast. Res., Spec. Iss.* 13
- Kelletat, D., 1999: *Physische Geographie der Meere und Küsten*, Teubner
- Keppler, E., 1988: *Die Luft in der wir leben*, Piper, München
- Kerner, D., und I. Kerner, 1990: *Der Klima-Report*, Kiepenheuer und Witsch, Köln
- Kliewe, H., and W. Janke, 1978: Zur Stratigraphie und Entwicklung des nordöstlichen Küstenraumes der DDR, *Peterm. Geogr. Mitt.* 135, 1, 1–15
- Kliewe, H., and W. Janke, 1982: Der holozäne Wasserspiegelanstieg der Ostsee im nördlichen Küstengebiet der DDR, *Peterm. Geogr. Mitt.* 126(2), 81–91
- Köster, R., 1996: Entstehung der Ostsee, in Rheinheimer (1996), 12
- Koester, R., and W. Lemke, 1996: Morphologie und Bodenbedeckung, in Rheinheimer (1996), 34–41
- Köster, R., and K. Schwarzer, 1996: Geologie und Geographie, in Rheinheimer (1996), 10
- Kohlmaier, G., 1991: Klimakatastrophe? Nicht für die Natur!, *Bild der Wissenschaft* 4, 21
- Kolp, O., 1955: *Sturmflutgefährdung der deutschen Ostseeküste zwischen Trave und Swine*, Seehydrographischer Dienst, Hydro-Meteorologisches Institut, Stralsund
- Kolp, O., 1957: *Die nordöstliche Heide Mecklenburgs*, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin
- Kolp, O., 1982: Die Entwicklung und Chronologie des Vor- und Neudarßes, *Peterm. Geogr. Mitt.* 126, 2, 85–94
- Knauss, J.A., 1997: *Introduction to physical oceanography*, Prentice Hall, Upper Saddle River NJ
- Kramer, J., and H. Rohde, 1992: *Historischer Küstenschutz*, Stuttgart
- Krauss, W., 1981: *The erosion of a thermocline*, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 415–433
- Lampe, R., 1996: Küstentypen, in Rheinheimer (1996), 17–25
- Lehmann, F.W.P., 1909: Probleme der Morphologie Rügens, *Verh. d. 17. Dtsch. Geographentages*, Lübeck
- Liljequist, G.H., und K. Cihak (1984): *Allgemeine Meteorologie*, Vieweg, Braunschweig
- Luchner, K., 1994: *Physik ist überall*, Ehrenwirth, München
- Lutgens, F.K., and J. Tarbuck, 1995: *The atmosphere*, Prentice Hall, Englewood Cliffs
- Martens, P., 1927: *Die Morphologie der Schleswig-Holsteinischen Ostseeküste*, Diss. Kiel, Breslau
- Maslin, M., D. Seidov, and J. Lowe, 2001: Synthesis of the nature and causes of rapid climate transitions during the quaternary, in Seidov et al. (2001), 9–52
- Massel, S.R., 1996: *Ocean surface waves: their physics and prediction*, World Scientific, Singapore
- Massel, S.R., 1999: *Fluid mechanics for marine ecologists*, Springer, Berlin
- Maury, M.F., 1855: *The physical geography of the sea*, New York
- McClain, C.R., G. Feldman, and W. Esaias, 1993: Oceanic biological productivity, in Gurney et al. (1993), 251–263

- Mei, C.C., 1989: *The applied dynamics of surface waves*, World Scientific, Singapore
- Meinel, R., G. Neugebauer, and H. Steudel, 1991: *Solitonen*, Akademie Verlag Berlin
- Merritts, D., A. de Wet, and K. Menking, 1997: *Environmental Geology*, Freeman, New York
- Meyer, R.E. (ed.), 1972: *Waves on Beaches and resulting sediment transport*, Academic Press, New York
- Ministerium für Bau, Landesentwicklung und Umwelt Mecklenburg-Vorpommern, 1997: Küstenschutz in Mecklenburg-Vorpommern, Schwerin
- Minnaert, M., 1992: *Light and colour in the outdoors*, Springer, Berlin
- Moran, J.M., and M.D. Morgan, 1994: *Meteorology*, McMillan
- Morgan, G.W., 1956: On the wind-driven ocean circulation, *Tellus* **8**, 301–320
- Müller-Motzfeld, G., F. Erdmann, and J.-C. Kornmilch, 1998: Dynamik von Moränensteilküsten der Ostsee, *Schr.R. f. Landschaftspl. und Naturschutz*. *56*, 79–96
- Munk, W.H., 1950: On the wind-driven ocean circulation, *J. Meteorol.* **7**, 79–83
- Neugebauer, W., 1950: Alt-Lübeck, Problemstellung einer Ausgrabung, *Forsch. d. Geogr. Gesll. Lübeck*, H. 42, Leipzig
- Nettel, S., 1992: *Wave physics*, Springer, Berlin
- Newell, R.E., J.W. Kidson, D.G. Vincent, and G.J. Boar, 1972: *The general circulation of the tropical atmosphere, Vol. 1*, MIT Press
- Nieburger, M., J.G. Edinger, and W.D. Bonner (1982): *Understanding our atmospheric environment*, Freeman, San Francisco
- Niedermeyer, R.-O., H. Kliewe, and W. Janke. 1987: Die Ostseeküste zwischen Boltenhagen und Ahlbeck, *Geogr. Bausteine N.R.* *30*, Gotha
- Nielsen, P., 1992: *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, World Scientific, Singapore
- Nisbet, E.G., 1994: *Globale Umweltveränderungen*, Spektrum, Weinheim
- Njoku, E.G., and O.B. Brown, 1993: Sea surface temperature, in Gurney et al. (1993), 237–249
- Nordstrom, K.F., N.P. Psuty, and R.W.G. Carter, 1993: *Coastal dunes: form and process*, Wiley
- NRDC, 1946: Summary Technical Report, Division 6, Office of Naval Research, Washington DC
- Neumann, G., and J.W. Pierson, 1966: *Principles of physical oceanography*, Prentice Hall
- Oort, A.H., and T.H. Vonder Haar, 1976: On the observed annual cycle in the ocean-atmosphere heat balance over the Northern Hemisphere, *J. Physical. Oceanogr.* **6**, 781–800
- Open University Oceanography Course Team, 1994: *Waves, Tides and Shallow-Water Processes*, Pergamon
- Ott, J., 1996: *Meereskunde*, UTB-Ulmer, Stuttgart
- Pedlosky, J., 1987: *Geophysical fluid dynamics*, Springer
- Peiser, B.J., 1998: Comparative analysis of late Holocene environmental and social upheaval: evidence for a disaster around 4000 BP, in *Natural catastrophes during Bronze Age civilisations* (eds. B.J. Peiser, T. Palmer and M. Bailey, BAR Internat. Series 728, 117–139
- Peixeto, J.P., and A.H. Oort, 1992: *Physics of climate*, AIP New York

- Pilkey, O.H., R.S. Young, R.S. Riggs, A.W. Smith, H. Wu, and W.D. Pilkey, 1993: The concept of shoreface equilibrium: a critical review, *J. Coastal Res.* 9, 255–278
- Pistohl, W., 1996: *Handbuch der Gebäudetechnik, Bd 2: Heizung/Lüftung/Energiesparen*, Werner-Verlag, Düsseldorf
- Plewe, E., 1940: *Küste und Meeresboden der Tromper Wiek*, Geologie der Meere und Binnengewässer, 4. Bd, Berlin
- Rabe, W., 1990: *Die Erde im Fieber*, Lamuv, Göttingen
- Rahmstorf, S., 1996: Bifurcations of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle, *Nature* 378, 145–149
- Ramanathan, V., B.R. Barkstrom, and E.F. Harrison, 1989: Climate and the Earth's radiation budget, *Physics Today* /5, 22
- Remoissenet, M., 1999: *Waves called solitons*, Springer, Berlin
- Rheinheimer, G. (Hrsg.), 1996: *Meereskunde der Ostsee*, Springer, Berlin
- Richardson, P.L., 1985: Drifting derelicts in the North Atlantic 1883–1902, *Progr. Oceanogr.* 14, 463–483
- Roedel, 1994: *Physik unserer Umwelt – die Atmosphäre*, Springer, Berlin
- Rodloff, W., 1972: Hydrologische Betrachtungen zur Ostseesturmflut vom 12./13. November 1872, *Deutsche Gewässerkundl. Mitt.* H.6
- Rossiter, J.A., 1967: An analysis of annual sea level variations in European Waters, *J. R. Astr. Soc.* 12, 259–299
- Russell, J.S., 1844: *Report on waves*, British Association Reports
- Schneider, J., : Biological and inorganic factors in the destruction of limestone coasts, *Contrib. Sediment.* 6
- Schönwiese, C.D., 1992: *Klima im Wandel*, DVA Stuttgart, als Taschenbuch 1994 bei dtv
- Schönwiese, C.-D., and B. Diekmann, 1988: *Der Treibhauseffekt*, DVA, Stuttgart
- Schulejkin, W.W., : *Theorie der Meereswellen*, Akad. Verlag, Berlin
- Schulz, F., 1991: *Der Darß*, Verlagsbuchh. Bunte Stube, Ahrenshoop
- Schulz, F., 1998: *Die Halbinseln Darß und Zingst*, Verlagsbuchhandlung Bunte Stube, Ahrenshoop
- Schulz, W., and K. Peters, 1989: Geologische Verhältnisse im Steiluferbereich des Fischlandes sowie zwischen Stoltera und Kühlungsborn, *Mitt. Forschungsanstalt Schifffahrt, Wasser- und Grundbau* 54, 132–147
- Schwarzer, K., 1989: Sedimentdynamik in Sandriffsystemen einer tidefreie Küste unter Berücksichtigung von Rippströmen, *Ber. Repts., Geol.-Paläont. Inst. Univ. Kiel*, 33
- Schwarzer, K., 1996: Dynamik der Küste, in Rheinheimer (1996), 25–33
- Seidov, D., B.J. Haupt, and M. Maslin (eds), 2001: *The Oceans and rapid climate change*, Geophys. Monogr. 126, American Geophysical Union, Washington
- Seidov, D., B.J. Haupt, E.J. Barron, and M. Maslin, 2001a: Ozean bi-polar seesaw and climate: southern versus northern meltwater impacts, in Seidov et al. (2001), 147–167
- Sievers, R., *Sand*, Spektrum, Weinheim, 1989.
- Silvester, R., and J.R.C. Hsu, 1997: *Coastal stabilization*, World Scientific, Singapore

- Staatliche Ämter für Umwelt und Natur Mecklenburg-Vorpommern (STAEUN), 1999: *Buhnenbau im Küstenschutz von Mecklenburg-Vorpommern. Probleme bei der Verwendung einheimischer und tropischer Hölzer*, <http://www.mv-regierung.de/staeun/buhnenbau.htm>
- Stommel, H., 1948: The westward intensification of wind-driven ocean currents, *Trans. Amer. Geophys. Un.* **29**, 202–206
- Stommel, H., 1987: *A view of the sea*, Princeton
- Summerhayes, C.P., and S.A. Thorpe, 1996 (eds.): *Oceanography – An illustrated guide*, Manson Publ. Southampton Oceanography Center
- Suter, J.R., 1994: Deltaic coasts, in Carter and Woodroffe (1994), 87–120
- Sverdrup, H.U., 1947: Wind-driven currents in a barocline ocean; with applications to the equatorial currents of the eastern Pacific, *Proc. Nat. Acad. Sci. Wash.* **33**, 318–326
- Sverdrup, H.U., and W.H. Munk, 1947: Wind, sea and swell; theory of relations for forecasting, *US Navy Hydrographic Office, H.O. Publ. No. 601*
- Tapfer, E., 1940: *Meeresgeschichte der Kieler und Lübecker Bucht im Postglazial*, Geologie der Meere und Binnengewässer, 4. Bd, Berlin
- Tarback, E.J., and F.K. Lutgens, 1994: *Earth Science*, MacMillan, New York
- Taylor, K.C., R.B. Alley, G.A. Doyle, P.M. Grootes, P.A. Mayewski, G.W. Lameroy, J.W.C. White, and L.K. Barlow, 1993: The ‘flickering’ switch of late Pleistocene climate change, *Nature* **361**, 432–436
- Thurman, H.V., 1994: *Introductory oceanography*, MacMillan, New York
- Trenberth, K.E., 1979: Mean annual poleward energy transports by the oceans in the southern hemisphere, *Dynam. Atmos. Ocean* **4**, 57–64
- Uhl, J., 1939: *Neue Anschauungen über die Entstehung des Frischen Hff und der Frischen Nehrung*, Geologie der Meere und der Binnengewässer, Bd. 3, Berlin
- Umweltministerium Mecklenburg-Vorpommern, 2000c: Online Broschüre *Generalplan Küsten- und Hochwasserschutz Mecklenburg-Vorpommern*
- Valentin, H., 1952: Die Küsten der Erde. Beiträge zur allgemeinen und regionalen Küstenmorphologie, *Peterm. Geogr. Mitt., Erg.* **246**
- Veronis, G., 1966: Wind-driven ocean circulation 1 and 2, *Deep-Sea Res.* **13**, 17–30, 31–56
- Vollbrecht, K., 1957: Aufbau, Veränderlichkeit und Auflösung von Sandriffen, *Geologie* **6**, 8, 753–796
- Wagenbreth, O., and W. Steiner, 1990: *Geologische Streifzüge*, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig
- Watson, R.T., M.C. Zinyowera, and R.H. Moss, 1996: *Climate Change 1995: Impacts, adaptations and mitigation of climate change*, Cambridge University Press, Cambridge
- Wattenberg, H., 1949: Entwurf einer natürlichen Einteilung der Ostsee, *Kieler Meeresforsch.* **6**, 10–15
- Wehner, K., 1988: Möglichkeiten der Nutzung von Fernerkundungsaufnahmen zur geologischen Untersuchung von Flachwasserbereichen, *Z. Abgew. Geol.* **34**, 8, 247–250
- Wehner, K., 1989: Ein Beitrag zur Sedimentdynamik im Bereich der Sandriffe auf der Schorre der westlichen Ostsee, *Mitt. Forschungsanst. Schifffahrt, Wasser- und Grundbau* **54**, 52–61
- Weischet, F., 1983: *Einführung in die allgemeine Klimatologie*, Teubner, Stuttgart
- Weiss, D., 1990: Die Wellenbrecher vor Wustrow/Fischland, *Seewirtschaft* **22** (5), Berlin

- Weiss, D., 1991a: Küstenschutzbauwerke an der Ostseeküste von Mecklenburg-Vorpommern, *Wasser und Boden*, H.1
- Weiss, D., 1991b: Seebau und Küstenschutz, in *Taschenbuch Verkehrs- und Tiefbau*, Bd. 4, *Wassertechnik*, Berlin
- Weiss, D., 1992: Schutz der Ostseeküste von Mecklenburg-Vorpommern, in Kramer und Rohde (1992), 535–567
- White, R.M., 1990: The Great Climate Debate, *Scientific American*, **263(1)** (July), 18
- Winn, K., F.-R. Averdick, H. Erlenkeuser, and F. Werner, 1986: Holocene sea level rise in the Western Baltic and the question of isostatic subsidence, *Meyniana* 40, 31–46
- Wright, H.E. Jr., 1996: Environmental determinism in Near Eastern prehistory, *Current Anthropology* **34**, 458–469
- Wright, P., J.S. Cross, and N.B. Weber, 1978: Aluminium pebbles, a new type of tracer for flint and chert pebble beaches, *Marine Geol.* 27, 119
- Wooster, W.S., A.J. Lee and G. Dietrich, 1969: Redefinition of salinity, *Z. Geophys.* **35**, 611–613
- Young, R., and O.H. Pilkey, 1992: A critical review of the engineering concept of beach and shoreface profile of equilibrium, *Geological Society of America; Abstracts with Programs* 24, 74–75
- Zanke, U., 1982: *Grundlagen der Sedimentbewegung*, Springer, Berlin

Index

- Äolianat, 174
- Äquatorialer Gegenstrom, 93
- Äquatorialströme, 93
- Åland-Inseln, 194
- Åland-Tief, 195

- Aalkistenhals, 204
- Ableitung
 - individuelle, 24
- Ableitung
 - individuelle, 24
 - partielle, 24
 - substantielle, 24
 - totale, 24
- Abrasionsküste, 172, 173
- absolute Vorticity, 80
- Absorptionsgesetz, 45
- Absorptionskoeffizient
 - spektraler, 45
- Abtragungsküste, 172
- Adiabatexponent, 20
- adiabatischer Temperaturgradient, 33
- Advektion, 24, 40
- Akkumulation
 - Verfestigung, 174
- Akkumulationsküste, 173
 - biogen, 174
 - Brandungswirkung, 173, 174
 - Eiswirkung, 174
 - fluvial, 173
 - Watten, 174
- aktive Düne, 187
- Albedo, 48
 - breitenabhängige, 53
- Altdarß, 201, 203, 206
- Altdarß-Kliff, 204, 210
- Altdarßkern, 202
- Altdarß Kliff, 193, 201, 203, 204
- Altes Meeresufer, 201, 203
- Altimeter, 10
- Antarktische Konvergenz, 103
- antarktischer zirkumpolarer Strom, 10
- aphotisch, 5
- Archimedes'sches Prinzip, 21
- Arkonasee, 196
- Arterie, 89

- Aufaufsperre, 201
- Aufsteilen einer Welle, 183
- Ausgleichsküste, 175
- Auskolkung, 204
- Austauschkoeffizient
 - turbulenter, 51
 - vertikaler, 106

- Baltischer Strom, 197
- barmotrische Höhenformel, 23
- Barre, 174, 192
- beach ridge, 174
- beach usps, 174
- Beachrock, 174
- Beaufort-Skala, 160
- beckenweiter Wirbel, 196
- Beltsee, 195, 196
- Benthos, 5
- Berg
 - Prerow, 210
- Berne, 175
- Bernoulli Gleichung, 87
 - erweiterte, 87
- Bernsteininsel, 202, 205
- Beschleunigungsphase, 201
- Beugungskoeffizient, 182
- Bewegungsgleichung, 24, 63, 152
- Bioabrasion, 173
- Bioerosion, 173
- biogene Akkumulationsküste, 174
- biogenes Sediment, 6
- Biokorrosion, 173
- Biostabilisation, 173
- Bioturbation, 174
- Bock, 203, 206, 209
- Born, 203
- Bottnischer Meebusen, 194
- bottom-set beds, 173
- Bouger–Lambert–Beer'sches Gesetz, 45
- boulder barricades, 174
- Bowen-Verhältnis, 52
- Bowen-Zahl, 52
- Brandungshalde, 191
- Brandungskolk, 173
- Brandungspfeiler, 172
- Brandungstor, 172

- Brandungswaffen, 172
 Brandungswellen, 5
 Brandungswirkung, 171
 Braundüne, 189
 breakers
 collapsing, 183
 plunging, 183
 spilling, 183
 surging, 183
 Brecherzone, 176
 Brechung, 178
 Bretagne, 172
 Bruchschill, 6
 Brunt-Väisälä-Frequenz, 169
 Brunt-Väisälä-Frequenz, 35
 Brunt-Väisälä-Frequenz, 198
 Buchhorster Maase, 204, 206, 211
 Buchhortser Maase, 210
 Buhne, 185, 216, 217, 219
 Abmessungen, 219
 Flußregulierung, 185
 Landgewinnung, 185
 Lebensdauer, 219
 Lee-Erosion, 220
 Srandanschluß, 220
 Buhne
 Typen, 219
 Bühnen, 185, 219
 Bühnenfeldauflösung, 220
 Bühnenkopf
 Auskolkung, 220
 Canyons
 submarine, 6
 Chlorosity, 16
 collapsing breakers, 183
 Corioliskraft, 69
 Düna, 196
 Düne, 204
 versteinerte, 174
 aktive, 187
 Bepflanzung, 216
 vor Deich, 216
 Düne
 Küstenschutz, 215
 Dünenbildung, 174, 188
 Dünenkliff, 172
 Dünenschnitte, 204
 Damm, 174
 Darß
 geologische Karte, 203
 morphologische Gliederung, 203
 Darß-Furche, 206
 Darßer Furche, 204
 Darßer Ort, 203, 205, 206
 Spitzenwachstum, 202
 Wachstum, 201
 Darßer Schwelle, 197, 201
 Strömung, 197
 Darßer-Schwelle, 196
 Darßfurche, 213
 Deckschicht, 196, 198
 Deckwerk, 219
 Deich, 174
 Küstenschutzwald, 216
 rückverlegtes System, 217
 Deich
 Einbauten auf Schorre, 217
 Deichkörper, 216
 Delta, 173
 Delta-Injektion, 123
 Deltavorbau, 173
 Deposition, 187
 und Fließgeschwindigkeit, 186
 diatomare Moleküle, 133
 Dichte, 19
 Dichteanomalie, 14, 29
 differentielle Intensität, 44
 Diffusion, 119
 Eddy, 96, 126
 Wirbel-, 96, 126
 Diffusionsgleichung, 119
 Diffusionskoeffizient, 120
 turbulenter, 126
 Wärme, 125
 Diffusionsstrom, 125
 Dipolmoment
 Wassermolekül, 13
 Divergenz
 Kugelkoordinaten, 73
 Dodgen-Schwelle, 196
 Drehimpuls, 82
 Driftboje, 90
 Driftstrom
 uferparalleler, 184
 Druck, 19
 dynamischer, 87
 statischer, 87
 Druckarbeit, 86
 Druckgradient
 horizontaler, 22
 Druckgradientenkraft, 63, 65
 Durchbruchtiefe
 Küstenschutzwald, 217
 dynamische Höhe, 31
 dynamische Höhenanomalie, 31
 Dynamische Methode, 105
 dynamischer Druck, 87
 Eddy-Diffusion, 96, 126

- Effektivtemperatur, 42, 47
 ehemaliges Meeresufer, 204
 einreihige dichte Pfahlbuhne, 219
 einreihige offene Pfahlbuhne, 219
 eintägige Gezeiten, 198
 Einwirkstrecke, 193
 eisisostatische Hebung, 194
 Eiskliffküste, 173
 Eisrandlagen, 194
 Eisschubberge, 174
 Ekman'sches Elementarstromsystem, 108
 Ekman-Spirale, 107
 Ekman-Strömung, 198
 Ekman-Transport, 198
 El Niño, 98, 131
 Elementarstromsystem, 108
 Emissionskoeffizient
 spektraler, 46
 Emissionsvermögen
 mittleres, 47
 Endmoräne, 201
 endogene Küste, 172
 Energie
 verfügbare potentielle, 37
 Energiedichte, 87
 Energiespektrum
 solares, 43
 Energiestromdichte, 42, 44
 Erdbeben
 Plattengrenzen, 3
 Ergiebigkeit, 47
 Erosion, 187
 Erosion
 und Fließgeschwindigkeit, 186
 erwarteter Abstand, 120
 Esper Ort, 205
 Euler Gleichung, 65
 Euler'sche Beschreibung, 24
 Eulitoral, 5
 eustatischer Meeresspiegelanstieg, 194
 Extinktionskoeffizient, 45

 fühlbare Wärme, 40, 56
 Füllungsphase, 201
 Faltengebirge, 5
 Feedback, 193
 Feinsand, 196
 Ferrel-Zelle, 59
 Fetch, 162
 fetch, 193, 200
 Feuchtefilm, 42
 Fischland, 201, 206
 Fischlandkern, 202
 Fischlandkliff
 Buhnen, 218

 Flachwasserbereich, 174
 Flachwassergebiete, 4
 Fließgeschwindigkeit, 186
 Fluss-Gradient-Beziehung, 129
 Flussröhre, 85
 Flusswasserzufuhr, 196
 fore-set beds, 173
 fraktale Struktur, 172
 Freiwasserzone, 5
 Fußregionen, 6
 Fukarek-See, 202

 Galton-Brett, 121
 Gauß'sche Normalverteilung, 121
 GCM, 135
 general circulation model , 135
 Geoid, 2
 Geopotential, 31, 105
 Geopotentialdifferenz, 31
 geostrophische Annahme, 84
 geostrophische Näherung, 78
 geostrophische Strömung, 198
 geostrophischer Wind, 78
 Gesamtdruck, 87
 Gesamtstrahlung, 44
 geschichtete Flüssigkeit, 28
 Geschiebemergel, 196, 203
 Geschiebewall, 174
 Geschwindigkeitsgradient, 67
 Gezeiten, 198
 Gitterschwingungen, 41
 glacial rebounding, 194
 Gleichgewichtszustand
 Sandriff, 176
 Gletscher, 195
 Global Positioning System, 10
 Globalstrahlung, 54
 absorbierte, 55
 globalstrahlung, 54
 Golfstrom, 93, 131
 Abfluss, 96
 Gotland-Tief, 195
 Gotlandsee, 195
 GPS, 10
 Grabenbrüche, 2
 Gradient
 Kugelkoordinaten, 72
 Graudüne, 189
 Gravitation
 reduzierte, 168
 Gravitationsbeschleunigung
 effektive, 70
 Gravitationswelle, 151
 Grenzflächenbedingung
 kinematische, 110

- Grenzsäum, 171
 Grobsand, 196
 Gruppengeschwindigkeit, 158
 Guyot, 6

 Höhenformel
 barometrische, 23
 Hadal, 5
 Hadley-Zelle, 58
 äquaturnahe, 59
 polare, 59
 Hadley-Zirkulation, 58
 halbtägige Gezeiten, 198
 halmyrogenes Sediment, 7
 Hangknick, 5
 Headley-Zelle, 57
 Headley-Zirkulation, 99
 Heidensee, 204, 211
 Heidesand, 203
 hemipelagisch, 5
 Hiddensee, 203
 Hjulstrom Kurve, 186
 Hohe Düne
 Prerow, 210
 Neuhaus, 208
 Warnemünde, 222
 Holzpfehlbuhne, 219
 horizontaler Druckgradient, 22
 HPG, 22
 hydrogenes Sediment, 7
 hydrostatische Grundgleichung, 20, 21, 87
 hydrostatische Näherung, 84

 ice-pushed ridges, 174
 Impulsbilanz, 63
 individuelle Ableitung, 24
 Infrarotstrahlung
 thermische, 40
 Ingressionsküste, 172
 aeolisch, 172
 innertropische Konvergenzzone, 59
 Inselkern, 206
 Inselkerne, 206
 Intensität
 differentielle, 44
 interne Wellen, 151
 Isobathe, 178
 Isopykne, 36
 isostatische Hebung, 194
 isostatische Meeresspiegeländerung, 194
 isotherme Kompressibilität, 29
 ITC, 59

 Jeffreys sheltering, 164
 Jet, 58
 jet stream, 112

 Jungmoränenlandschaft, 206

 Körperwellen, 151
 Küste
 anthropogene, 174
 Ingressionsk., 172
 Definition, 171
 endogen, 172
 potamogene, 173
 vulkanisch, 172
 Küstendüne, 175
 Küstengebiet
 Definition, 171
 Küstenklassifikation, 174
 vollgenetische, 174
 Küstenlängsströmung, 176
 küstenparallele Strömung, 174, 176
 küstenparalleler Strahlstrom, 198
 küstenparalleler Transport, 176
 Küstenschutz, 192
 dynamisch, 215
 Küstenschutzdünen, 215
 Küstenschutzdünen
 Einbauten auf Schorre, 216
 Küstenschutzwald, 216, 217
 Durchbruchtiefe, 217
 Küstenschutz
 Kliffküste, 218
 Küstenstrahlstrom, 198
 Kalkalgen, 174
 Kapillarwellen, 151
 Kastenbuhne, 219, 220
 Kattegatt, 193
 Kaustik, 181
 kelp beds, 174
 kinematische Grenzflächenbedingung, 110
 kinematische Viskosität, 67
 Kirchhoff-Planck'sches Gesetz, 47
 Kliff, 172
 Dünenk., 172
 Hangbepflanzung, 218
 Küstenschutz, 218
 Kliff-Fuß, 173
 Kliffbucht, 172
 Klifffußsicherung, 219
 Kliffküste
 Längsbauwerke, 218
 Klimamodell
 transientes, 134
 Kolk, 174
 Kompressibilität, 50
 isotherme, 29
 mittlere, 29
 Kompression
 isotherm, 19

- konservativer Stoff, 124
- Kontinentalabfall, 5
- Kontinentalabhang, 4, 5
- Kontinentaldrift, 2
- Kontinentalplatten
 - divergente, 2
 - konvergente, 3
- Kontinuitätsgleichung, 25, 86, 153
- Konvektion, 24, 40–42, 56
- Konvektionszelle, 57
- Konvergenz
 - Antarktische, 103
- Konvergenzzone
 - innertropische, 59
- Korallen, 174
- Korrelationsprodukt, 75
- Korteweg–de Vries Gleichung, 167
- Kovarianz, 75
- Kraftdichte, 63
- Kreidekliff, 194
- Kugelkoordinaten
 - Divergenz, 73
 - Gradient, 72
 - Laplace-Operator, 73
 - Rotation, 73
- Kuriosho, 131
- Kuroshio, 93

- Lagrange'sche Beschreibung, 24
- Lagune, 204
- Lahnungsfeld, 174
- laminare Strömung, 85
- Landsort-Tief, 195
- Langmuir-Zirkulation, 113
- Laplace-Operator
 - Kugelkoordinaten, 73
- latente Schmelzwärme, 50
 - Wasser, 15
- latente Verdampfungswärme, 50
 - Wasser, 15
- latente Wärme, 40, 56
- Lee-Erosion, 222
 - Buhne, 220
- Leuchtkraft, 42
- Libbert-See, 205
- Linienelement, 72
- lithogen, 6
- Lithosphäre, 2
- Litoral, 5
- Littorinameer, 206
- longshore drift, 174
- Luftdruck, 20
- Luftschicht
 - wassernahe, 128
- Luftströmung
 - oberhalb einer Welle, 164
- Luv-Anlandung, 222

- Müllergraben, 204
- Mangrovenwälder, 174
- Margules'sche Grenzflächenneigung, 102
- maritime Reibungsschicht, 128
- Marsch, 174
- Massenerhaltung, 85
- Massenstrom, 86
- Meeressedimente
 - Einteilung, 6
- Meeresspiegel
 - Anstieg, 194
- Meeresspiegelanstieg
 - Ostseeraum, 194
- Meereswirkung, 171
- Memel, 196
- Merian-Formel, 165
- Meriansche Formel, 199
- Mischungsschicht, 26, 36
- Mitschwingungszeiten, 199
- mittelozeanische Rücken, 6
- mittelozeanische Rücken , 3
- mittlere freie Weglänge, 120
- mittlere Wellenhöhe, 158, 162
- mittlere Wellenperiode, 162
- mittlerer quadratischer Abstand, 120
- mittleres Abstandsquadrat, 120
- Molen
 - Swinemünde, 222
- Momentanwerte, 75
- Multidirektionalität, 163

- NAO, 98
- Navier–Stokes'sche Gleichung, 71
- Navier–Stokes-Gleichung, 69
- Nebenmeer, 193
- negatives Feedback, 193
- Nehrung, 174, 176
- neritisch, 5
- Neudarß, 203, 204, 206
- Neuhaus
 - Hohe Düne, 208
- Newa, 196
- Newton'sches Reibungsgesetz, 67
- Newton'sches Reibungsgesetz, 68
- Nike-shoe spill, 91
- no-slip Bedingung, 67
- Nordatlantische Oszillation, 98
- Nordatlantische Polarfront, 103
- Nordsee, 5
- Normalnull, 2
- Nothafen Darßer Ort, 202

- Oberflächenschicht, 26

- Oberflächenspannung, 151
- Oberflächenströmung
 - westliche Ostsee, 199
- Oberflächenwelle
 - Dispersionsrelation, 154
- Oberflächenwellen, 151, 200
- Oder, 196
- optische Tiefe, 45
- Ost-Zingst, 206
- Ottosee, 202

- Passat, 108
- Pegelnull, 2
- Pelagial, 5
- pelagisch, 5
- Pendel
 - gekoppelte, 200
- photisch, 5
- Planck'sches Strahlungsgesetz, 47
- planetare Welle, 79
- Plattengrenzen
 - Erdbeben, 3
 - Vulkanismus, 3
- plunging breakers, 183
- Poisson-Geichung, 33
- Polarfront, 58
 - Nordatlantische, 103
- Polder, 174
- positives Feedback, 193
- potamogen, 173
- potentielle Energie
 - verfügbare, 37
- potentielle Temperatur, 32
 - Anwendungen, 34
- potentielle Vorticity, 83
- practical salinity unit, 27
- Prerow Strom
 - Entstehung, 206
- Prerow-Bank, 209
- Prerowbank, 206
- Prerowbank-Kern, 202
- Primärdüne, 188
- primary coasts, 172
- psu, 27

- Quellfunktion, 47

- Rücken
 - mittelozeanisch, 6
 - mittelozeanische, 3
- Rückkopplung, 193
- Rückschwappsperr, 201
- Randmeer, 193
- Random Walk, 120
- Raumwinkel, 72
- Raumwinkelement, 72

- reduzierte Gravitation, 168
- Reffen, 201, 203
- Refraktionsspektrum, 174
- Rehberge, 205, 211
- Reibungsgesetz
 - Newton'sches, 68
- Reibungskraft, 67
- Reibungsschicht
 - maritime, 128
- Reibungstiefe, 107
- Reynolds-Axiome, 75
- Riegen, 201, 203
- Rinne, 175
- Rippel, 164, 174, 176
- Rippstrom, 176
- Rippstromtal, 176
- Rossby-Radius
 - interner, 198
- Rossby-Welle, 58, 79, 112
- Rossby-Zahl, 79, 84
- Rotation
 - Kugelkoordinaten, 73
- Rotationsebergie, 133
- roter Tiefseeton, 7

- Salinität, 16
- Salzwassersprays, 171
- Salzwasserspritzer, 171
- Sandriff, 176
 - Gleichgewichtszustand, 176
- Sandriffzone, 176
- Sandrippel, 187
- Sandstrand, 194
- Sandstrande, 6
- Sandstrandwall, 175
- Scatterometer, 10
- Schären, 172
- Schelf, 4, 5
- Schelfgrenzen, 5
- Schichströmung, 85
- Schmelzwärme
 - latente, 50
 - Wasser, 15
- Schmelzwasserseen, 195
- Schorre, 172
- Schubspannung, 66, 68
- Schubspannungstensor, 66
- Schwarzkörperstrahlung, 47
- Schwell, 160
- Schwellen, 195
- Schwemmfächer, 173
- Schwemmlandebene, 173
- Schwemmlandebenen, 173
- Schwere, 70
- Schwerebeschleunigung, 70

- Schwereformel, 70
 Schwerepotential, 2
 schweres Wasser, 15
 Schwingungsdauer, 152
 sea floor spreading, 172
 Sediment, 6
 - Bewegungsbeginn, 200
 - biogen, 6
 - halmyrogen, 7
 - hydrogen, 7
 - lithogen, 6
 Sedimentationsgeschwindigkeit, 7
 Sedimentbilanz
 - lokale, 189
 Sedimente
 - terrigen, 6
 Sedimentmächtigkeit, 6
 Sedimentseinzugzonen, 6
 Sedimenttransport
 - und Fließgeschwindigkeit, 186
 Seegang, 198
 - ausgereifter, 200
 Seegatt, 202
 Segatt, 176
 Seiche, 182
 Seiches, 152, 193, 198, 199
 - Windanregung, 200
 Sekundärdüne, 188
 Selbstorganisation, 193
 Selbstregulation, 193
 signifikante Wellenhöhe, 158, 162
 Skalenanalyse, 77
 Skalenhöhe, 23
 Skandinavischer Landschild, 193
 Skandinavisches Schild, 194
 Solarkonstante, 40, 43
 Solitonen, 167
 Sommerstrandprofil, 176
 Sonne
 - Leuchtkraft, 42
 Southern Oscillation, 98
 Spülsaum, 174
 Spannungstensor, 66
 spezifische Volumenanomalie, 29
 spezifische Wärme
 - bei konstantem Volumen, 50
 - spezifische Wärmekapazität, 49
 - bei konstantem Druck, 50
 spezifisches Volumen, 29, 30
 spilling breakers, 183
 spits, 174
 Spurengase
 - treibhauswirksame, 131
 Stabilität, 34
 stacks, 172
 stationäre Strömung, 85
 statischer Druck, 87
 Staudruck, 87
 steepness, 152
 Stefan–Boltzmann Gesetz, 42
 Stefan–Boltzmann-Gesetz, 42, 47
 stehende Welle, 176, 198
 Steilheit, 152, 183
 Steilküste, 175
 - Profil, 173
 Steilufer, 194
 Steiluferhochwald, 218
 stochastischer Prozeß, 119
 Stoff
 - konservativer, 124
 Strömung
 - laminar, 85
 - turbulent, 85
 Strömungsdruck, 87
 Strömungsfeld, 85
 Strömungsrippel, 176
 Strahlstrom, 58, 112
 Strahlungsbilanz
 - breitenabhängige, 53, 54
 Strahlungsdichte, 46
 Strahlungskonstante, 47
 Strahlungsstrom, 42, 44, 50
 Strahlungstemperatur, 47
 Strandanschluß, 220
 Strandaufspülung, 216
 Strandaufspülungen, 217, 219, 221
 Strandfeldmoor, 191, 211
 Strandhörner, 174
 Strandhafer, 216
 Strandhaken, 174, 176, 202
 Strandlagune, 175
 Strandpriel, 175
 Strandquecke, 188
 Strandriff, 175
 Strandsee, 202, 204
 - Verlandung, 205
 Strandseen, 205
 Strandseifen, 176
 Strandspitze, 174
 Strandwachstum
 - Wellenbrecher, 221
 Strandwall, 174, 175, 201, 204
 Strandwallfächer, 176
 Strandwallsystem, 174
 Streichlänge, 159, 162, 200
 Streukoeffizienz
 - spektraler, 45
 Stromfaden, 85
 Stromfunktion, 80
 Stromkern, 174

- Stromlinie, 85
 - Definition, 85
- Strommäander, 112
- Stromröhre, 85
- Sturmflut, 200
 - Füllungsphase, 201
 - Auflaufsperr, 201
 - Beschleunigungsphase, 201
 - Phasen, 201
 - Rückschwappsperr, 201
 - Steiggeschwindigkeit, 201
 - Wetterlage A, 200
 - Wetterlage B, 200, 201
 - Wetterlage C, 201
- Sturmflutdünen, 215
- Sturmflutschuttdünen
 - Einbauten auf Schorre, 216
- Sturmflutwall, 175
- Sturmflutwetterlagen, 200
- Sublitoral, 5
- submarine Canyons, 6
- substantielle Ableitung, 24
- Subtropenfront, 58
- sudden stratospheric warming SSC, 81
- Sundaschelf, 5
- Sundische Wiese, 202
- Supralitoral, 5
- surf similarity parameter, 183
- surging breaker, 183
- Surtsey, 6
- Sverdrup-Regime, 109, 110
- Swinemünde
 - Molen, 222
- Swinemünde
 - Molen, 222
- Swinoujscie
 - Molen, 222
- T-S-Diagramm, 37
- Tangentialspannungen, 66
- Tangwälder, 174
- Teerbrenner-See, 205
- Teerbrennersee, 211
- Teilchenzahldichte, 19
- Telekonnektion, 98
- Temperatur, 19
 - effektive, 42
 - potentielle, 32
 - Anwendungen, 34
- Temperatur-Salzgehalt-Diagramm, 37
- Temperaturgleichgewicht, 46
- Temperaturgradient
 - adiabatischer, 33
- Temperaturleitfähigkeitskoeffizient, 125
- Temperaturleitzahl, 120
- terrigen, 6
- Teerbrenner-See, 205
- thermodynamisches Gleichgewicht, 46
- thermohaline Zirkulation, 21, 95
- Thermokline, 26, 53
- thermosterische Anomalie, 29
- Tide, 151, 198
 - windunterdrückt, 199
 - resonante Anregung, 199
- Tiden, 198
- Tidengangslinie, 199
- Tiefe
 - optische, 45
- Tiefenzirkulation, 95
- Tiefseebene, 4
- Tiefseegräben, 6
- Tiefseegraben, 3, 4
- top-set beds, 173
- Toricelli
 - Gesetz von, 87
- Trägheitsfrequenz, 198
- Trägheitsschwingung, 198
- Trägheitswellen, 198
- Tracer, 174
- Transport
 - in Küstenlängsrichtung, 176
 - von Teilchen mit dem Wind, 186
- Transportprozeß, 119
- Treibhauseffekt
 - anthropogener, 131
 - natürlicher, 49
- treibhauswirksame Spurengase, 131
- Treibholzküsten, 174
- Triftstrom
 - Reibungstiefe, 107
- Tsunami, 11, 22, 152
- turbulente Strömung, 85
- turbulenter Viskositätskoeffizient, 126
- Ufermauer, 219
- uferparallele Längsströmung, 202
- uferparallele Strömung, 174
- uferparalleler Driftstrom, 184
- Ulvö-Tief, 195
- Unterwasserbarre, 174
- Urrecknitz, 208
- Vektor
 - Kugelkoordinaten, 72
- Verdampfungswärme
 - latente, 50
 - Wasser, 15
- Verdunstung, 40, 42
- Verdunstungskälte, 42
- verfügbare potentielle Energie, 37
- Vibrationsenergie, 133

- Viskosität
 - kinematische, 67
 - turbulente, 126
- voll-entwickelte See, 160
- Volumenanomalie
 - spezifische, 29
- Volumenelement, 72
- Volumenstrom, 86
- Vordüne, 188
- Vordarß, 203
- Vorticity, 80
 - absolute, 80
 - potentielle, 83
- Vorticity-Gleichung, 83, 109
- vulkanische Küste, 172
- Vulkanismus
 - Plattengrenzen, 3
- Wärme
 - fühlbare, 40, 56
 - latente, 40, 42, 56
 - spezifische
 - bei konstantem Volumen, 50
- Wärmeausdehnung, 50
- Wärmediffusionskoeffizient, 125
- Wärmefilm, 41
- Wärmekapazität
 - spezifische, 49
 - bei konstantem Druck, 50
- Wasser, 15
- Wärmeleitung, 40, 41, 56
- Wärmeleitungsgleichung, 120
- Wärmeleitvermögen, 120
- Wärmemenge, 49, 125
- Wärmespeicherkapazität, 50
- Wärmespeicherzahl, 50
- Wärmestrahlung, 42
- Wärmestrom, 50, 125
- Wachstum
 - Darßer Ort, 201
- Walker Zirkulation, 98
- Wasser
 - schweres, 15
- wassernahe Luftschicht, 128
- Wasserstoffbrückenbindung, 14
- Wassertiefe
 - kritische, 174
- Watten, 174
- Weißdüne, 189
- Wechsel, 196
- Weichseleiszeit, 193, 195
- Welle
 - Amplitude, 152
 - Aufsteilen am Strand, 183
 - Brechung, 178
 - Dispersionsrelation, 154
 - Gravitations-, 151
 - in tiefem Wasser, 156
 - Ausbreitungsgeschwindigkeit, 155
 - Wellenlänge, 155
 - interne, 151
 - Körper-, 151
 - klapotische, 182
 - Luftströmung oberhalb, 164
 - Oberflächen-, 151
 - Oberflächenwelle, 154
 - Phasengeschwindigkeit, 152
 - planetare, 79
 - propagierende, 151
 - Rossby, 79
 - stehende, 151, 176, 182, 198
 - Steilheit, 183
 - Wellenhöhe, 152
 - Wind-, 151
 - Zusammenhang v und λ , 155
 - Zusammenhang v und λ , 155
- Wellen
 - windgetrieben, 151
- Wellen-Brechungs-Diagramm, 178
- Wellenbasis, 182
- Wellenbrecher, 216, 217, 219, 221
 - Wustrow, 221
- Wellenbrecher
 - Strandwachstum, 221
- Wellendeformation, 174
- Wellenhöhe, 152
 - mittlere, 158, 162
 - signifikante, 158, 162
- Wellenlänge, 152
- Wellenperiode
 - mittlere, 162
- Wellenrippel, 176
- Wellenwachstum
 - Fetch-beschränkte Phase, 160
 - zeit-beschränkte Phase, 160
- Wellenzahl, 152
- Werder, 209
- Werder-Inseln, 203
- West-Zingst, 206
- Wien'sches Verschiebungsgesetz, 47
- Winderosion, 204
- Windstau, 200
- Windwellen, 151
- Windwirklänge, 162
- Windwirkungslänge, 159, 200
- Winterstrandprofil, 176
- Wirbel
 - großräumiger, 196
- Wirbeldiffusion, 96, 126
- Wirklänge, 200

- Wirkungslänge, 159
- Wirkungsquerschnitt, 45
- Wismar-Bucht, 175

- Zellensystem, 176
- Zentrifugalkraft, 69
- Zingst, 202, 203, 206
- Zirkulation
 - globale, 57
 - thermohaline, 21, 95
- Zirkulationsmodell, 135
- zirkumpolarer antarktischer Strom, 10
- Zonierung, 6
- Zustandsgleichung, 19
 - adiabatisch, 20
 - isotherm, 19
- Zustandsgröße, 19
- zweireihige dichte Pfahlbuhne, 220
- zweireihige Pfahlbuhne mit Senkfaschinen, 220