

Berichte  
aus dem  
Institut für Meereskunde  
an der  
Christian-Albrechts-Universität



Nr. 274

**Ein Dreiskalenmodell zur Berechnung  
der Reflektivität der  
Ozeanoberfläche im  
Mikrowellenfrequenzbereich**

von

Meeno Schrader

DOI 10.3289/IFM\_BER\_274

DOI 10.3289/IFM\_BER\_274

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von

Institut für Meereskunde  
Abteilung maritime Meteorologie  
Düsternbrooker Weg 20  
D - 24105 Kiel

---

ISSN 0341 - 8561

Diese Arbeit wurde von der Mathematisch -  
Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Christian - Albrechts - Universität zu Kiel  
als Dissertation angenommen.

# Zusammenfassung

Satelliten messen Strahldichten am Außenrand der Atmosphäre. Ist das Strahlungsfeld bekannt, sowie die atmosphärischen und meteorologischen Größen, die es erzeugen, können beide in Form von Algorithmen in Beziehung gebracht werden. Diese erlauben es, von den Strahlungstemperaturen auf die gesuchte Größe zu schließen. Um diesen Verfahren eine hohe Genauigkeit zu geben, muß das Strahlungsfeld mittels eines Strahlungstransportmodells exakt simuliert werden. Hierfür ist die genaue Kenntnis der Reflektivität der Ozeanoberfläche als Hintergrundfläche eine wichtige Voraussetzung. Das Reflexions- und Emissionsvermögen der Wasseroberfläche wird durch die Streuung des vom Satelliten gemessenen elektrischen Feldes beschrieben. In dieser Arbeit handelt es sich dabei um die Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen im Mikrowellenspektralbereich ( $\lambda = 1\text{ mm} - 1\text{ m}$ ).

Es wird ein Modell vorgestellt, das die Reflexionseigenschaften einer Meeresoberfläche in Abhängigkeit der Schubspannungsgeschwindigkeit als Beitrag dreier Rauigkeitsskalen beschreibt. Die Lösung des Reflexionsproblems basiert auf einem analytischen Modell, dem Kirchhoff- oder Facettenmodell, bei dem die Oberfläche durch geneigte Facetten approximiert wird. Hiermit gelingt es aber nur, den Beitrag der Oberflächenwellen zu erfassen, die deutlich länger als die abtastenden Mikrowellen sind (1. Rauigkeitsskala, lange bis kurze Schwerewellen). Die Wechselwirkung mit hydrodynamischen Wellen, die kürzer als die elektromagnetischen sind (2. Rauigkeitsskala, sehr kurze Schwere- und Kapillarwellen), wird über einen Streuansatz formuliert und führt zu einer Modifizierung der Reflexionskoeffizienten aus dem Facettenmodell. Beide Ansätze benötigen die Information über die Rauigkeit der Meeresoberfläche in Form statistischer Rauigkeitsparameter. Diese werden aus dem Seegangmodell von Bjerkaas & Riedel (1979) abgeleitet und stellen neue Parametrisierungen dar, die sich von den bisher in der Literatur verwendeten z.T. deutlich unterscheiden. Sie sind von der Abtastfrequenz, mit der die Oberfläche vom Satelliten aus betrachtet wird, und der Schubspannungsgeschwindigkeit abhängig. Die Trennung der beiden Rauigkeitsskalen im Wellenspektrum wird durch eine frequenzabhängige 'Cutoff' - Wellenzahl erwirkt, deren Ableitung mittels der Gültigkeitskriterien des Facettenmodells und des Streuansatzes erfolgt. Mehrfachstreuungen und Abschattungseffekte, die aufgrund der hydrodynamischen Rauigkeit einer Ozeanoberfläche infolge hoher Schubspannungsgeschwindigkeiten auftreten, werden durch einen effektiven, das geometrische Problem beschreibenden Ansatz berücksichtigt.

Beispielsweise führt der Effekt der 2. Rauigkeitsskala auf die Helligkeitstemperatur einer mit einer Schubspannungsgeschwindigkeit von  $40\text{ cm/s}$  aufgerauhten Meeresoberfläche mit einer SST von  $288\text{ K}$  zu einer Erhöhung um  $\Delta TB \sim 4\text{ K}$  in der horizontalen Polarisation und einer Erniedrigung um  $\Delta TB \sim 1.5\text{ K}$  im vertikal polarisierten Fall (Blickwinkel =  $50^\circ$ ).

Eine umfangreiche Betrachtung der spektralen Eigenschaften von Schaum in seinen unterschiedlichen Erscheinungsformen wird vorgenommen. Der Flächenanteil der Schaumbedeckung wird als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Stabilität beschrieben. Schaumkronen und Schaumstreifen werden getrennt betrachtet. Ihre Reflektivitäten werden in dem Oberflächenmodell mit einem empirischen Modell (Schaumkronen) und

einem analytischen Einschichtenmodell (Schaumstreifen) bestimmt, wobei letztere sehr viel mehr zur Schaumbedeckung beitragen. Bei einer Windgeschwindigkeit von z.B. 15 m/s ist ihr Flächenanteil dreimal so hoch ist wie der von Schaumkronen. Der Effekt aller Schaumstrukturen auf die Emissivität einer Wasseroberfläche führt bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von  $U = 10$  m/s zu einer Änderung der Emissivität um 0.007 bei stabiler Schichtung und 0.017 bei labiler Schichtung der maritimen Grenzschicht. Die Auswirkung des Schaumes auf die Gesamtrefektivität der Oberfläche wird durch eine weitere Modifizierung des Reflexionskoeffizienten berücksichtigt (3. Rauigkeitsskala).

Die Validierung des Modells mit Radiometermessungen von Hollinger (1971) zeigt eine recht gute Übereinstimmung. Es gelingt mit dem Dreiskalenmodell die Messungen bei 19.35 GHz besser zu reproduzieren als mit einem aus den Messungen gewonnenen empirischen Modell (Wisler und Hollinger 1977). Dies gilt ebenso für den Streuansatz im Vergleich zu einer analytischen Formulierung für den Beitrag der 2. Rauigkeitsskala. Ein Vergleich mit Flugzeugmessungen von English et al. (1994) bei 89 GHz zeigt eine Unterschätzung um  $\Delta TB = - 2.08$  K und bei 157 GHz um  $\Delta TB = - 5.5$  K von Seiten des Modells. Die systematischen Abweichungen liegen jedoch noch innerhalb der Fehlergrenzen.

Die Anwendung des Oberflächenmodells innerhalb eines Strahlungstransportmodells (Simmer 1994) führt zur Ableitung eines Windalgorithmus, dessen absolute Genauigkeit bei 1.87 m/s liegt. Es wird ein Vorschlag zur Bestimmung des Flusses latenter Wärme aus passiven Mikrowellenmessungen unterbreitet, der die Berücksichtigung der Stabilität unter Anwendung der Bulk - Methode vorsieht.

# Abstract

Satellites in the orbit measure the radiant flux density at the outer border of the system of 'earth – atmosphere'. With the knowledge of the radiation field and the atmospheric and meteorological parameter by which this field is generated, both quantities can be related to each other by an algorithm. This leads to the possibility to infer from one quantity to the other. To obtain a high accuracy in this method the radiation field has to be simulated exactly by a radiative transfer model. This requires the accurate knowledge of the reflectivity of the sea surface as background surface. The capability of the sea surface to reflect and to emit energy is described by the scattering of the energy field measured by the satellite. In this thesis the interaction of electromagnetic waves in the microwave range (wavelength  $\lambda = 1 \text{ mm} - 1 \text{ m}$ ) is regarded.

This work presents a model describing the reflectivity of the ocean surface as a function of the friction velocity contributed by three roughness scales appearing on the windroughened ocean. The solution of the reflexion problem is based on an analytical formulation, the Kirchhoff- or facet model. This assumes the ocean's surface as an overlap of inclined facets laying on the curved waves. However, this model includes only the contribution of those waves with wavelength longer than the electromagnetic microwaves the surface interact with. This is the first roughness scale which is described by the long and short gravity waves. The hydrodynamic waves shorter than the electromagnetic ones are postulated as the second roughness scale (very short gravity waves and capillary waves). Their interaction with the microwaves is formulated by a scattering approach and leads to a modification of the reflection coefficients calculated by the facet model. The models of the first and the second scale require the information of the roughness of the sea surface in the form of statistical roughness parameter. These are obtained from the wave spectrum of Bjerkaas & Riedel (1979) as new parametrizations which differ partly from those found in literature by a large amount. The parametrizations depend on microwave frequency and friction velocity. These are the two relevant parameters to define the roughness of a surface in remote sensing problems.

The two roughness scales are separated in the wave spectrum by the so called cutoff wavenumber. This wavenumber is derived in dependency of the validity of the facet model and the scattering model.

High friction velocities produce a hydrodynamical roughness of the sea surface which leads to multiple scattering and shadowing effects if interactions of electromagnetic waves occur. The consideration of these effects is carried out by an effective approach, which describes the mainly geometrical problem.

To get a feeling for the effect of the second roughness scale the following example is presented: the brightness temperature of an ocean surface with a sea surface temperature of 288 K roughened by a friction velocity  $u_* = 40 \text{ cm/s}$  is increased by  $\Delta TB \sim 4 \text{ K}$  at the horizontal polarization and decreased by  $\Delta TB \sim -1.5 \text{ K}$  at the vertical polarization (viewangle =  $50^\circ$ ).

The third roughness scale is introduced by foam effects on the sea surface with their important influence to the reflectivity at higher friction velocities. The spectral characteristic of the foam structures in the microwave range is widely considered. The foam

coverage is described as a function of wind speed and stability of the marine boundary layer. Whitecaps and foam streaks are investigated separately. Their reflection coefficients are calculated with an empirical and an analytical model for the whitecaps and foam streaks, respectively. The latter have the higher emissivity and contribute mainly to the total foam coverage on the ocean surface at higher wind speeds. At a wind speed of 15 m/s their contribution to the total coverage is three times higher than that of the whitecaps. At an average wind speed of 10 m/s the contribution of all foam structures to the effective emissivity of the sea surface leads to an increase of 0.007 and 0.017 for a stable and unstable stratified boundary layer, respectively. The influence of the foam on the total reflectivity is taken into account by a further modification of the reflection coefficient calculated by the facet model.

The three scale model is validated against radiometric measurements carried out from a tower by Hollinger (1970, 1971) and shows good agreement with the measurements at 8.36 GHz and 19.35 GHz. Furthermore the three scale model reproduces the brightness temperatures at 19.35 GHz better than the empirical model of Wisler & Hollinger (1977) which was deduced from these measurements at low and middle microwave frequencies. Better results are also obtained with the scattering approach used as model for the calculation of the reflection coefficient on the second roughness scale in comparison to a full analytical model.

A further validation is shown for measurements at high frequencies of 89 GHz and 157 GHz taken from an aircraft at 60 metres altitude (English et al., 1994). The comparison shows an underestimation of the model of  $\Delta TB = - 2.08$  K and  $\Delta TB = - 5.5$  K at 89 GHz and 157 GHz, respectively. This bias is within the margin of errors of the measurements.

The implementation of the presented surface reflection model into a radiative transfer model of Simmer (1994) made it possible to derive a wind algorithm by which the wind speed can be inferred from passive satellite measurements with an absolute accuracy of 1.87 m/s. The thesis ends with a proposal for the estimation of the latent heat flux by passive microwave measurements. This approach uses the Bulk - method taking into account the stratification of the boundary layer.

# Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XIII
Liste verwendeter Symbole	XV
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Strahlungstransportrechnung</b>	<b>3</b>
<b>3 Die Reflektivität der Ozeanoberfläche</b>	<b>7</b>
3.1 Einflußgrößen auf die Oberflächenreflektivität . . . . .	7
3.2 Anforderungen an ein Oberflächenmodell . . . . .	9
3.3 Rückblick . . . . .	11
3.4 Betrachteter Frequenzbereich . . . . .	12
3.5 Umrechnungstabelle . . . . .	14
<b>4 Das Reflexionsmodell REFMOD</b>	<b>15</b>
4.1 Zweiskalentrennung der Oberflächenwellen . . . . .	15
4.1.1 Rauigkeitsparameter . . . . .	17
4.2 Seegangsspektrum . . . . .	18
4.3 Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit . . . . .	20
4.4 'Cutoff' - Wellenzahl . . . . .	22
4.5 Der bistatische Streukoeffizient . . . . .	29
4.6 Normalisierung . . . . .	34

<b>5</b>	<b>Die erste Skala</b>	<b>36</b>
5.1	Die Varianz der Neigungen der Oberflächenwellen . . . . .	36
5.2	Modellrechnungen der Helligkeitstemperaturen . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Die zweite Skala</b>	<b>46</b>
6.1	Modifizierung der Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Abschattungseffekte und Mehrfachstreuung</b>	<b>52</b>
7.1	Abschattungseffekte . . . . .	52
7.2	Mehrfachstreuung . . . . .	54
<b>8</b>	<b>Schaum</b>	<b>57</b>
8.1	Erscheinungsformen von Schaum . . . . .	58
8.2	Schaumkronen . . . . .	58
8.3	Schaumstreifen . . . . .	59
8.4	Gischt . . . . .	59
8.5	Spektrale Eigenschaften . . . . .	60
8.6	Schaummodelle . . . . .	63
8.6.1	Analytisches Schaummodell . . . . .	63
8.6.2	Empirisches Schaummodell . . . . .	68
8.7	Schaumbedeckung . . . . .	70
8.7.1	Empirische Modelle zur Berechnung des Flächenanteils der Schaumbedeckung . . . . .	71
8.8	Beitrag der Schaumkronen und Schaumstreifen zur Helligkeitstemperatur der Ozeanoberfläche . . . . .	75
<b>9</b>	<b>Anwendung</b>	<b>79</b>
<b>10</b>	<b>Validierung</b>	<b>85</b>
10.1	Radiometermessungen von Hollinger (1971) . . . . .	85

10.2 Radiometermessungen mit MARSS (Flugzeug) . . . . .	88
<b>11 Modellvergleiche</b>	<b>95</b>
<b>12 Beispiele für die Anwendung</b>	<b>99</b>
12.1 Wind- und Schubspannungsgeschwindigkeit . . . . .	99
12.2 Fluß latenter Wärme . . . . .	102
<b>13 Schlußbetrachtung</b>	<b>105</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>108</b>
<b>A ANHANG Seegangsspektrum von Bjerkaas &amp; Riedel (1979)</b>	<b>115</b>
<b>B ANHANG: Kirchhoff- oder Facettenmodell</b>	<b>117</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Beiträge des Systems Erde – Atmosphäre zum Strahlungstransport ( <i>Contributions by the atmosphere to the radiative transport</i> ) . . . . .	4
2	Anteilige Beiträge des Strahlungstransportes zum Radiometersignal des SSM/I als Funktion der optischen Dicke ( <i>Portions of the radiative transport contributing to the radiometer signal at the SSM/I as function of optical depth</i> ) . . . . .	5
3	Reflektivität als Funktion der Wassertemperatur bei $\Theta = 53^\circ$ ( <i>Reflectivity as function of sea surface temperature at a viewangle of <math>53^\circ</math></i> ) . . . . .	9
4	Winkelgeometrie des Streuproblems ( <i>Geometry of the scattering problem</i> )	15
5	Zweiskalentrennung der Oberflächenwellen im Dreiskalenmodell REF-MOD ( <i>Two scale cut - off of the surface waves in the more scale model REFMOD</i> ) . . . . .	16
6	Gültigkeitsbereich des Facettenmodells für unterschiedliche Frequenzen ( <i>Range of validity of the facet model at different frequencies</i> ) . . . . .	24
7	Gültigkeitsbereich des Modells des Störungsansatzes bei unterschiedlichen Frequenzen ( <i>Range of validity of the small pertubation method at different frequencies</i> ) . . . . .	26
8	Gültigkeitsbereich (Wellenzahlenraum) der Teilmodelle für die 1. und 2. Skala bei unterschiedlichen Frequenzen ( <i>Range of validity (wavenumber space) of the submodels for the 1. and 2. scale at different frequencies</i> )	27
9	'Cutoff' - Wellenzahlen für unterschiedliche Frequenzen und Schubspannungsgeschwindigkeiten ( <i>'Cutoff' - wavenumbers for different frequencies and friction velocities</i> ) . . . . .	29
10	Polarisationsabhängiger bistatischer Streukoeffizient für 19.35 GHz bei $u_* = 40$ cm/s ( <i>Polarized bistatic scattering coefficient for 19.35 GHz at <math>u_* = 40</math> cm/s</i> ) . . . . .	31
11	Bistatischer Streukoeffizient für die vertikale Polarisation bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten ( <i>Bistatic scattering coefficient (vertical polarization) at different friction velocities</i> ) . . . . .	32
12	Bistatischer Streukoeffizient für die horizontale Polarisation bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten ( <i>Bistatic scattering coefficient (horizontal polarization) at different friction velocities</i> ) . . . . .	33
13	Wahrscheinlichkeitsverteilung der Neigungen der Oberflächenwellen ( <i>Probability density function of the slopes of surface waves</i> ) . . . . .	34

14	Varianzen der Wellenneigungen (gegen, quer) aus Messungen und einem Seegangsspektrum ( <i>Slope variances (upwind, crosswind) from the measurements of Cox &amp; Munk and from the wave model of Bjerkaas &amp; Riedel</i> )	36
15	Spektrale Abhängigkeit der Neigungsvarianz von Schwerewellen bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten ( <i>Spectral dependency of the slope variance of surface waves at different friction velocities</i> ) . . .	38
16	Varianzen der Wellenneigungen <i>längs</i> zum Wind aus unterschiedlichen Parametrisierungen ( <i>Slope variances (upwind) determined by different parametrizations</i> ) . . . . .	40
17	Varianzen der Wellenneigungen <i>quer</i> zum Wind aus unterschiedlichen Parametrisierungen ( <i>Slope variances (crosswind) determined by different parametrizations</i> ) . . . . .	41
18	Differenzen in den Helligkeitstemperaturen aus Parametrisierungen für die Neigungsvarianzen (neu – Cox & Munk) bei $u_* = 36$ cm/s ( <i>Differences in brightness temperatures from two different parametrizations (new – Cox &amp; Munk) at <math>u_* = 36</math> cm/s</i> ) . . . . .	43
19	Simulierte Helligkeitstemperaturen aus dem Facettenmodell für verschiedene Frequenzen und Schubspannungsgeschwindigkeiten ( <i>Simulated brightness temperatures (facet model) at different frequencies and friction velocities</i> ) . . . . .	45
20	Auswirkung der zweiten Skala auf die Änderung der Reflektivität bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten ( <i>Effect of the second scale onto the change in reflectivity of the sea surface at different friction velocities</i> ) . . . . .	49
21	Differenz der Reflektivität (spiegelnd – modifiziert durch 2. Skala) als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit für $\Theta = 53^\circ$ ( <i>Difference in the reflectivity ( mirror – rough with 1. and 2. scale ) at a viewangle of <math>53^\circ</math></i> ) . . . . .	50
22	Geometrie des Auftretens von Abschattungszone ( <i>Geometry for the occurence of shadow zones</i> ) . . . . .	52
23	Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Rauigkeit, mit der ein Photon einen Punkt zur Reflexion auf der Wasseroberfläche findet ( <i>Probability as function of the roughness by which a photon finds a point on the sea surface to be reflected</i> ) . . . . .	53
24	Emissivität einer Schaumschicht ( $d = 13.6$ mm) in Abhängigkeit vom Blickwinkel und der Frequenz ( <i>Emissivity of a foam layer (<math>d = 13.6</math> mm ) as function of viewangle and frequency</i> ) . . . . .	65

25	Emissivität von Schaum bei 19 GHz in Abhängigkeit von der Schaumschichtdicke bei $\Theta = 53^\circ$ ( <i>Emissivity of a foam layer at 19 GHz and a viewangle of 53° as function of the layer thickness</i> ) . . . . .	65
26	Winkelabhängige Helligkeitstemperaturen unterschiedlicher Schaumschichtdicken (Labor, Modell) ( <i>Brightness temperatures of foam layers (laboratory, model) in dependency on viewangle</i> ) . . . . .	66
27	Spektrale Abhängigkeit der Schaumemissivität aus Messungen und einem Schaummodell ( <i>Spectral dependency of foam emissivity from measurements and a foam model</i> ) . . . . .	67
28	Winkelabhängige Helligkeitstemperaturen von Schaumkronen (Feldmessungen, empirisches Modell) ( <i>Brightness temperatures of white caps (field measurements, empirical model) in dependency on viewangle</i> ) .	69
29	Schaumbedeckungsanteil von Schaumkronen und -streifen in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit ( <i>Portions in foam coverage on the basis of white caps and foam streaks in dependency on wind speed</i> ) . . . . .	75
30	Effektiver Beitrag des Schaumes zur Helligkeitstemperatur in Abhängigkeit von Windgeschwindigkeit und Stabilität ( <i>Effective contribution in the brightness temperature due to foam as function of wind speed and stability</i> )	76
31	Beitrag des Schaumes zur Gesamtemissivität bei 19, 37 und 85 GHz und $\Theta = 53^\circ$ ( <i>Contribution of foam to total emissivity at 19, 37 and 85 GHz and viewangle of 53°</i> ) . . . . .	77
32	Flußdiagramm des Reflexionsmodells REFMOD ( <i>Flow chart of the three scale reflection model REFMOD</i> ) . . . . .	81
33	Simulierte Helligkeitstemperaturen für unterschiedliche Schubspannungsgeschwindigkeiten und Frequenzen ( <i>Simulated brightness temperatures at different friction velocities and frequencies</i> ) . . . . .	82
34	Differenzen der Helligkeitstemperaturen (rauh – glatt) für unterschiedliche Schubspannungsgeschwindigkeiten und Frequenzen (H - Polarisation) ( <i>Differences in brightness temperatures (rough – mirror) at different friction velocities and frequencies (H - polarization)</i> ) . . . . .	83
35	Differenzen der Helligkeitstemperaturen (rauh – glatt) für unterschiedliche Schubspannungsgeschwindigkeiten und Frequenzen (V - Polarisation) ( <i>Differences in brightness temperatures (rough – mirror) at different friction velocities and frequencies (V - polarization)</i> ) . . . . .	84
36	Validierung von REFMOD für 8.36 GHz bei einer Windgeschwindigkeit von 13.5 m/s ( <i>Validation of REFMOD at 8.36 GHz and 13.5 m/s</i> ) . . .	86

37	Validierung von REFMOD für 19.35 GHz bei einer Windgeschwindigkeit von 13.5 m/s ( <i>Validation of REFMOD at 19.35 GHz and 13.5 m/s</i> ) . . .	87
38	Differenzen der Helligkeitstemperaturen bei 85 GHz und 157 GHz nach Windklassen unterschieden ( <i>Differences in brightness temperatures at 85 GHz and 157 GHz distinguished in wind speed categories</i> ) . . . . .	90
39	Differenzen der Helligkeitstemperaturen bei 85 GHz und 157 GHz nach Winkelklassen unterschieden ( <i>Differences in brightness temperatures at 85 GHz and 157 GHz distinguished in viewangle categories</i> ) . . . . .	92
40	Differenzen der Helligkeitstemperaturen (Modell – Messung) bei 85 GHz und 157 GHz unterschiedlicher Experimente gleicher Rauigkeiten ( <i>Differences in brightness temperatures ( model – measurements ) at 85 GHz and 157 GHz from different experiments</i> ) . . . . .	94
41	Vergleich gemessener Helligkeitstemperaturen mit Simulationen unterschiedlicher Modelle bei 19.35 GHz ( <i>Comparison of measured brightness temperatures with simulations of different models at 19.35 GHz</i> ) . . . . .	95
42	Simulation der Helligkeitstemperaturen mit REFMOD und der Parametrisierung von Wisler & Hollinger (1977) für 19.35 GHz ( <i>Simulation of brightness temperatures by REFMOD and the parametrization of Wisler &amp; Hollinger at 19.35 GHz</i> ) . . . . .	96
43	Differenzen der Helligkeitstemperaturen ( REFMOD – WISL & HOL ) bei einer Windgeschwindigkeit von 5 m/s bei 8, 19, 37 und 85 GHz ( <i>Differences in brightness temperature ( REFMOD – WISL &amp; HOL) at a windspeed of 5 m/s at 8 GHz, 19 GHz, 37 GHz and 85 GHz</i> ) . . . . .	97
44	Geographische Verteilung verwendeter Radiosondenaufstiege ( <i>Geographical localisation of the radiosonde ascents used for the development of algorithms</i> ) . . . . .	99
45	Streudiagramm Satellitenabgeleiteter Windgeschwindigkeiten gegen in-situ Messungen ( <i>Scatterplot for the estimation of wind speed from satellite measurements</i> ) . . . . .	101
46	Winkelgeometrie des Facettenmodells ( <i>Geometry of the angle constellation at the facet model</i> ) . . . . .	118

# Tabellenverzeichnis

1	Einflußgrößen auf die Fernerkundung der Reflektivität der Ozeanoberfläche <i>(Variables influencing the reflectivity of the ocean surface in remote sensing application)</i> . . . . .	8
2	Aktuell und zukünftig verwendete Radiometerfrequenzen <i>(Radiometer frequencies used actually and in future)</i> . . . . .	13
3	Frequenzen, Wellenzahlen und Wellenlängen im Mikrowellenspektralbereich <i>(Radiometric frequencies, wavenumbers and wavelengths)</i> . . . . .	14
4	Zuordnung von Wind - und Schubspannungsgeschwindigkeiten <i>(Classification of windspeeds to friction velocities)</i> . . . . .	21
5	Koeffizienten zur Berechnung der Neigungsvarianzen mit der neuen Parametrisierung <i>(Coefficients of the new parametrization to calculate slope variances)</i> . . . . .	38
6	Differenzen in den Helligkeitstemperaturen aus Parametrisierungen (neu - Cox & Munk) bei $\Theta = 53^\circ$ und $u_* = 86$ cm/s <i>(Differences in brightness temperature by two parametrizations (new - Cox &amp; Munk) at <math>\Theta = 53^\circ</math> and <math>u_* = 86</math> cm/s)</i> . . . . .	44
7	Koeffizienten zur Berechnung der Standardabweichung der Amplituden der zweiten Skala <i>(Coefficients of the new parametrization to determine the second scale height variances)</i> . . . . .	48
8	Reflektivität einer ideal reflektierenden Wasseroberfläche für unterschiedliche Schubspannungsgeschwindigkeiten und Frequenzen <i>(Reflectivity of a perfect reflecting water surface at different friction velocities and frequencies)</i> . . . . .	55
9	Experimentell bestimmte Emissivitäten von Schaum (Labor- und Feldversuche) <i>(Experimentally estimated emissivities of foam (lab- and field measurements)</i> . . . . .	61
10	Empirische Modelle zur Bestimmung des Schaumbedeckungsanteils <i>(Empirical models to estimate the foam coverage)</i> . . . . .	72
11	Experimente, die der Validierung bei 85 GHz und 157 GHz zugrunde liegen <i>(Experiments giving the data to validate the model at 85 GHz and 157 GHz)</i> . . . . .	88
12	Statistik der Validierung bei 85 GHz und 157 GHz <i>(Statistical results of the validation at 85 GHz and 157 GHz)</i> . . . . .	89

13	Statistik der Validierung bei 85 GHz und 157 GHz nach <i>Windklassen</i> ( <i>Statistical results of the validation at 85 GHz and 157 GHz distinguished to wind speeds</i> ) . . . . .	91
14	Statistik der Validierung für 85 GHz und 157 GHz nach <i>Winkelklassen</i> ( <i>Statistical results of the validation at 85 GHz and 157 GHz distinguished to view angles</i> ) . . . . .	93
15	Koeffizienten eines neuen Windalgorithmus ( <i>Coefficients of a new wind algorithm</i> ) . . . . .	100
16	Wellenzahlengrenzen der Teilspektren des Seegangmodell von Bjerkaas & Riedel (1979) ( <i>Hydrological wave numbers to separate the sub - spectren of the wave model of Bjerkaas &amp; Riedel (1979)</i> ) . . . . .	116

## Liste verwendeter Symbole

$C_D$	stabilitätsabhängiger empirischer Reibungskoeffizient (drag - coefficient)
$C_{DN}$	empirischer Reibungskoeffizient für neutrale Schichtung
$C_E$	empirischer Verdunstungskoeffizient (Daltonzahl)
$C_M$	Korrekturfaktor für die Mehrfachstreuung
$d$	Dicke einer Schaumschicht
$\delta$	optische Dicke
$e$	Emissivität
$E^i$	einfallendes elektrisches Feld
$E^s$	gestreutes elektrisches Feld
$E^n$	gestreutes elektrisches Feld der n-ten Rauigkeitsskala
$\epsilon_w$	komplexe dielektrische Konstante von Wasser
$\epsilon_f$	komplexe dielektrische Konstante von Schaum
$\epsilon_{Boden}$	komplexe dielektrische Konstante einer Grenzfläche
$\epsilon_w$	komplexe dielektrische Konstante von Wasser
$FC$	Gesamte Schaumbedeckung
$FC_{WC}$	Schaumbedeckungsanteil durch Schaumkronen
$\Gamma_P$	Reflektivität des Untergrundes der Polarisierung P
$\Gamma_{Perf}$	Reflektivität eines ideal reflektierenden Untergrundes
$\Gamma_f^{inkoh}$	inkohärente effektive Reflektivität von Schaum
$\Gamma_{WC}$	Reflektivität von Schaumkronen
$\Gamma_{FS}$	Reflektivität von Schaumstreifen
$\gamma^0$	Bistatischer Streukoeffizient
$K$	Hydrodynamische Wellenzahl
$\kappa$	von Karman Konstante = 0.41
$k_1$	Wellenzahlenraum der ersten Rauigkeitsskala
$k_2$	Wellenzahlenraum der zweiten Rauigkeitsskala
$K_c$	'Cutoff' - Wellenzahl
$k_{em}$	Elektromagnetische Wellenzahl
$L$	Stabilitätslänge
$L_{LE}$	Verdampfungswärme
$L_F$	Korrelationslänge
$L_2$	Leistungsverlustfaktor einer Schaumschicht
$\lambda$	hydrodynamische Wellenlänge
$\lambda_{em}$	elektromagnetische Wellenlänge
$\nu$	Radiometerfrequenz
$\nu_a$	Volumenanteil der Luft in Schaum
$\nu_w$	Volumenanteil des Wassers in Schaum
$\nu_k$	kinematische Viskosität
$\Omega_i$	Raumwinkel für die einfallende Richtung
$\Omega_s$	Raumwinkel für die gestreute Richtung
$P$	Polarisationszustand vertikal (V) oder horizontal (H)

$\Phi$	Azimutwinkel im Seegangsspektrum
$\Phi_i$	Azimutaler Einfallswinkel
$\Phi_s$	Azimutaler Streuwinkel
$\Phi_R$	Relativer Azimutwinkel
$\Psi$	Richtungsterm im Wellenspektrum
$\psi$	Integrierte Stabilitätsfunktion
$q$	Driftströmung
$Q$	Phasenvektor
$Q_S$	Sättigungsfeuchte über Wasser
$Q_{10}$	Spezifische Feuchte in 10 Meter Höhe
$R_P$	Fresnel'scher Reflexionskoeffizient der Polarisation P
$R_P^{mod}$	Modifizierter Fresnel'scher Reflexionskoeffizient der Polarisation P
$\rho$	Dichte der Luft
$\rho_F$	Krümmungsradius
$R_{SW}$	Verhältnis des Flächenanteils Schaumstreifen zu Schaumkronen
SST	Wasseroberflächentemperatur
S	Salzgehalt
$S_i$	i-tes Teilspektrum des Seegangsspektrums
$\sigma^2$	Varianz der Neigungen der hydrodynamischen Wellen
$\sigma_R$	Verhältnis der Neigungsvarianzen der hydrodynamischen Wellen quer und längs zur Windrichtung
$\Theta$	Blickwinkel
$\Theta_i$	zenitaler Einfallswinkel
$\Theta_s$	zenitaler Streuwinkel
TB	Äquivalente Temperatur
$t_f$	Verweilzeit von Schaum an der Oberfläche
$T_{Luft}$	Temperatur der bodennahen Luft
$T_{SC}$	Thermodynamische Temperatur des Untergrundes
$T_{DN}$	Abwärtsgerichtete Strahlungstemperatur der Atmosphäre
$T_{UP}$	Aufwärtsgerichtete Strahlungstemperatur der Atmosphäre
$T_{SP}$	Strahlungstemperatur des Weltraumes
$\tau$	Schubspannung
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$U_z$	Windgeschwindigkeit in z Meter Höhe
$U_B$	Schwellenwindgeschwindigkeit für Schaumentstehung
$U_{pq}$	Gestreutes elektrisches Feld der Polarisationsübergänge $p \rightarrow q$
$\zeta$	Standardabweichung der Wellenamplituden
$\Xi$	Streuungsfunktion
$z_0$	Rauhigkeitslänge
Z	Meßhöhe in der Grenzschicht

# 1 Einleitung

Die Bedeutung der Mikrowellenfernerkundung hat in den letzten Jahren stark zugenommen. Dies ist vor allem auf ihren Vorteil gegenüber anderen Fernerkundungsverfahren zurückzuführen, auch bei wolkenbedecktem Himmel Informationen aus Atmosphärenschichten unterhalb der Wolken und vom Boden empfangen zu können.

Passive Mikrowellenmessungen vom Satelliten aus bieten die Möglichkeit, Kenntnisse über die globale Verteilung geophysikalischer Parameter zu erlangen. Dies trägt zum Verständnis der makroskaligen Phänomene bei. Ein besonderes Interesse gilt hierbei dem hydrologischen Zyklus. Er trägt wesentlich zur Aufrechterhaltung der großräumigen Zirkulation bei. Seine genaue Kenntnis ist für die Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre in Klima- und Vorhersagemodellen von großer Bedeutung.

Die Mikrowellenfernerkundung bietet als einzige Meßmethode die Möglichkeit, Felder der hydrologischen Größen bei fast allen atmosphärischen Zuständen global abzuleiten. Diese können zur Initialisierung der Klimamodelle, aber auch zu ihrer Validierung herangezogen werden (z. B. Karstens et al. (1994)).

Neben der Ableitung atmosphärischer Parameter wie dem Gesamtwasserdampfgehalt, dem Grenzschichtwasserdampfgehalt, dem Flüssigwassergehalt oder der Regenrate spielt die Bestimmung von Feldern des Impuls- sowie des sensiblen und latenten Wärmeflusses eine große Rolle. Ihre Kenntnis ist für die Modellierung ozeanischer Transporte und bei der Verwendung von gekoppelten Klimamodellen außerordentlich wichtig. Sie stellen in der Bilanzgleichung bei der Bestimmung des meridionalen Wärmetransportes die entscheidenden Größen dar. Die heutige Kenntnis ihrer globalen Verteilung führt jedoch zu Diskrepanzen bei der Bilanzierung. Diese sind zum großen Teil auf die Ungenauigkeit der routinemäßigen Bestimmungsmethoden der Flüsse zurückzuführen.

Die von den Klimamodellierern geforderte Genauigkeit der Kenntnis des latenten Wärmeflusses von  $\pm 10 \text{ W/m}^2$  im Flächenmittel über  $500 \text{ km}^2$  (Taylor 1984) wird mit den heutigen Methoden der Fernerkundung nicht erreicht. Ihre globale Bestimmung aus Mikrowellenmessungen gelingt bisher für ein Monatsmittel mit einer Genauigkeit von  $\pm 40 \text{ W/m}^2$  mit großen regionalen Unterschieden (Esbensen et al. 1993).

Eine genauere Ableitung der Flüsse stellt somit nach wie vor eine Herausforderung dar, die als Motivation für diese Arbeit diene.

Die einzige praktikable Möglichkeit zur Bestimmung der Flüsse stellt die Bulk - Methode dar, deren Größen aus Mikrowellenmessungen mittels statistischer Verfahren gewonnen werden können. Die Ableitung solcher geophysikalischen Parameter erfolgt z.T. mittels recht einfacher Algorithmen. Diese stellen einen Zusammenhang zwischen der *gemessenen* Helligkeitstemperatur und der *gesuchten* Größe her. Die Gewinnung solcher Algorithmen kann über ein multiples Regressionsverfahren erfolgen, dabei wird die *gesuchte* Größe an zuvor *berechnete* Helligkeitstemperaturen gekoppelt. Die *berechneten* Temperaturen stellen somit eine Simulation des am Satelliten zu *messenden* Signals dar.

Um bei dieser Methode zu einem zuverlässigen Ergebnis zu kommen, müssen zwei

wesentliche Bedingungen erfüllt sein:

1. eine exakte Modellierung des Strahlungstransportes,
2. die Verwendung eines umfangreichen Datensatzes an Messungen der geophysikalischen Größen.

Eine wesentliche Voraussetzung für die Genauigkeit eines Bestimmungsalgorithmus ist die exakte Modellierung des Strahlungstransportes. Nur so kann es gelingen, den Einfluß, den die geophysikalische Größe auf die Helligkeitstemperatur hat, mit dem Algorithmus hinreichend genau zu reproduzieren.

Die vorliegende Arbeit soll helfen, die Abhängigkeit der Strahlungstemperaturen von den Eigenschaften des Untergrundes und der Grenzschicht besser berücksichtigen zu können. Aufgrund der oben beschriebenen Zielvorstellungen wird sich auf die Wechselwirkung von Mikrowellen mit Wasseroberflächen konzentriert. Diese nehmen infolge der Windwirkung vielfältige Strukturen an, die es gilt, möglichst realistisch zu beschreiben und vollständig in die Strahlungstransportrechnung mit einzubeziehen. Hier tritt eine Schwierigkeit auf. Das Modell, das dieses leisten soll, darf nur wenig Rechenzeit in Anspruch nehmen, um als Arbeitsmodell operationell eingesetzt werden zu können.

Im folgenden soll ein Modell vorgestellt werden, dessen Entwicklung zum Ziel hatte, den beschriebenen Ansprüchen zu genügen.

## 2 Strahlungstransportrechnung

Die passive Fernerkundung (Radiometrie) macht sich die natürliche Emission von elektromagnetischen Wellen durch die Materie zu Nutze. Im Falle der Mikrowellen ist das Signal der emittierten spektralen Strahldichte mit  $10^{-16} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  sehr niedrig (Ulaby et al. 1981). Es trägt dennoch verwertbare und wertvolle Informationen aus der Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen mit der Materie. Als Mikrowellen werden üblicherweise die Wellen mit einer Länge von 1 m bis 1 mm bezeichnet. Dies entspricht einem Frequenzbereich von 0.3 GHz bis 300 GHz.

Die mit einem Radiometer gemessenen Strahldichten an Bord eines Satelliten oder Flugzeuges enthalten Informationen der Atmosphäre und der Erdoberfläche, die sich den elektromagnetischen Wellen auf ihrem Weg zu dem Empfänger aufgeprägt haben. Ihre Modifizierung wird durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben. Diese gibt die Änderung der Strahldichten einer jeden Schicht infolge dessen Extinktions- und Emissionseigenschaften wieder. Die Atmosphäre wird dabei in eine Vielzahl von Schichten aufgeteilt. Die Berechnung der Strahldichten am Oberrand der Atmosphäre erfolgt sodann als Summe der Beiträge einer jeden Schicht. Ihre Änderung wird über die iterative Lösung der Einzelstreuprozesse zur Mehrfachstreuung bestimmt ("successive order of scattering") (Simmer 1994).

Die Wechselwirkungen der elektromagnetischen Wellen müssen hinsichtlich der Beschaffenheit der Materie und dem Ursprung der emittierten Photonen getrennt betrachtet werden. Die zu berücksichtigenden Beiträge sind in Abb.(1) schematisch dargestellt. Die am Satelliten vom Radiometer gemessene Helligkeitstemperatur  $T_B$  setzt sich aus vier Beiträgen zusammen. Diese finden sich in der Strahlungstransportgleichung wieder

$$\begin{aligned} T_B(\Theta, P) = & (1 - \Gamma) T_{SC} e^{-\delta(0, \infty) \sec(\theta)} \\ & + \int_0^{\infty} T_{UP} e^{-d\delta(z) \sec(\theta)} dz \\ & + \Gamma e^{-\delta(0, \infty) \sec(\theta)} \int_{\infty}^0 T_{DN} e^{-d\delta(z) \sec(\theta)} dz \\ & + \Gamma T_{SP} e^{-2\delta \sec(\theta)} \end{aligned} \quad (1)$$

mit

$\Theta$  = Streuwinkel der austretenden Photonen

$P$  = Polarisationsgrad (vertikal, horizontal)

$\Gamma$  = Reflektivität des Bodens

$T_{SC}$  = physikalische Temperatur des Bodens

$\delta$  = optische Dicke

$T_{DN}$  = Temperatur der atmosphärischen Schicht in der

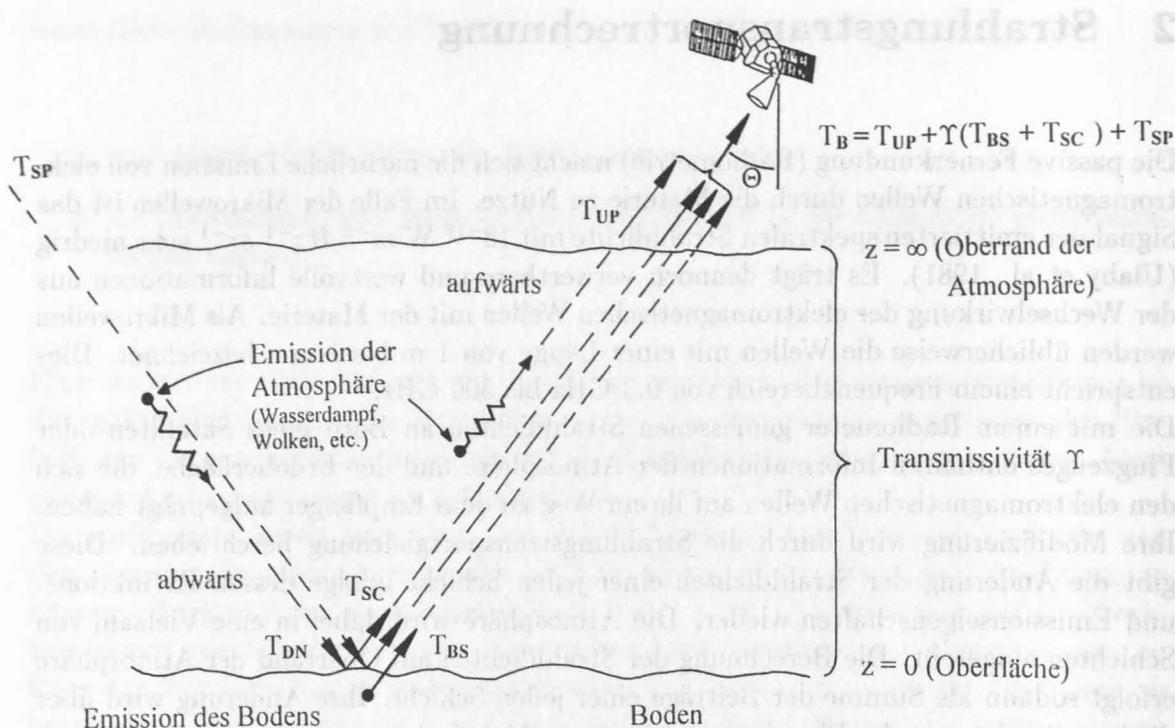


Abbildung 1: Darstellung der am Satelliten gemessenen Beiträge der Strahldichten aus dem Strahlungstransport.

Höhe  $z$ , deren Emission zum Boden gerichtet ist

$T_{UP}$  = Temperatur der atmosphärischen Schicht in der

Höhe  $z$ , deren Emission zum Satelliten gerichtet ist

$T_{SP}$  = Temperatur der Weltraumstrahlung

Auf eine Ableitung der Strahlungstransportgleichung wird verzichtet. Sie ist in der Literatur zahlreich anzutreffen (u.a. ULABY et al. (1982)).

Die Reihenfolge der Terme auf der rechten Seite in Gl.(1) entsprechen der Bedeutung ihres Beitrages zum Gesamtsignal. Es sind dies:

1. die aufwärtsgerichtete Emission des Untergrundes (Emissivität = 1 - Reflektivität)
2. die aufwärtsgerichtete Emission der Atmosphäre
3. die abwärtsgerichtete und am Untergrund reflektierte Emission der Atmosphäre
4. die abwärtsgerichtete und am Untergrund reflektierte Emission des Weltraumes.

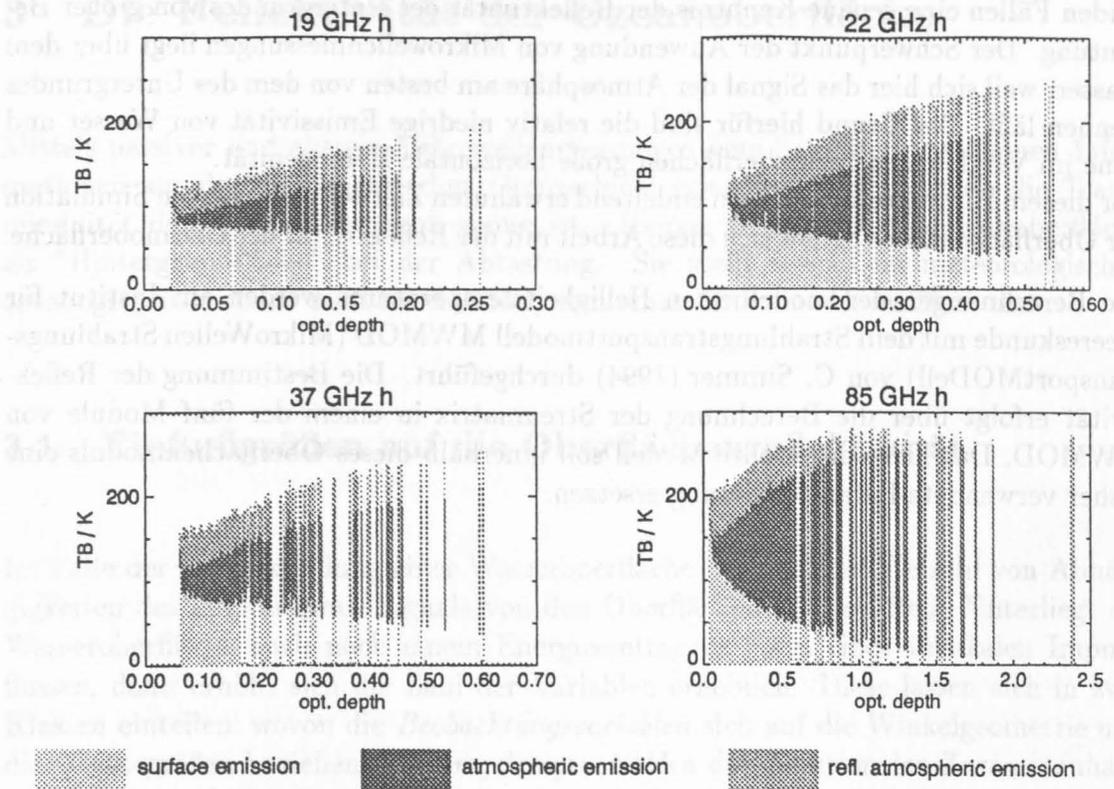


Abbildung 2: Anteile der Oberflächenemission, Atmosphärenemission und der reflektierten Atmosphärenstrahlung für simulierte Helligkeitstemperaturen der SSM/I Kanäle in Abhängigkeit von der optischen Dicke (horizontale Polarisation, Blickwinkel =  $53^\circ$ ) aus: Fuhrhop (1995).

Man beachte, daß in drei Termen die Reflektivität des Untergrundes  $\Gamma$  als Vorfaktor auftritt. Ihre Bedeutung am Gesamtsignal hängt von den Eigenschaften des Untergrundes, der Transmissivität der Atmosphäre und der abtastenden Frequenz ab (Abb.(2)). Bei geringen optischen Dicken kann alleine der Beitrag des emittierenden Untergrundes über 70 % des am Satelliten gemessenen Signals ausmachen. Mit zunehmender Frequenz und optischer Dicke vermindert sich der Anteil. Jedoch bleibt für niedrige Frequenzen bis 19 GHz der Beitrag der Terme, in denen die Reflektivität auftritt, auch bei größeren optischen Dicken dominierend.

Zu höheren Frequenzen hin übernimmt der Term der nach oben gerichteten atmosphärischen Emission den Hauptbeitrag zum Radiometersignal, jedoch bleibt der Untergrund als Hintergrundfläche erhalten. Für den Fall der vertikal polarisierten Helligkeitstemperaturen verdoppelt sich ungefähr der Anteil der Oberflächenemission, aufgrund seiner sehr viel höheren Emissivität bei dem hier betrachteten Blickwinkel von  $\Theta = 53^\circ$ .

Damit bestimmt die Reflektivität ein Hintergrundsignal, das sich einmal als Rauschen, ein anderes Mal als das gesuchte Signal darstellt – je nachdem, bei welcher Frequenz gemessen wird.

Um die Fehler bei der Simulation der Helligkeitstemperaturen zu minimieren, ist in

beiden Fällen eine genaue Kenntnis der Reflektivität des Untergrundes von großer Bedeutung. Der Schwerpunkt der Anwendung von Mikrowellenmessungen liegt über dem Wasser, weil sich hier das Signal der Atmosphäre am besten von dem des Untergrundes trennen läßt. Der Grund hierfür sind die relativ niedrige Emissivität von Wasser und seine im Vergleich zu Landoberflächen große horizontale Homogenität.

Vor diesem Hintergrund und dem einleitend erwähnten Ziel der verbesserten Simulation der Oberflächenflüsse befaßt sich diese Arbeit mit der Reflektivität der Ozeanoberfläche.

Die Berechnungen der modellierten Helligkeitstemperaturen werden am Institut für Meereskunde mit dem Strahlungstransportmodell MWMOD (MikroWellen StrahlungstransportMODell) von C. Simmer (1994) durchgeführt. Die Bestimmung der Reflektivität erfolgt über die Berechnung der Streumatrix in einem der fünf Module von MWMOD. Das hier vorgestellte Modell soll innerhalb dieses Oberflächenmoduls eine bisher verwendete Parametrisierung ersetzen.

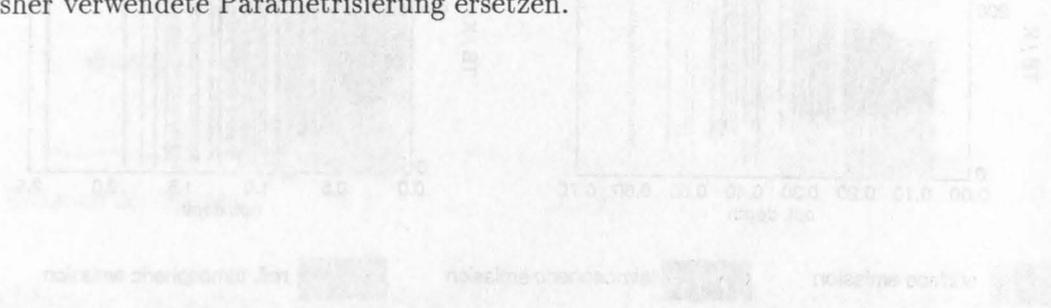


Abbildung 2: Anteil der Oberflächenemission, Atmosphärenemission und der reflektierten Atmosphärenstrahlung an gemessener Helligkeitstemperatur der 25M/1 Kanäle in Abhängigkeit von der optischen Dicke (ausgewählte Formeln von Blawinkel = 93°) aus: Fichtner (1997)

Man beachte, daß in drei Jahren die Reflektivität des Untergrundes  $T$  als Variable auftritt. Ihre Bedeutung hängt von den Eigenschaften des Untergrundes, der Transmissivität der Atmosphäre und der abstrahierten Frequenz ab (Abb. 2). Bei geringer optischer Dicke kann die Strahlung des erdstrahlenden Untergrundes über  $10\%$  des am Boden gemessenen Signals ausmachen. Im wassergefüllten Ozean und optischer Dicken annähernd sich der Anteil jedoch nicht für niedrigere Frequenzen bis  $10\text{ GHz}$  der Bedeutung der Frequenz in denen die Reflektivität  $T$  auftritt, sich bei höheren optischen Dicken dominiert. Zu höheren Frequenzen hin überwiegt der Anteil der nach oben gerichteten erdstrahlenden Emission den Hauptbeitrag zum Nachstrahlungssignal, jedoch bleibt der Anteil als Hintergrundgröße bestehen. Für den Fall der vertikalen polarisierten Helligkeitstemperaturverteilung wird angegeben, daß der Anteil der Oberflächenemission, nämlich sehr viel höherer Emissivität bei dem hier betrachteten Frequenzbereich von  $0,5$  bis  $2,5\text{ GHz}$ . Damit bestimmt die Reflektivität ein Hintergrundsignal, das sich summiert als Hintergrund ein anderes Mal als das gemessene Signal darstellt. Je niedriger der Winkel Frequenz gemessen wird.

Um die Fehler bei der Simulation der Helligkeitstemperaturen zu minimieren ist in

### 3 Die Reflektivität der Ozeanoberfläche

Mittels passiver und aktiver Mikrowellenmessungen vom Satelliten aus können Informationen aus der atmosphärischen Grenzschicht gewonnen werden, wenn die Transmissivität der Atmosphäre groß genug ist. Hierzu zählt auch die Ozeanoberfläche als "Hintergrundfläche" bei der Abtastung. Sie stellt sowohl im meteorologisch-ozeanographischen als auch im elektrodynamischen Sinn eine Grenzfläche dar.

#### 3.1 Einflußgrößen auf die Oberflächenreflektivität

Im Falle der Fernerkundung einer Wasseroberfläche besteht eine Vielzahl von Abhängigkeiten des empfangenen Signals von den Oberflächeneigenschaften. Unterliegt die Wasseroberfläche auch noch einem Energieeintrag in Form eines vertikalen Impulsflusses, dann erhöht sich die Zahl der Variablen erheblich. Diese lassen sich in zwei Klassen einteilen, wovon die *Beobachtungsvariablen* sich auf die Winkelgeometrie und die Gerätegrößen beziehen, die *Umgebungsvariablen* den funktionalen Zusammenhang zu den Grenzschicht- und Oberflächeneigenschaften herstellen (Tab.(1)).

Für die Beobachtungsvariablen existiert bezüglich der Winkelgeometrie eine Abhängigkeit von den einfallenden und gestreuten Photonen sowohl in zenitaler als auch in azimutaler Richtung. Hierzu gehören auch Mehrfachstreu- und Abschattungseffekte. Von der abtastenden Frequenz  $\nu$  hängt es ab, wie rau die Oberfläche "empfunden" wird. Zur Beurteilung des Rauigkeitsempfindens von Mikrowellen an natürlichen Oberflächen gilt das Fraunhofer-Kriterium (Ulaby et al. 1982). Eine Oberfläche gilt danach als glatt, wenn die Standardabweichung ihrer Rauigkeitselemente  $\zeta$  sich zu der elektromagnetischen Wellenlänge  $\lambda_{em}$  wie folgt verhält:

$$\zeta < \frac{\lambda_{em}}{32 \cos \Theta} \quad (2)$$

Demnach kann eine Oberfläche für niedrige Frequenzen noch als glatt betrachtet werden, während sie für hohe Frequenzen schon als rau einzustufen ist.

Durch die Reflexionsfähigkeit und die dielektrischen Eigenschaften von Wasser treten bei der Streuung elektromagnetischer Wellen an einer Grenzfläche Polarisierungseffekte auf. Hierdurch erfährt die reflektierte Strahldichte eine Trennung in einen vertikal polarisierten und einen horizontal polarisierten Anteil.

Eine glatte Wasseroberfläche kann als spiegelnd angenommen werden. Das radiometrische Signal einer solchen Fläche unterliegt bezüglich der *Umgebungsvariablen* nur der Abhängigkeit vom Salzgehalt und der Oberflächentemperatur. Seine Reflektivität  $\Gamma$  wird aus den komplexen Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten bestimmt.

$$\Gamma_{V,H} = |R_P(\Theta)|^2 \quad P = V, H \quad (3)$$

mit

$$R_V(\Theta) = \frac{\epsilon_w \cos \Theta - \sqrt{\epsilon_w - \sin^2 \Theta}}{\epsilon_w \cos \Theta + \sqrt{\epsilon_w - \sin^2 \Theta}} \quad (4)$$

$$R_H(\Theta) = \frac{\cos \Theta - \sqrt{\epsilon_w - \sin^2 \Theta}}{\cos \Theta + \sqrt{\epsilon_w - \sin^2 \Theta}} \quad (5)$$

Hierin ist  $\epsilon_w$  die komplexe Dielektrizitätskonstante. Im Falle eines Impulsüberganges von der Atmosphäre auf die Wasseroberfläche verändert die Schubspannung die Oberflächenrauigkeit. Die Reflexionsmatrix einer solchen Fläche kann nicht mehr durch das Snellius' Gesetz beschrieben werden.

Bei höheren Schubspannungsgeschwindigkeiten treten zunehmend Schaumanteile an der Wasseroberfläche auf, die das Mikrowellensignal verändern.

Mit zunehmender Windwirklänge (zeitlich und räumlich) verändert sich das Wellenmuster. Infolge des Wachstums der Wellenamplituden können steile Wellen auftreten, von denen ein zusätzliches Signal ('spikes') zum Radiometersignal ausgehen kann. Dies konnte für die Scatterometrie nachgewiesen werden (Glazman 1987),(Jessup et al. 1990).

Die Reflektivität einer Wasseroberfläche ist über die Temperaturabhängigkeit der dielektrischen Konstante eine Funktion der Oberflächentemperatur SST. Die Abhängigkeit macht sich bei hohen Frequenzen stärker bemerkbar als bei niedrigen und führt zu einer Zunahme der Reflektivität mit der Temperatur (Abb.(3)). Die Oberflächentemperatur wirkt sich zudem auf die Viskosität und damit auf die Oberflächenspannung aus. Dadurch wird die Spektraldichte sehr kurzer Wellen verändert.

Eine Abhängigkeit der Reflexionseigenschaften vom Salzgehalt ist für mittlere bis hohe

Mikrowellen – beobachtungsvariablen	Umgebungsvariablen
Einfalls-, Streuwinkel $\Theta_i, \Theta_s, \Phi_s$ Frequenz $\nu$ Polarisation V, H	Schubspannung $\tau$ Oberflächentemperatur SST Salzgehalt S Schaum Windwirklänge (fetch) Oberflächenkontaminierung Regen hydrodynamische Modulation Neigungsmodulation

Tabelle 1: Einflußgrößen auf die Fernerkundung der Reflektivität der Ozeanoberfläche

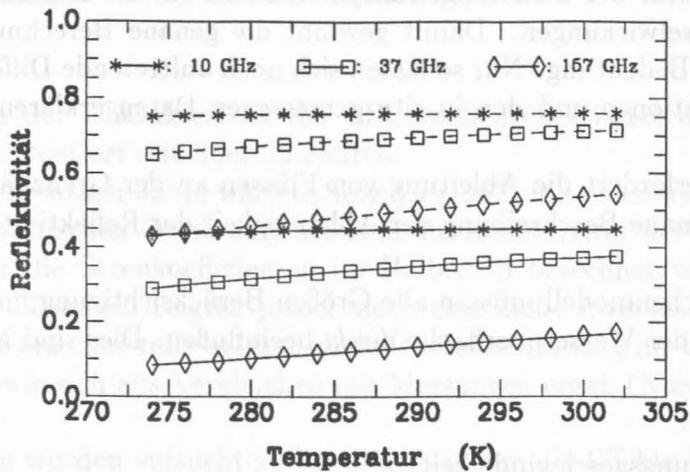


Abbildung 3: Reflektivität einer glatten Wasseroberfläche als Funktion der Oberflächentemperatur bei 10 GHz, 37 GHz und 157 GHz für einen Blickwinkel von 53°. Die für jede Frequenz jeweilige *obere* Kurve gilt für die horizontale Polarisation, die *untere* für die vertikale Polarisation.

Frequenzen vernachlässigbar gering. Jedoch gewinnt dieser für Frequenzen  $\nu < 5$  GHz an Bedeutung (Simmer 1994).

Ebenfalls rauhigkeitsreduzierend wirken sich großflächige Kontaminierungen biologischer (Algen) oder chemischer (Öl) Natur aus. Sie können zu einer signifikanten Änderung im Mikrowellensignal führen (Huhnerfuss et al. 1983).

Hingegen führen starke Regenfälle zu zweierlei Effekten: mittlere Rauhigkeiten der windgetriebenen Wasseroberfläche in Form kurzer Schwerewellen werden reduziert, jedoch erzeugt der Einschlag des großtropfigen Regens eine kleinskalige Rauhigkeit.

Das für die Streuung der Photonen relevante Wellenbild kann im weiteren hydrodynamisch moduliert werden. Hierzu gehören Oberflächenprozesse, die die Rauhigkeit erheblich verändern, wenn die Richtung der Schubspannung und z.B. die von Gezeitenströmen in entgegengesetzte Richtungen weisen. Nichtlineare Wechselwirkungen von Wellen unterschiedlicher Wellenlänge haben einen (jedoch schwer zu beschreibenden) Modulationseffekt.

Eine weitere Änderung bezüglich ihrer Reflexionseigenschaften können Wellengruppen in Form einer Neigungsmodulation erfahren. Hierbei wird die Winkelgeometrie bezüglich der sehr kurzen Wellen durch die langen Wellen (Dünung) verändert (Glazman et al. 1988).

### 3.2 Anforderungen an ein Oberflächenmodell

Die Ansprüche an eine genaue Kenntnis der Bodenreflektivität für die Strahlungstransportrechnung ist in den letzten Jahren deutlich gestiegen. Dies geht einher mit einer

gesteigerten Qualität der Strahlungstransportmodelle für die Berechnung der atmosphärischen Wechselwirkungen. Damit gewinnt die genaue Berechnung des "Hintergrundsignals" an Bedeutung. Nur so lassen sich noch auftretende Differenzen zwischen den Modellsimulationen und den in situ gemessenen Daten erklären und weiter einschränken.

Darüber hinaus erfordert die Ableitung von Flüssen an der Grenzfläche Ozean – Atmosphäre eine genaue Beschreibung der Abhängigkeit der Reflektivität von den Flußparametern.

In einem Oberflächenmodell müssen alle Größen Berücksichtigung finden, die das Reflexionsverhalten der Wasseroberfläche *direkt* beeinflussen. Dies sind im besonderen:

- Schubspannungsgeschwindigkeit
- Schaumeffekte
- Ozeanoberflächentemperatur
- Anisotropie der Oberflächenneigungen
- Mehrfachstreu- und Abschattungseffekte.

Außerdem muß selbstverständlich die Abhängigkeit von der Frequenz, der Polarisation und den Zenitwinkeln berücksichtigt werden. Die zenitale Winkelabhängigkeit führt zu einer zweidimensionalen Streumatrix in  $(\Theta, \Theta_s)$ , die Einbindung der azimutalen Abhängigkeit erweitert sie um eine zusätzliche Dimension und erhöht den Rechenaufwand erheblich. Die Änderung der Reflexionseigenschaften mit dem Azimutwinkel ist im Vergleich zu den bisher genannten Variablen gering, warum in vielen Oberflächenmodellen die azimutale Abhängigkeit nicht explizit berücksichtigt wird.

Desweiteren sollte das Modell Gültigkeit über einen großen Frequenzbereich der Mikrowellen besitzen und zugleich wenig Rechenzeit in Anspruch nehmen dürfen (Guissard et al. 1994). Ersteres kann durch eine weitestgehend analytische Berechnung der Streukoeffizienten erreicht werden, bei der sich nicht in die einschränkende Abhängigkeit von Parametrisierungen begeben wird. Dies steht im Widerspruch zu der zweiten Forderung, wonach die Rechenzeiten möglichst kurz ausfallen sollen.

Im Gegensatz zur Scatterometrie kommt der Winkelabhängigkeit für Winkel  $\Theta$  fern des Einfall- und Streuwinkels eine große Bedeutung zu, da bei der Berechnung der Reflektivität Beiträge aus *allen* Richtungen des Halbraumes eingehen. Dies erfordert, daß das Modell energieerhaltend ist.

Die bei der Radarabtastung erforderliche Berücksichtigung der Neigungsmodulation (West et al. 1990), kann im Falle der satellitengestützten Radiometrie vernachlässigt werden. Dieser Effekt ist sehr klein, da er sich über die Größe des abgetasteten Feldes herausmittelt (Jones et al. 1993).

### 3.3 Rückblick

Das Interesse an der Charakteristik der Mikrowellenreflektivität der windbewegten Wasseroberfläche existiert seit über 25 Jahren.

Bereits Ende der sechziger Jahre wartete Stogryn (1967) mit einem richtungsweisenden Modell der geometrischen Optik auf, bei dem die Reflektivität der Wasseroberfläche als Integral über die Streukoeffizienten im Halbraum berechnet wurde. Diese ersten analytischen Lösungen zeigten jedoch noch erhebliche Abweichungen bei kleinen Blickwinkeln und eine nur teils befriedigende Übereinstimmung im Winkelbereich von  $30^\circ < \Theta < 70^\circ$ , wie sich aus Vergleichen mit Messungen ergab (Nordberg et al. 1969; Hollinger 1970).

Die Diskrepanzen wurden versucht zu beseitigen, indem die Effekte kleinskaliger Rauigkeiten mit in die Berechnung einbezogen wurden. Die sogenannten *Zweiskalenmodelle* zeigten recht gute Übereinstimmungen mit Messungen von Hollinger (1971) bei niedrigen Frequenzen bis 19.35 GHz (Wu und Fung 1972; Wentz 1975). Jedoch konnten sich diese Modelle nicht als Arbeitsmodelle etablieren. Ein wesentlicher Grund hierfür dürften ihre Komplexizität und die damit verbundenen langen Rechenzeiten gewesen sein.

Daher wurden Ansätze gesucht, die Mikrowellenreflektivität effizienter zu bestimmen. Ein empirischer Ansatz von Wisler & Hollinger (1977) sollte diese Anforderungen erfüllen. Ihr Modell nimmt die Wasseroberfläche als spiegelnd an. Alle Beiträge infolge windinduzierter Rauigkeit werden über eine Parametrisierung hinzugefügt, die aus Messungen von Hollinger (1970,1971) bei 1.41 GHz, 8.36 GHz und 19.35 GHz abgeleitet wurde. Wegen seiner leichten Anwendbarkeit wird dieses Modell heute noch häufig verwendet (Schulz et al. 1993; Simmer 1994; Kummerow 1994). Obwohl es aufgrund der Eingangsdaten nur eine Gültigkeit bis zu  $\nu = 19.35$  GHz besitzt, kommt es mangels Alternativen auch bei höheren Frequenzen zur Anwendung.

Einen ähnlichen Ansatz machte Wentz (1983, 1986, 1992), indem er Parametrisierungen für die Änderung der Reflektivität mit der Windgeschwindigkeit ableitete. Dazu verwendete er Radiometermessungen der Strahlungstemperaturen von Seasat und Scatterometermessungen bezüglich des Windes von Seasat. Seine Parametrisierungen zeigen im Vergleich zu der integralen Lösung ähnlich dem Zweiskalenmodell für niedrige Frequenzen eine gute Übereinstimmung. Mit zunehmender Frequenz nimmt der Fehler zu und hat mit  $\Delta TB = 2.1 K$  bei 37 GHz seinen größten Wert. Höhere Frequenzen wurden von ihm nicht betrachtet. Ein Vergleich seines Modells mit SSM/I<sup>1</sup>-Messungen führte zu einer Änderung der Regressionskoeffizienten für die Bestimmung der windinduzierten Emissivität um 10 % (Wentz 1992). Die Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit für den Blickwinkel des SSM/I wird durch eine weitere Parametrisierung erreicht. Sein Modell ist durch die Vielzahl von Parametrisierungen auf spezielle Sensoren und Meßgeometrien eingeschränkt (SeaSat, SMMR<sup>2</sup>, SSM/I).

Mitte der achziger Jahre schlugen Guissard & Sobieski (1987) ein modifiziertes Zweiskalenmodell vor. Hierin werden die rechenintensiven Integrale zum Teil durch vereinfachte Ansätze ersetzt. Schaum findet bei ihrer Berechnung der Oberflächenreflexionsfunktion keine Berücksichtigung.

<sup>1</sup>Special Sensor Microwave Imager

<sup>2</sup>Scanning Multichannel Microwave Radiometer auf NIMBUS 7

Der von ihnen veröffentlichte Vergleich mit Messungen von Hollinger (1971) zeigt keine befriedigende Übereinstimmung.

Speziell für die Frequenzen des SSM/I wurde ein Oberflächenmodell von Petty et al. (1994) abgeleitet. Dazu berechnete er die Beiträge der großskaligen Rauigkeiten mit einem Integralmodell der geometrischen Optik ähnlich dem von Stogryn (1967) für eine Anzahl von typischen Werten, die die Oberflächenvariablen annehmen können. Die so berechneten Emissivitätsänderungen gegenüber der Emissivität einer als spiegelnd angenommenen Oberfläche wurden bezüglich der SST, dem Blickwinkel und der Varianz der Neigungen der Oberflächenwellen parametrisiert. Diese Formulierung wurde innerhalb von Strahlungstransportrechnungen mit einem wolkenfreien Datensatz verwendet, um zu simulierten Temperaturen zu kommen, die wiederum mit gemessenen Temperaturen des SSM/I verglichen wurden. Hieraus ergab sich eine Korrektur der ursprünglichen Parametrisierung, die nun zur Beschreibung der windinduzierten Oberflächenemissivität verwendet werden kann.

Schaumeffekte und andere Beiträge, die durch das Integralmodell noch nicht erfaßt wurden, werden über eine aus SSM/I Messungen empirisch ermittelte Beziehung eingebracht. Dieses Modell ist nur für die Frequenzen des SSM/I gültig.

### 3.4 Betrachteter Frequenzbereich

Die Forderung der Gültigkeit für einen möglichst großen Frequenzbereich wird für praktische Zwecke durch die existierenden und geplanten Radiometer konkretisiert (Tab.(2)). Im Falle der satellitengetragenen Sensoren liefern diese zur Zeit und voraussichtlich bis in das nächste Jahrtausend umfangreiche und vielseitig genutzte Daten (SSM/I, ATSR). Die flugzeuggetragenen Radiometer dienen der Kalibrierung und Vorbereitung zukünftiger Satellitenmissionen (MARSS → AMSU, AMPR → TRMM und MIMR). Ihre Messungen stellen zudem für die Validierung des Modells in Kap.(10) einen wertvollen Datensatz dar.

Gerät	Bezeichnung	Geräteträger	Frequenzen [GHz]	Blickwinkel [Grad]
SSM/I	Special Sensor Microwave Imager	DMSP 8,10,11,12 (S)	19.35 V,H; 22.235 V; 37.0 V,H; 85.0 V,H	53
MIMR	Multifrequency Imaging Microwave Radiometer	POEM-1 (S) (geplant)	6.8, 10.6, 18.7, 23.8, 36.5, 89.0 alle V,H	~ 50
AMPR	Advanced Microwave Precipitation Radiometer	ER-2 (F)	10.7, 19.35, 37, 85 alle V,H	0 - 45
AMMR	Airborne Multichannel Microwave Radiometer	DC - 8 (F)	18, 21, 37 und 92 alle V,H	45
AMMS	Advanced Microwave Moisture Sounder	DC - 8 (F)	92, 183.3 ±2, 183.3±5, 183.3 ±9 alle V,H	0 - 45
AMSU	Advanced Microwave Sounding Unit	Tiros (S) (geplant)	23.8, 31.4, 50.3, 52.8, 53.596±0.115; 54.4, 54.94, 55.5, 57.2903 ±0.217,0.322,0.048, 0.022, 0.01, 0.0045; 89, 157, 183.3 ±1.0, 2.0,3.0	0 - ?
ATSR	Along Track Scanning Radiometer	ERS-1 (S)	23.8, 36.6	1.9, 2.5
MARSS	Microwave Airborne Radiometer Scanning System	C-130(F)	89, 157 H,V gemischt	10 - 45

Tabelle 2: Übersicht über Mikrowellenradiometer, die aktuell bzw. in Zukunft auf Satelliten (S) und Flugzeugen (F) eingesetzt werden. Die flugzeuggetragenen Radiometer werden für ihren zukünftigen Einsatz auf Satelliten getestet.

### 3.5 Umrechnungstabelle

Die dieser Arbeit zugrunde liegende Theorie beschreibt sowohl im hydrodynamischen als auch im elektromagnetischen Sinn die Wellen über ihre Wellenzahl  $K$ . Gerätetechnisch erfolgt jedoch die Spezifizierung üblicherweise durch die Frequenz. Ein für das Verständnis geläufigeres Maß hingegen ist die Wellenlänge. In der vorliegenden Arbeit wird aus Konsistenzgründen die Wellenzahl verwendet. Tab.(3) zeigt die den jeweiligen Wellenzahlen entsprechenden anderen Größen.

Frequenz	Wellenzahl	Wellenlänge
$\nu$ [GHz]	$K$ [ $cm^{-1}$ ]	$\lambda$ [cm]
1.67	0.349	18.00
3.75	0.785	8.00
6.80	1.428	4.40
8.36	1.751	3.59
10.60	2.220	2.83
14.40	3.021	2.08
19.35	4.054	1.55
22.23	4.656	1.35
23.80	4.987	1.26
37.00	7.757	0.81
53.00	11.10	0.57
85.50	17.95	0.35
89.00	18.65	0.34
157.00	32.91	0.19
166.00	34.71	0.18
183.31	38.31	0.16

Tabelle 3: In der Mikrowellenfernerkundung verwendete Frequenzen und ihre alternativ verwendbaren charakteristischen Größen.

## 4 Das Reflexionsmodell REFMOD

Das in dieser Arbeit entwickelte Oberflächenmodell ist ein Dreiskalenmodell; es wird im Folgenden als REFMOD (REFlexionsMODell) bezeichnet. Mehrskaligen- oder Kompositmodelle sind dadurch charakterisiert, daß die zur Reflektivität beitragenden Rauigkeitsskalen getrennt betrachtet werden. Dies ist notwendig, da das Streuverhalten der Skalenbereiche mit unterschiedlichen mathematischen Ansätzen berücksichtigt wird. In dieser Arbeit findet eine Aufteilung in drei Skalen statt, bei denen jede zu einem Beitrag im Reflexionskoeffizienten führt. Es sind dies:

1. Rauigkeitsskala: lange und kurze Schwerewellen
2. Rauigkeitsskala: sehr kurze Schwerewellen und Kapillarwellen
3. Rauigkeitsskala: Schaum

In den folgenden Kapiteln werden zunächst nur die ersten beiden Skalen betrachtet. In Kap.(8) wird sodann auf die Effekte der dritten Skala eingegangen.

### 4.1 Zweiskalentrennung der Oberflächenwellen

Zweiskalenmodelle basieren auf der Annahme, daß sich die Ozeanoberfläche als Überlagerung großskaliger ("gefilterter") und kleinskaliger Rauigkeiten darstellen läßt. Die Definition der Rauigkeit und Entscheidung der Skalenaufteilung erfolgt einzig aus

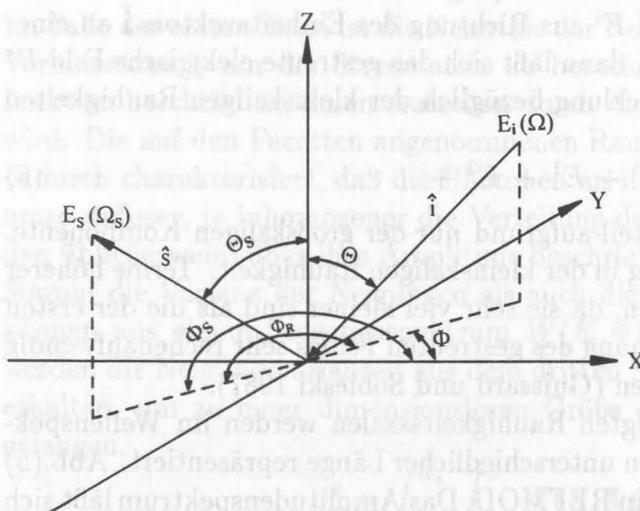


Abbildung 4: Winkelgeometrie bei der Berechnung der Wechselwirkungen elektromagnetischer Wellen mit einer Oberfläche.

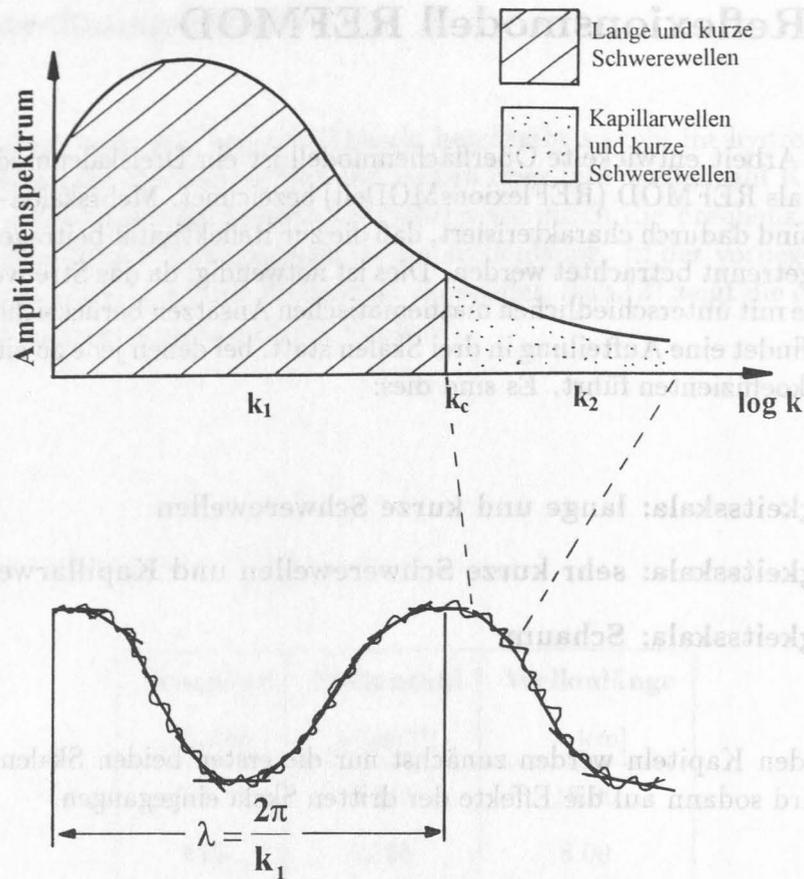


Abbildung 5: Zweiskalentrennung der Oberflächenwellen in REFMOD. Die trennende Wellenzahl  $K_c$  ist variabel, ihre Bestimmung wird in Kap.4.4 durchgeführt.

der Sicht der radiometrischen Wellenlänge, mit der die Oberfläche abgetastet wird (s. Gl.(2)). Der Begriff der kleinskaligen Rauigkeit bezeichnet demnach die Oberflächenrauigkeit, die von der entsprechenden Abtastfrequenz nicht mehr als "glatt" empfunden wird. Im Gegensatz hierzu gilt die großskalige Unebenheit bei derselben Wellenlänge als "glatt" und kann ähnlich einer spiegelnden Fläche betrachtet werden. Wird ein einfallendes elektrisches Feld  $E^i$  aus Richtung des Einheitsvektors  $\hat{i}$  an einer windaufgerauhten Oberfläche gestreut, dann läßt sich das gestreute elektrische Feld  $E^s$  in Richtung  $\hat{s}$  durch eine Reihenentwicklung bezüglich der kleinskaligen Rauigkeiten beschreiben (s.Abb.(4)).

$$E^s = E^0 + E^1 + E^2 + \dots \quad (6)$$

Der erste Term  $E^0$  beschreibt den Anteil aufgrund *nur* der großskaligen Komponente. Der zweite Term  $E^1$  ist von 1. Ordnung in der kleinskaligen Rauigkeit. Terme höherer Ordnung können vernachlässigt werden, da sie sehr viel kleiner sind als die der ersten Ordnungen. Zudem würde die Berechnung des gestreuten Feldes sehr rechenaufwendig und das Modell somit ineffizient werden (Guissard und Sobieski 1987).

Die im Zweiskalenmodell berücksichtigten Rauigkeitsskalen werden im Wellenspektrum der Ozeanoberfläche durch Wellen unterschiedlicher Länge repräsentiert. Abb.(5) zeigt die Zuordnung der beiden Skalen in REFMOD. Das Amplitudenspektrum läßt sich

demnach in zwei Bereiche aufteilen. Der mit der Wellenzahl  $k_1$  unterlegte Anteil steht hierbei für die langen und kurzen Schwerewellen, die den größten Teil zur Oberflächenrauigkeit beitragen und als erste Skala bezeichnet werden. Ihre Wellenlänge muß groß gegenüber der elektromagnetischen Wellenlänge der Abtastfrequenz  $\nu$  sein. Ihre gekrümmte Oberfläche wird durch angelegte Tangentialflächen (Facetten) dargestellt (Kapitel 4.4 S.29). Die kleinskalige Rauigkeit wird vornehmlich durch die sehr kurzen Schwere- und Kapillarwellen beschrieben. Ihre Wellenlänge muß hingegen klein sein gegenüber der der elektromagnetischen Wellen. Im Wellenspektrum sind dies die Wellen, deren Wellenzahl  $K \geq k_2$  ist. Diese werden als den Facetten der 1.Skala überlagert angenommen. Beide Skalenbereiche werden durch die sogenannte 'Cutoff'-Wellenzahl  $K_c$  voneinander getrennt. Ihr Betrag im Wellenspektrum ist variabel und hängt von der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und der abtastenden Frequenz  $\nu$  ab (s. Kapitel 4.4).

#### 4.1.1 Rauigkeitsparameter

Die Berechnung der Streukoeffizienten einer Oberfläche erfordert die Kenntnis der Rauigkeit des Untergrundes. Das Maß der Unebenheit ist für das Reflexionsmuster, beschrieben durch die Streumatrix, verantwortlich. Je rauher, desto diffuser ist die Streuung, umso mehr nehmen die Streukoeffizienten der Reflexionsmatrix fern der Diagonalen ( $\Theta_i = \Theta_s$ ) Werte größer Null an.

Die essentielle Information der Unebenheit der Fläche wird über statistische Rauigkeitsparameter in das Zweiskalenmodell eingebracht.

Es sind dies für die

1. Skala: die Varianz der Oberflächenneigungen  $\sigma^2$ ,
2. Skala: die Standardabweichung der Amplituden  $\zeta$ .

Im Falle der ersten Skala ist die Kenntnis der Neigungsverteilung der Tangentialflächen Voraussetzung, um die Streumatrix zu berechnen. Sie wird durch die Verteilungsfunktion beschrieben, deren Aussehen durch die Variabilität der Neigungen bestimmt wird. Die auf den Facetten angenommenen Rauigkeitselemente der zweite Skala sind dadurch charakterisiert, daß die Photonen an ihr gestreut werden. Die Streuung wird umso diffuser, je inhomogener die Verteilung der Rauigkeitselemente ist. Diese werden üblicherweise über ihre Amplitude beschrieben.

Sowohl die Varianz der Neigungen als auch die Standardabweichung der Amplituden können aus einem Seegangsspektrum  $W(K, \Phi)$  (Kap.4.2) bestimmt werden. Dabei werden die Neigungsvarianzen aus dem dritten Spektralmoment des Energiespektrums erhalten, um zu einer dimensionslosen Größe der Neigungen der Seegangswellen zu gelangen.

$$\sigma_m^2 = \int_0^{K_c} \int_{-\pi}^{\pi} W(K, \Phi) \Psi_m K^3 dK d\Phi \quad (7)$$

mit  $m = 1, 2$  ( $1 = \text{gegen}$ ,  $2 = \text{quer}$ ) zur Windrichtung und

$$\Psi_{\text{gegen}} = \cos^2 \Phi$$

$$\Psi_{\text{quer}} = \sin^2 \Phi$$

Hierbei ist  $\Phi$  die Azimutrichtung des Seegangs relativ zur Windrichtung und nimmt Werte  $-\pi \leq \Phi \leq \pi$  an. Die Neigungsvarianzen der Oberflächenwellen sind somit gegen und quer zur Windrichtung unterschiedlich. Die gesamte Neigungsvarianz ergibt sich aus der Summe ihrer Komponenten

$$\sigma_{\text{gesamt}}^2 = \sigma_{\text{gegen}}^2 + \sigma_{\text{quer}}^2 \quad (8)$$

Die Varianz der Amplituden wird aus dem ersten Spektralmoment erhalten:

$$\zeta^2 = \int_{K_c}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} W(K, \Phi) K \, dK \, d\Phi \quad (9)$$

Man beachte die Integrationsgrenze  $K_c$ , die in Gl.(7) und in Gl.(9) auftritt.

Aufgrund dieser wenigen Eingangsparameter bei der Berechnung der Streumatrix ist eine genaue Beschreibung der windaufgerauhten Ozeanoberfläche durch ein repräsentatives Seegangsspektrum eine wichtige Voraussetzung für die exakte Berechnung der Streukoeffizienten.

## 4.2 Seegangsspektrum

Die Bestimmung der statistischen Größen zur Beschreibung der Rauigkeit erfordert ein richtungsabhängiges Wellenzahlenspektrum  $W(K, \Phi)$ .

Das zweidimensionale Wellenspektrum kann aus dem eindimensionalen Wellenzahlenspektrum und einer Zusatzfunktion, die die Richtungsabhängigkeit der Wellen bezüglich der Windrichtung beinhaltet, bestimmt werden:

$$W(K, \Phi) = \frac{1}{2\pi K} S(K) F(K, \Phi) \quad \begin{array}{l} 0 < K < \infty \\ -\pi < \Phi < \pi \end{array} \quad (10)$$

In der Literatur existiert eine große Anzahl von Formulierungen, wie das eindimensionale Wellenspektrum  $S(K)$  berechnet werden kann.

Diese beruhen auf *theoretischen Ableitungen* für einen Gleichgewichtszustand zwischen dem Energieeintrag und ihrer Dissipation (Hasselmann et al. 1973; Phillips 1977; Plant 1986; Donelan und Pierson 1987) oder *Feldmessungen* der Wellenamplituden (Hasselmann et al. 1973; Pierson und Stacy 1973; Shemdin und Hwang 1988; Banner et al. 1989; Stolte 1991). Zu den experimentell ermittelten Zusammenhängen gehören auch die Versuche, Seegangswellen im Labor (Wellentank) zu erzeugen (Mitsuyasu 1977; Jähne und Riemer 1990; Zhang 1994), diese sind jedoch auf den Bereich der kurzen Schwere- und Kapillarwellen beschränkt.

In dieser Arbeit wird das Wellenzahlenspektrum von Bjerkaas & Riedel (1979) verwendet. Es ist eine modifizierte und korrigierte Version des Pierson - Stacy Modells (1973). Dieses wurde aus einer großen Anzahl unterschiedlich gewonnener Daten als Komposition von Teilspektren abgeleitet und gehörte in den siebziger Jahren zu den Standardmodellen. Ein Fehler in dem Pierson - Stacy - Modell führte jedoch zu deutlich überhöhten Werten im Neigungsspektrum. Hieraus berechnete Neigungsvarianzen waren um den Faktor zwei größer als Gemessene (Bjerkaas und Riedel 1979).

Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß sehr viele experimentell bestimmte Wellenspektren *Frequenzspektren* sind. Demgegenüber existieren nur sehr wenige direkt gemessene *Wellenzahlenspektren*. Letztere werden zumeist indirekt mittels stereophotographischer Verfahren gewonnen, wobei ein Zusammenhang zwischen den Graustufen des Bildes und den Wellenneigungen hergestellt wird (Banner et al. 1989).

Die Herleitung eines Wellenzahlenspektrums aus einem Frequenzspektrum erfolgt mittels einer geeigneten Dispersionsrelation. Diese Methode hat jedoch den Nachteil, daß die Transformation im Übergangsbereich der Schwere- zu den Kapillarwellen nicht eindeutig ist. Damit werden Ungenauigkeiten in das abgeleitete Wellenzahlenspektrum eingebracht.

Das Seegangmodell von Bjerkaas & Riedel beschreibt den richtungsunabhängigen Anteil der Spektraldichte des vollentwickelten Seegangs. Dieser wird infolge des turbulenten vertikalen Impulstransportes über die Schubspannung angeregt. Das Wachstum der Wellenamplituden und ihre Spektraldichte ist somit eine Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Die Formulierung in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit zeichnet das Modell von Bjerkaas & Riedel gegenüber anderen Seegangmodellen aus.

Ihr Modell setzt sich aus vier Teilspektren zusammen, die sich wie folgt aufteilen:

$$S(K, u_*) = \begin{cases} S_1(K, u_*) & : 0 < K < K_1 & \text{PIERSON - MOSKOWITZ Bereich} \\ S_2(K, u_*) & : K_1 < K < K_2 & \text{KITAIGORODSKI Bereich} \\ S_3(K, u_*) & : K_2 < K < K_\nu & \text{MITSUYASU - HONDA Bereich} \\ S_4(K, u_*) & : K_\nu < K < \infty & \text{COX viskoser Kapillarwellenbereich} \end{cases}$$

Ein weiterer Vorteil dieses Wellenspektrums gegenüber anderen in der Literatur vorgestellten Spektren ist seine Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und seiner Formulierung als Wellenzahlenspektrum zugleich. Damit besitzt es zwei bei der Fernerkundung bedeutsame Variablen als Eingangsgrößen und bietet sich zur Ableitung fernerkundungsspezifischer Rauigkeitsparameter besonders an.

Darüberhinaus zeichnet es sich gegenüber anderen Ableitungen durch seine konsistente Gültigkeit für den gesamten Spektralbereich der hydrodynamischen Wellen aus.

Die Übergangswellenzahlen  $K_i$  variieren mit der Änderung der Rauigkeit und sind somit Funktionen der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ .

Ihre Werte und die analytischen Formulierungen der Teilspektren  $S_i$  sind im *Anhang A* aufgeführt.

Die Winkelabhängigkeit der Oberflächenwellen relativ zur Windrichtung wird über die Funktion  $F(K, \Phi)$  in Gl.(10) berücksichtigt. Diese kann als Reihe dargestellt werden (Guissard et al. 1986)

$$F(K, \Phi) = \frac{1}{2\pi} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(K) \cos(2n\Phi) \right) \quad (11)$$

Die Reihe wird in der Praxis üblicherweise nach dem 1. Glied abgebrochen und  $a_1$  zur Vereinfachung als unabhängig von der Wellenzahl angenommen.

Damit wird Gl.(11) zu

$$F(\Phi) = \frac{1}{2\pi} (1 + a_1 \cos 2\Phi) \quad (12)$$

Hierin ist  $a_1$  eine Konstante, in die die Anisotropie der Wellen eingeht. Sie berechnet sich aus

$$a_1 = \frac{2(1 - \sigma_R)}{1 + \sigma_R} \quad (13)$$

mit

$$\sigma_R = \frac{\sigma_{quer}^2}{\sigma_{gegen}^2} \quad (14)$$

Dabei sind  $\sigma_{quer}^2$  und  $\sigma_{gegen}^2$  die Neigungsvarianzen der Wellen quer zur und gegen die Windrichtung nach Cox & Munk (1954) (Ulaby et al. 1986).

Vergleiche bezüglich der Bestimmung des Rauigkeitsparameter  $\zeta$  in Abhängigkeit von  $a_1$  haben für den Fall der *Kapillarwellen* gezeigt, daß eine vernachlässigbar geringe Richtungsabhängigkeit existiert. Für diesen Spektralbereich wurde daher  $a_1 = 0.1$  nach Cox & Munk (1954) angenommen.

Damit steht ein zweidimensionales Spektrum zur Verfügung, aus dem die erforderlichen statistischen Größen bestimmt werden können.

### 4.3 Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit

Der Antrieb des Seegangmodells von Bjerkaas & Riedel erfolgt über die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Unter Verwendung einer parametrisierten Beschreibung des Impulsflusses kann diese aus der Windgeschwindigkeit  $U$  und dem empirischen Reibungskoeffizienten  $C_D$  (drag-coefficient) bestimmt werden

$$u_*^2 = C_D U^2 \quad (15)$$

Sowohl der Reibungskoeffizient als auch die Windgeschwindigkeit variieren mit der Höhe. Die Berücksichtigung der Stabilitätsabhängigkeit in  $C_D$  erfolgt nach einem Ansatz von Large & Pond (1981). Danach läßt es sich berechnen nach

$$C_D = C_{DN} \left( 1 + \sqrt{C_{DN}} \kappa^{-1} [\ln(Z/10) - \psi(Z/L)] \right)^{-2} \quad (16)$$

mit

$C_{DN}$  = Reibungskoeffizient (drag-coefficient) bei neutraler Schichtung

$\kappa$  = Von Karman Konstante = 0.41

$Z$  = Meßhöhe

$\psi$  = Integrierte Stabilitätsfunktion des Stabilitätsparameters  $Z/L$

$L$  = OBUKHOV - Länge (Stabilitätslänge)

Üblicherweise werden alle Meßgrößen auf die Referenzhöhe  $h = 10$  m bezogen. Der Reibungskoeffizient bei neutraler Schichtung  $C_{DN}$  ist von der Windgeschwindigkeit abhängig und wird experimentell bestimmt. Eine große Anzahl von Koeffizienten sind inzwischen veröffentlicht worden. Sie unterscheiden sich in den Bestimmungsmethoden sowie den meteorologischen und ozeanographischen Bedingungen, die bei den Messungen geherrscht haben. Dabei spielt das Wellenalter eine nicht zu vernachlässigende Rolle.

Reibungskoeffizienten, die über tiefem Wasser des offenen Ozeans abgeleitet wurden, sind 10 % - 15 % niedriger, als solche über dem Küstenschelf (Anderson und Smith 1991). Dies findet sich z.B. in den Messungen während HEXOS (Humidity EXchange Over the Sea) vor der holländischen Küste bestätigt (Smith et al. 1992).

Vor dem Hintergrund der Anwendung von REFMOD für die Ableitung von Parametern des offenen Ozeans, werden Parametrisierungen für den Reibungskoeffizienten aus Messungen von Smith (1980, 1988) verwendet .

$$\text{für } U < 6 \text{ m/s : } C_{D10} \times 10^3 = 1.0 \quad (17)$$

SST - T <sub>Luft</sub> [°C]	U <sub>10</sub> m/s				
	2	5	10	15	20
-5	4.7	15.2	34.2	58.3	85.7
-3	7.6	17.2	35.4	59.3	86.6
0	11.1	18.1	36.3	60.2	87.5
3	11.8	18.7	37.0	61.0	88.4
5	12.2	19.0	37.1	61.5	88.9

Tabelle 4: Typische Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit in cm/s in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und der Stabilität der bodennahen Grenzschicht.

$$\text{für } 6 \text{ m/s} < U < 22 \text{ m/s} : \quad C_{D10} \times 10^3 = 0.61 + 0.063 U_{10} \quad (18)$$

$$\text{für } U > 22 \text{ m/s} : \quad C_{D10} \times 10^3 = 0.073 U_{10} \quad (19)$$

Die Messungen von Smith (1980) erfolgten mit der Kreuzkorrelationsmethode über ein breites Spektrum an Windgeschwindigkeiten von 6 m/s - 22 m/s. Der Meßort lag über relativ tiefem Wasser im Nordwestatlantik, wodurch die Verhältnisse des offeneren Ozeans repräsentiert waren. Der Seegang wurde als im Gleichgewicht mit der vorherrschenden Windgeschwindigkeit beschrieben.

Für sehr hohe Windgeschwindigkeiten kann eine Parametrisierung von Kondo (1975) (Gl.(19)) verwendet werden, die auf mehreren Experimenten unter Sturmbedingungen basiert.

Für die Bestimmung der integrierten Stabilitätsfunktion  $\psi$  und  $Z/L$  geben Large & Pond (1981) Formulierungen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, der Lufttemperatur in der Höhe der Windmessung und der Wassertemperatur. Die relative Feuchte in 10 Metern wird mit  $RH = 75 \%$ , die Sättigungsfeuchte über Salzwasser mit  $98 \%$  angenommen. Kann die Stabilität nicht berücksichtigt werden, weil die Temperaturdifferenz  $SST - T_{Luft}$  nicht bekannt ist, kann dies zu einem Fehler in  $C_D$  von bis zu  $20 \%$  führen (Large und Pond 1981).

Typische Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Stabilität und Windgeschwindigkeit sind in Tab.(4) aufgeführt.

#### 4.4 'Cutoff' - Wellenzahl

In Abb.(5) ist schematisch dargestellt, daß die beiden Skalenbereiche, ausgedrückt über unterschiedliche Wellenzahlenbereiche im Spektrum, durch die 'Cutoff' - Wellenzahl  $K_c$  voneinander getrennt werden. Ihre Lage innerhalb des Spektrums ist mit der Rauigkeit variabel, die durch die Abtastfrequenz definiert wird. Sie ist somit eine Funktion der Schubspannung und der Frequenz.

Es gilt im folgenden ein Kriterium zu finden, durch das dieser funktionale Zusammenhang hergestellt wird. Die beiden statistischen Rauigkeitsparameter  $\sigma^2$  und  $\zeta$  gehen in zwei unterschiedliche Modelle zur Berechnung der Streukoeffizienten der 1. und der 2. Rauigkeitsskala ein. Es sind dies für die

1. Skala: das Modell der Tangentenebenenapproximation

2. Skala: eine Approximation des Modells des kleinen Störungsansatzes.

Bezüglich ihrer Anwendbarkeit auf eine windaufgeraute Wasseroberfläche unterliegen diese Modelle einer begrenzten Gültigkeit, die hier als Kriterium verwendet werden soll.

## 1. Skala:

Das Modell der Tangentenebenenapproximation, im folgenden Facettenmodell genannt, setzt die Krümmungen der Oberflächenwellen als so gering voraus, daß sich diese durch angelegte Tangentialflächen ('Facetten') darstellen lassen. Die Facetten müssen hierbei so groß sein, daß jedes auftreffende Photon spiegelnd reflektiert werden kann und keine Brechungs- oder Beugungseffekte auftreten. Damit ist die Größe der spiegelnden Flächen von der abtastenden elektromagnetischen Wellenlänge  $\lambda_{em}$  abhängig. Je kürzer die Wellenlänge  $\lambda_{em}$ , desto kleiner dürfen die Facetten, desto größer darf die Krümmung der Oberfläche sein.

Das Facettenmodell ist demnach gültig, wenn der Krümmungsradius der hydrodynamischen Welle  $\rho_F$  größer ist als die abtastende Wellenlänge  $\lambda_{em}$  (Ulaby et al. 1982):

$$\rho_F > \lambda_{em} \quad (20)$$

Der Krümmungsradius läßt sich über die Standardabweichung der Oberflächenneigung  $\sigma$  und die Korrelationslänge  $L_F$  bestimmen (Guissard et al. 1986):

$$\rho_F = \frac{\sqrt{2} L_F}{2.76 \sigma} \quad (21)$$

Mit (21) in (20) und  $k_{em} = 2\pi/\lambda_{em}$  ergibt sich

$$\sigma < \frac{\sqrt{2} k_{em}}{2\pi \cdot 2.76} L_F \quad (22)$$

$\sigma$  und  $L_F$  werden aus dem Wellenspektrum bestimmt.

Letztere wird aus der Korrelationsfunktion  $R$  gewonnen, die wiederum aus der Integration über den Wellenzahlenraum  $K < K_c$  berechnet wird:

$$R(r) = \frac{\pi}{2} \int_0^{K_c} \int_{-\pi}^{\pi} W(K, \Phi) J_0(rK) K dK d\Phi \quad (23)$$

mit  $J_0(rK)$  als der Bessel - Funktion Nullter Ordnung.

Durch Normierung mit  $R(r=0)$  wird die Autokorrelationsfunktion erhalten. Der Abstand  $r$ , bei dem die Autokorrelationsfunktion auf  $e^{-1}$  abgefallen ist, liefert die gesuchte Korrelationslänge  $L_F$ .

Die Varianz der Oberflächenneigungen  $\sigma^2$  wird mit Gl.(7) berechnet. Durch die integrale Ableitung handelt es sich bei den so gewonnenen Werten um mittlere Größen. Abb.(6) zeigt die Beiträge der beiden Terme in Gl.(22) für unterschiedliche Schubspannungsgeschwindigkeiten und Frequenzen in Abhängigkeit von der Wellenzahl. Die Standardabweichung  $\sigma$  nimmt sowohl mit der Wellenzahl als auch mit der Schubspannungsgeschwindigkeit zu. Sie strebt ab Wellenzahlen  $K > 14 \text{ cm}^{-1}$  einem Sättigungswert entgegen. Die Korrelationslänge hingegen nimmt mit zunehmender Wellenzahl (Rauhigkeit) rasch ab. Die gezeigte Kurve für  $Korl$  (---) bezieht sich auf einen mittleren Wert für die Korrelationslänge, da sich diese strenggenommen mit der Schubspannungsgeschwindigkeit ändert. Für den gesuchten Zusammenhang zwischen  $\rho_F$  und  $\lambda_{em}$  hat die Berücksichtigung der Abhängigkeit von  $Korl$  in  $u_*$  eine nur untergeordnete Bedeutung, da diese relativ gering ausfällt und die Kurven über den Großteil der

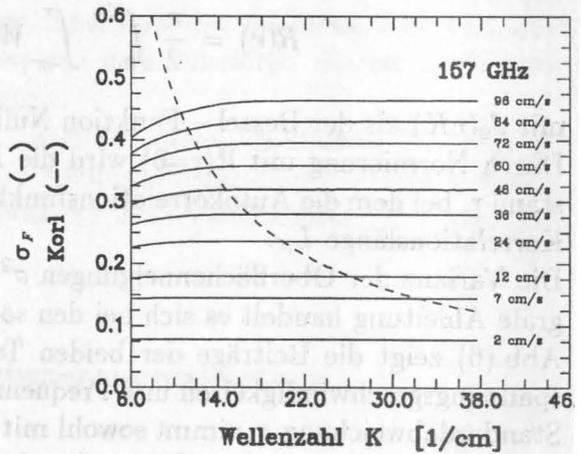
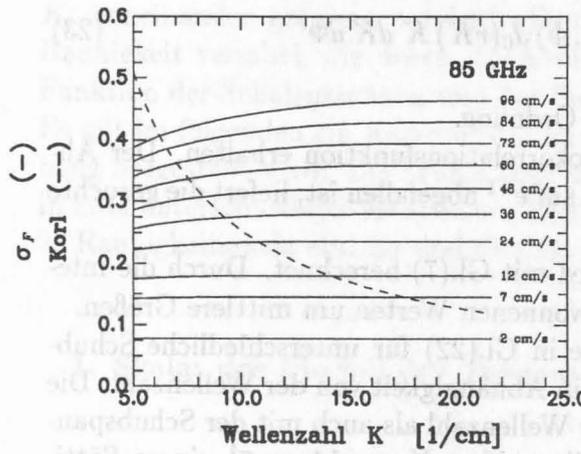
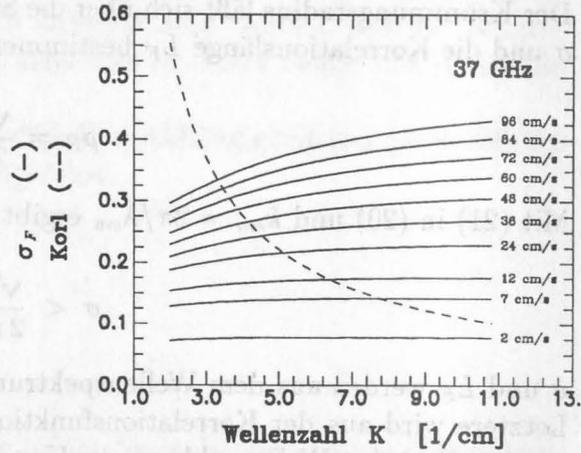
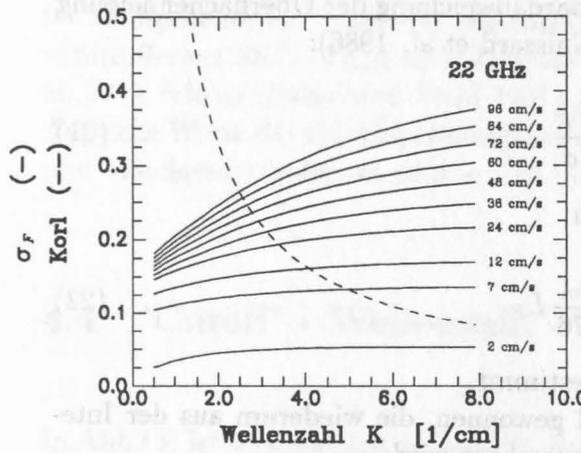
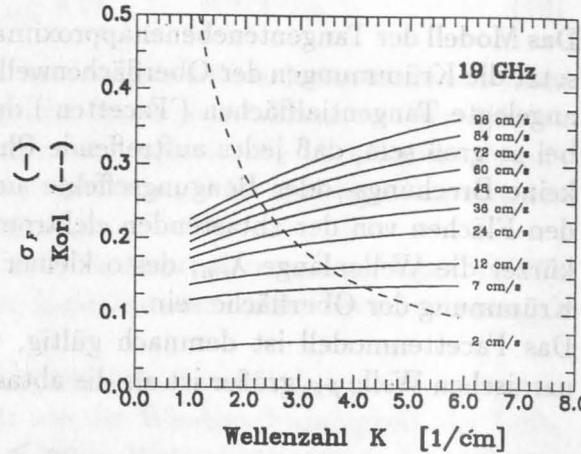
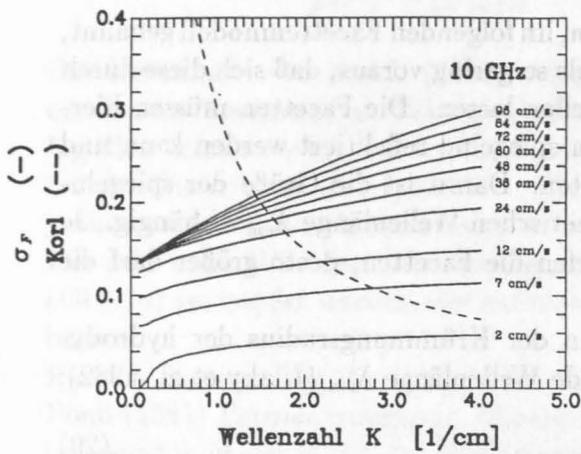


Abbildung 6: Gültigkeitsbereich des Facettenmodells für verschiedene Frequenzen.  $Korl$  entspricht dem rechten Term in Gl.(22) und stellt einen mittleren Wert bezüglich seiner Abhängigkeit in der Schubspannungsgeschwindigkeit dar.  $\sigma$  ist die Standardabweichung der Oberflächenneigungen. Die Wellenzahl  $K$  ist die obere Integrationsgrenze bei der Berechnung von  $\sigma$  mit Gl.(7) und  $L_F$  mit Gl.(23).

Schubspannungsgeschwindigkeiten einander senkrecht schneiden. Das führt zu einer nur geringen Änderung in der gesuchten Wellenzahl  $K$ . Der Bedingung nach Gl.(22) folgend, ist die Gültigkeit des Facettenmodells gewährleistet, wenn es auf Wellen mit Wellenzahlen links der Schnittpunkte der Kurven angewendet wird. Bei sehr geringen Schubspannungsgeschwindigkeiten ist die Rauigkeit und damit die Krümmung der Oberfläche so gering, daß das Facettenmodell auch bei niedrigen abtastenden Frequenzen für hohe Wellenzahlen angewendet werden darf.

Für die Schnittpunkte wird für jede Frequenz ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Wellenzahl und der Schubspannungsgeschwindigkeit abgeleitet

$$K_{c_1} = f(u_*, \nu) \quad (24)$$

Hierbei ist  $K_{c_1}$  die 'Cutoff' - Wellenzahl, die verwendet werden muß, wenn nur von der Gültigkeit des Facettenmodells für die 1. Skala ausgegangen wird.

## 2. Skala:

Ebenso wie für die 1.Skala kann eine 'Cutoff' - Wellenzahl für die 2.Skala festgelegt werden. Das Kriterium hierfür muß die Gültigkeit des Modells des kleinen Störungsansatzes gewährleisten. Der Annahme dieses Modells liegt zu Grunde, daß die als spiegelnd angenommenen Facetten von kleinskaligen Rauigkeiten überlagert sind, die als Störung des spiegelnden Prozesses aufgefaßt werden können. Dies ist der Fall, wenn die Wellenlänge der abtastenden Frequenz groß gegenüber der kleinskaligen Rauigkeit ist (Rice 1951). Wird statt der Wellenlänge die Wellenzahl herangezogen, dann muß für das Produkt aus elektromagnetischer Wellenzahl und der Standardabweichung der kleinskaligen Amplituden gelten (Wentz 1975; Guissard und Sobieski 1987).

$$k_{em} \zeta \ll 1 \quad (25)$$

Ulaby et. al. (1982) konkretisieren die Bedingung für den kleinen Störungsansatz dahingehend, daß die Standardabweichung kleiner als fünf Prozent der abtastenden elektromagnetischen Wellenlänge sein muß, d. h.

$$k_{em} \zeta < 0.3 \quad (26)$$

Es muß aber betont werden, daß es keine exakte Gültigkeitsbedingung für die Störungsmethode gibt (Ulaby et al. 1986), somit Gl.(26) als oberer Grenzwert zu verstehen ist und hier als solcher verwendet wird.

Abb.(7) zeigt für verschiedene abtastende Frequenzen das Produkt ihrer elektromagnetischen Wellenzahl  $k_{em}$  mit der Standardabweichung der Amplituden der hydrodynamischen Wellen  $\zeta$  gegen deren Wellenzahl  $K$  bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten. Das Verhalten stellt sich als exponentielle Abnahme in  $k_{em} \zeta$  mit der Wellenzahl  $K$  dar. Von besonderer Bedeutung sind hier die Schnittpunkte der Kurven mit der Geraden bei  $k \zeta = 0.3$ . Diese verschieben sich mit zunehmender Schubspannungsgeschwindigkeit (Amplitude) zu höheren Wellenzahlen. Diese Verschiebung tritt ebenfalls mit ansteigender Frequenz auf, verursacht durch das wachsende  $k_{em}$ . Jedoch ist die Verlagerung nichtlinear, da der Beitrag der Amplituden von Wellen hoher

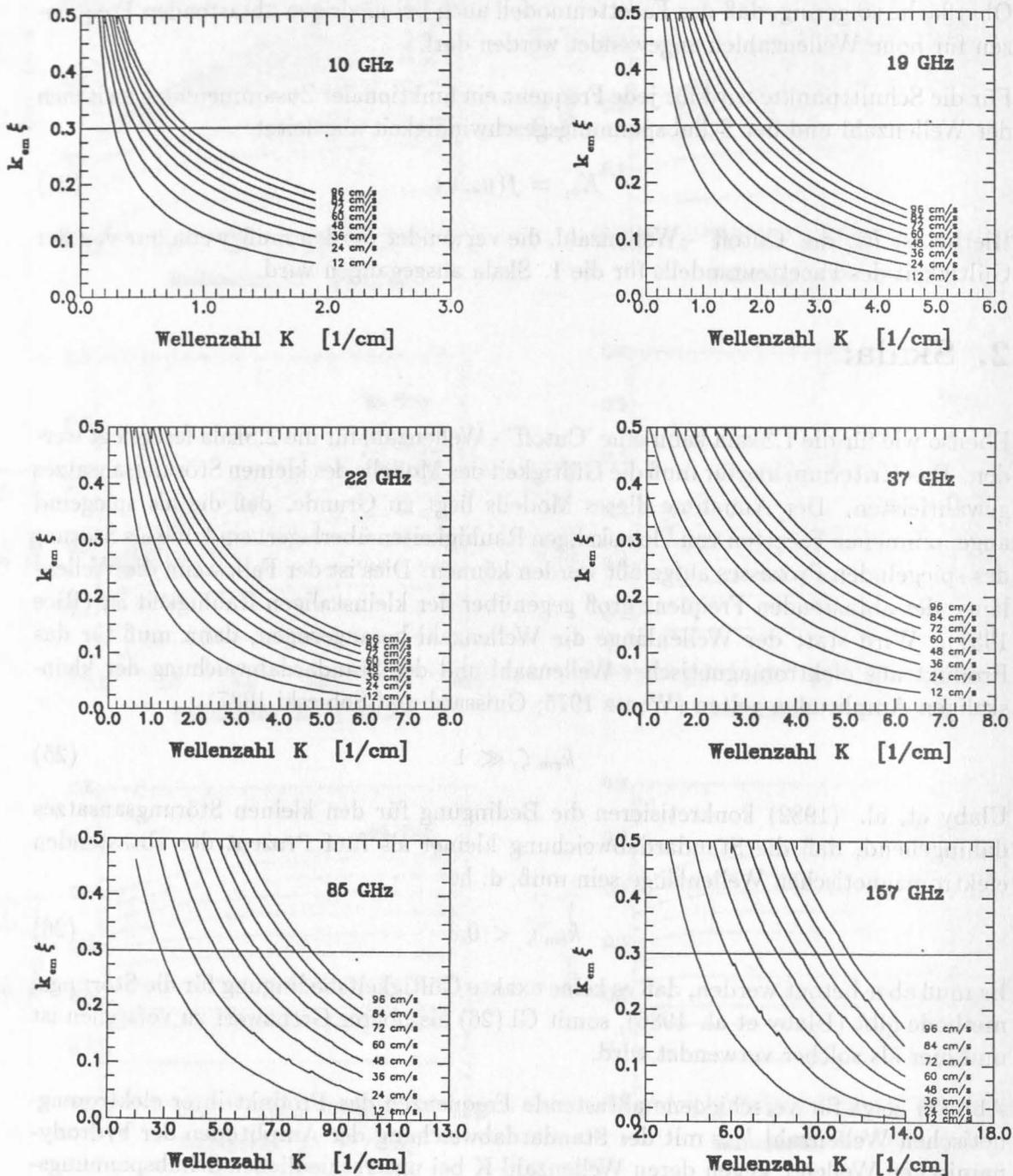


Abbildung 7: Gültigkeitsparameter des kleinen Störungsansatzes bei unterschiedlichen Frequenzen und Schubspannungsgeschwindigkeiten als Funktion der Wellenzahl. Diese stellt die untere Integrationsgrenze bei der Bestimmung von  $\zeta$  mit Gl.(9) dar. Nähere Erläuterungen s.Text.

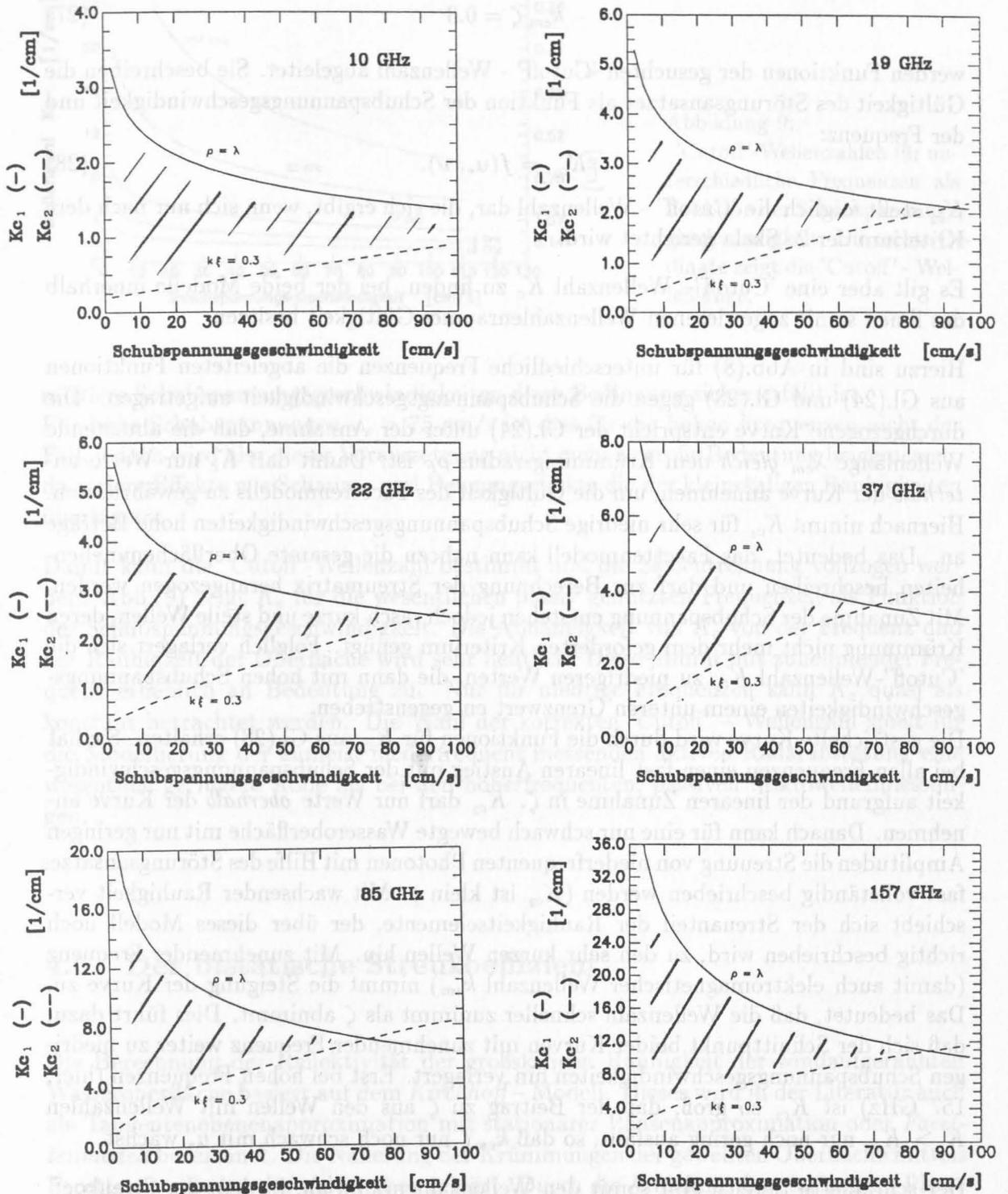


Abbildung 8: Grenzen der Gültigkeit des Facettenmodells (—) und des Modells des kleinen Störungsansatzes (---) in Form der Funktionen aus Gl.(24) und Gl.(28). Nähere Erläuterungen s.Text.

Wellenzahl zu  $\zeta$  rasch abnimmt.

Für die Wellenzahlen  $K$  bei denen gerade gilt

$$k_{em} \zeta = 0.3 \quad (27)$$

werden Funktionen der gesuchten 'Cutoff' - Wellenzahl abgeleitet. Sie beschreiben die Gültigkeit des Störungsansatzes als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit und der Frequenz:

$$K_{c_2} = f(u_*, \nu). \quad (28)$$

$K_{c_2}$  stellt folglich die 'Cutoff' - Wellenzahl dar, die sich ergibt, wenn sich nur nach dem Kriterium der 2. Skala gerichtet wird.

Es gilt aber eine 'Cutoff' - Wellenzahl  $K_c$  zu finden, bei der beide Modelle innerhalb des ihnen somit zugewiesenen Wellenzahlenraumes Gültigkeit besitzen.

Hierzu sind in Abb.(8) für unterschiedliche Frequenzen die abgeleiteten Funktionen aus Gl.(24) und Gl.(28) gegen die Schubspannungsgeschwindigkeit aufgetragen. Die durchgezogene Kurve entspricht der Gl.(24) unter der Annahme, daß die abtastende Wellenlänge  $\lambda_{em}$  gleich dem Krümmungsradius  $\rho_F$  ist. Damit darf  $K_c$  nur Werte *unterhalb* der Kurve annehmen, um die Gültigkeit des Facettenmodells zu gewährleisten. Hiernach nimmt  $K_{c_1}$  für sehr niedrige Schubspannungsgeschwindigkeiten hohe Beträge an. Das bedeutet, das Facettenmodell kann nahezu die gesamte Oberflächenunebenheiten beschreiben und darf zur Berechnung der Streumatrix herangezogen werden. Mit Zunahme der Schubspannung entstehen jedoch rasch kurze und steile Wellen, deren Krümmung nicht mehr dem geforderten Kriterium genügt. Folglich verlagert sich die 'Cutoff'-Wellenzahl  $K_{c_1}$  zu niedrigeren Werten, die dann mit hohen Schubspannungsgeschwindigkeiten einem unteren Grenzwert entgegenstreben.

Die gestrichelte Kurve wird durch die Funktionen für  $K_{c_2}$  aus Gl.(28) erhalten. Sie hat bei allen Frequenzen einen fast linearen Anstieg mit der Schubspannungsgeschwindigkeit aufgrund der linearen Zunahme in  $\zeta$ .  $K_{c_2}$  darf nur Werte *oberhalb* der Kurve annehmen. Danach kann für eine nur schwach bewegte Wasseroberfläche mit nur geringen Amplituden die Streuung von niederfrequenten Photonen mit Hilfe des Störungsansatzes fast vollständig beschrieben werden ( $K_{c_2}$  ist klein). Mit wachsender Rauigkeit verschiebt sich der Streuanteil der Rauigkeitselemente, der über dieses Modell noch richtig beschrieben wird, zu den sehr kurzen Wellen hin. Mit zunehmender Frequenz (damit auch elektromagnetischer Wellenzahl  $k_{em}$ ) nimmt die Steigung der Kurve zu. Das bedeutet, daß die Wellenzahl schneller zunimmt als  $\zeta$  abnimmt. Dies führt dazu, daß sich der Schnittpunkt beider Kurven mit zunehmender Frequenz weiter zu niedrigen Schubspannungsgeschwindigkeiten hin verlagert. Erst bei hohen Frequenzen (hier: 157 GHz) ist  $K_{c_2}$  so groß, daß der Beitrag zu  $\zeta$  aus den Wellen mit Wellenzahlen  $K > K_{c_2}$  nur noch gering ausfällt, so daß  $k_{em}\zeta$  nur noch schwach mit  $u_*$  wächst.

Der schraffierte Bereich gibt somit den Wellenzahlenraum an, in dem der Streukoeffizient nach den hier gemachten Ansätzen aus beiden Modellen bestimmt werden darf.

Es muß nun noch die Entscheidung für eine vernünftige Wahl der 'Cutoff' - Wellenzahl gefällt werden. Hierbei sei noch einmal daran erinnert, daß die allgemeine Bedingung für den Störungsansatz  $k_{em}\zeta \ll 1$  lautet. Aus diesem Grunde wurde sich in dieser Arbeit an Gl.(24) (durchgezogene Kurve) orientiert, womit zumindest für niedrige und

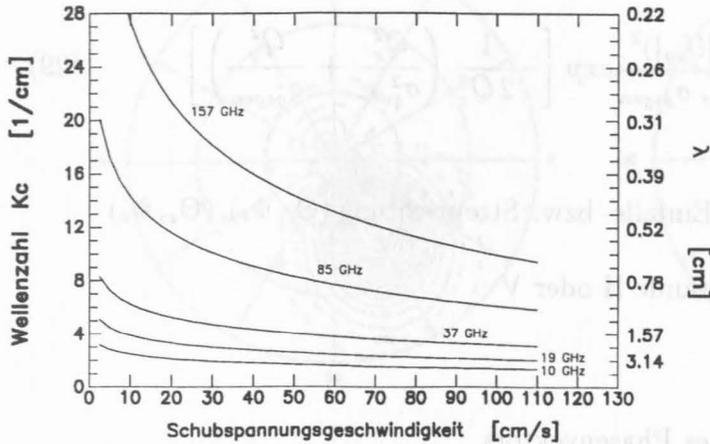


Abbildung 9:  
'Cutoff'-Wellenzahlen für unterschiedliche Frequenzen als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die rechte Ordinate zeigt die 'Cutoff'-Wellenlänge.

mittlere Schubspannungsgeschwindigkeiten diese Bedingung sicher erfüllt ist. Für hohe Schubspannungen  $u_* > 75$  cm/s ist dies für die hohen Frequenzen nicht der Fall, jedoch wird hier dieser Voraussetzung nicht mehr so große Bedeutung beigemessen, da andere Effekte wie Schaum- und Beugungseffekte die der kleinskaligen Rauigkeiten überlagern.

Damit kann die 'Cutoff'-Wellenzahl bestimmt und die Skalentrennung vollzogen werden. Abb.(9) zeigt  $K_c$  für die wesentlichen passiv genutzten Frequenzen als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die Abhängigkeit von  $K_c$  von der Frequenz und der Rauigkeit der Oberfläche wird sehr deutlich. Diese nimmt mit zunehmender Frequenz erheblich an Bedeutung zu. Nur für niedrige Frequenzen kann  $K_c$  quasi als konstant betrachtet werden. Die Wahl der korrekten 'Cutoff' - Wellenzahl spielt für die Modellierung der zumeist niederfrequent messenden aktiven Radarabtastung eine wesentlich geringere Rolle als bei den höherfrequenten, passiven Mikrowellenmessungen.

#### 4.5 Der bistatische Streukoeffizient

Die Berechnung der Reflektivität der großskaligen Rauigkeit der windaufgerauhten Wasseroberfläche basiert auf dem Kirchhoff-Modell. Dieses wird in der Literatur auch als Tangentenebenenapproximation mit stationärer Phasenapproximation oder Facettenmodell bezeichnet. Die Näherung der Krümmungen der gewellten Oberfläche mittels Facetten wurde bereits weiter oben erklärt. Durch die Annahme der stationären Phase ist gewährleistet, daß es zu jedem einfallenden Photon auf der Oberfläche einen Punkt gibt, an dem dieses gespiegelt wird. Die winkelabhängige Reflexion in jedem Punkt wird durch den bistatischen Streukoeffizienten  $\gamma_{pq}^0$  beschrieben. Dieser beschreibt den Teil der p-polarisierten und aus  $(\Theta_i, \Phi_i)$  kommenden Strahlung, der nach  $(\Theta_s, \Phi_s)$  mit der Polarisation q gestreut wird (Simmer 1994). In REFMOD wird die Formulierung

von Ulaby et al. (1986) verwendet:

$$\gamma_{pq}^0(\Omega_i, \Omega_s) = \frac{(k_{em} Q |U_{pq}|)^2}{2 Q_z^4 \sigma_{quer} \sigma_{gegen}} \exp \left[ -\frac{1}{2 Q_z^2} \left( \frac{Q_x^2}{\sigma_{quer}^2} + \frac{Q_y^2}{\sigma_{gegen}^2} \right) \right] \quad (29)$$

mit

$\Omega_i, \Omega_s$  = Raumwinkel in Einfalls- bzw. Streurichtung  $(\Theta_i, \Phi_i), (\Theta_s, \Phi_s)$

$p, q$  = Polarisationszustände H oder V

$Q$  = Phasenvektor

$Q_x, Q_y, Q_z$  = Komponenten des Phasenvektors

$U_{p,q}$  = gestreutes elektrisches Feld für den Polarisationsübergang  $p \rightarrow q$

$\sigma_{gegen}, \sigma_{quer}$  = Standardabweichungen der Neigungen der Oberfläche gegen und quer zur Windrichtung

Eine vollständige Aufstellung der beschreibenden Größen zur Berechnung des bistatischen Streukoeffizienten befindet sich in *Anhang B*.

Abb.(10) zeigt das Streuverhalten einer mit  $u_* = 40 \text{ cm/s}$  angetriebenen Wasseroberfläche. Dargestellt sind die vier möglichen Polarisationszustände, die der bistatische Streukoeffizient annehmen kann. Die Rechnung gilt für 19.35 GHz, der Reflexionswinkel ist  $\Theta_s = 30^\circ$  mit  $\Phi_s = 240^\circ$ . Der erste Buchstabe bezeichnet den Polarisationszustand der einfallenden Strahlung, der zweite den des gestreuten Feldes. Das Streumuster fällt für die beiden Symmetripolarisationen ähnlich aus, mit einem ausgeprägten Maximum in Vorwärtsrichtung, daß dem der spiegelnden Reflexion entspricht. Wie bei dieser nimmt  $\gamma_{HH}^0$  etwas höhere Werte an als  $\gamma_{VV}^0$ . In den Kreuzpolarisationen sind die Koeffizienten vom Betrag her sehr viel kleiner, sie verschwinden aber nicht wie bei der spiegelnden Reflexion. Stattdessen haben sie zwei um ca.  $45^\circ$  zur spiegelnden Streurichtung versetzte Maxima. Im Nadir hingegen sind sie nicht mehr definiert.

Wird die Oberfläche immer rauher, so weicht das Streumuster rasch von dem der spiegelnden Reflexion ab. In Abb.(11) sind die Streukoeffizienten  $\gamma_{VV}^0$  für einen Streuwinkel von  $\Theta_s = 53^\circ$  (Blickwinkel des SSM/I) und  $\Phi_s = 315^\circ$  bei einer Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_* = 15 \text{ cm/s}, 40 \text{ cm/s}, 70 \text{ cm/s}$  und  $100 \text{ cm/s}$  dargestellt. Mit zunehmender Rauigkeit nimmt der Betrag des Koeffizienten im Reflexionspunkt schnell ab, zugleich findet eine Ausweitung auf andere Winkelbereiche statt. Entsprechend dem Winkelverhalten der Fresnel'schen - Reflexionskoeffizienten nimmt der Streukoeffizient für die horizontale Polarisation bei diesem Streuwinkel höhere Werte an (Abb.(12)). Man beachte das Verhalten des Streukoeffizienten bei  $u_* = 15 \text{ cm/s}$ . Dieser nimmt hohe Werte im Winkel der spiegelnden Reflexion ( $\Theta_i = \Theta_s$ ) an. Zu anderen Winkeln hin fällt sein Wert innerhalb weniger Winkelgrade um zwei Größenordnungen. Da die Oberfläche nur geringfügig uneben ist, kommt das Streumuster dem einer Deltafunktion nahe. Auf hiermit verbundene Probleme bei der Integration wird im nächsten Kapitel eingegangen.

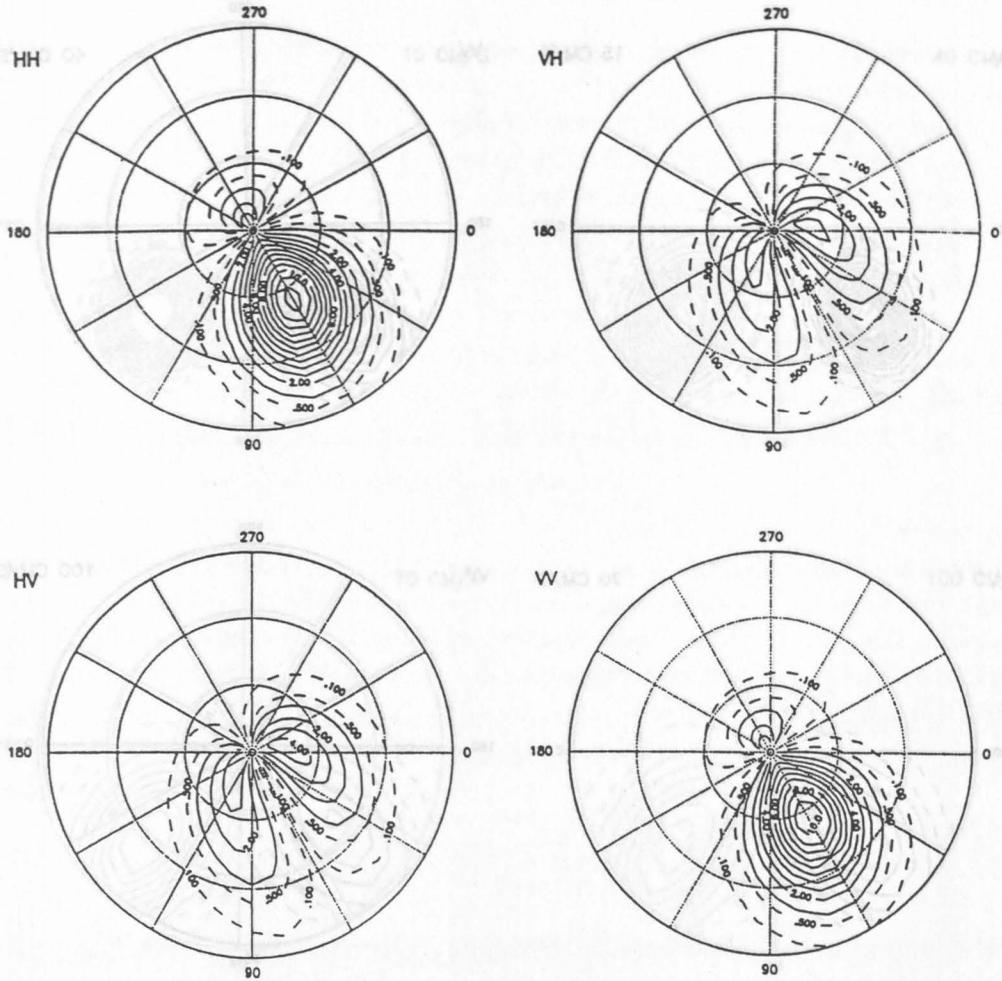


Abbildung 10: Bistatischer Streukoeffizient der vier Polarisationszustände als Funktion des Einfallswinkels  $\Theta_i, \Phi_i$  für 19.35 GHz bei einer Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_* = 40$  cm/s, SST = 291 K, S = 35 ‰ und einem Streuwinkel  $\Theta_s = 30^\circ, \Phi_s = 240^\circ$ .

Für den bistatischen Streukoeffizienten gilt die Reziprozitätsbedingung,

$$\gamma^0(\Theta_s, \Theta_i) \cos(\Theta_i) = \gamma^0(\Theta_i, \Theta_s) \cos(\Theta_s) \quad (30)$$

wodurch die Richtung des Streuprozesses umgekehrt werden darf.

Damit kann die Reflektivität für jeden Winkel  $\Theta_i$  aus dem Integral über alle in den oberen Halbraum in Richtung  $\Theta_s, \Phi_s$  gestreuten Photonen berechnet werden

$$\Gamma_P(\Theta_i) = \frac{1}{4\pi \cos(\Theta_i)} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \gamma_P^0(\Theta_i, \Theta_s, \phi, \phi_s) \sin(\Theta_s) d\Theta_s d\phi_s \quad (31)$$

mit

$$\gamma_P^0(\Theta_i, \Theta_s, \phi, \phi_s) = \gamma_{vv}^0(\Theta_i, \Theta_s, \phi, \phi_s) + \gamma_{hv}^0(\Theta_i, \Theta_s, \phi, \phi_s) \quad \text{für } \Gamma_V \quad (32)$$

und

$$\gamma_H^0(\Theta_i, \Theta_s, \phi, \phi_s) = \gamma_{hh}^0(\Theta_i, \Theta_s, \phi, \phi_s) + \gamma_{vh}^0(\Theta_i, \Theta_s, \phi, \phi_s) \quad \text{für } \Gamma_H \quad (33)$$

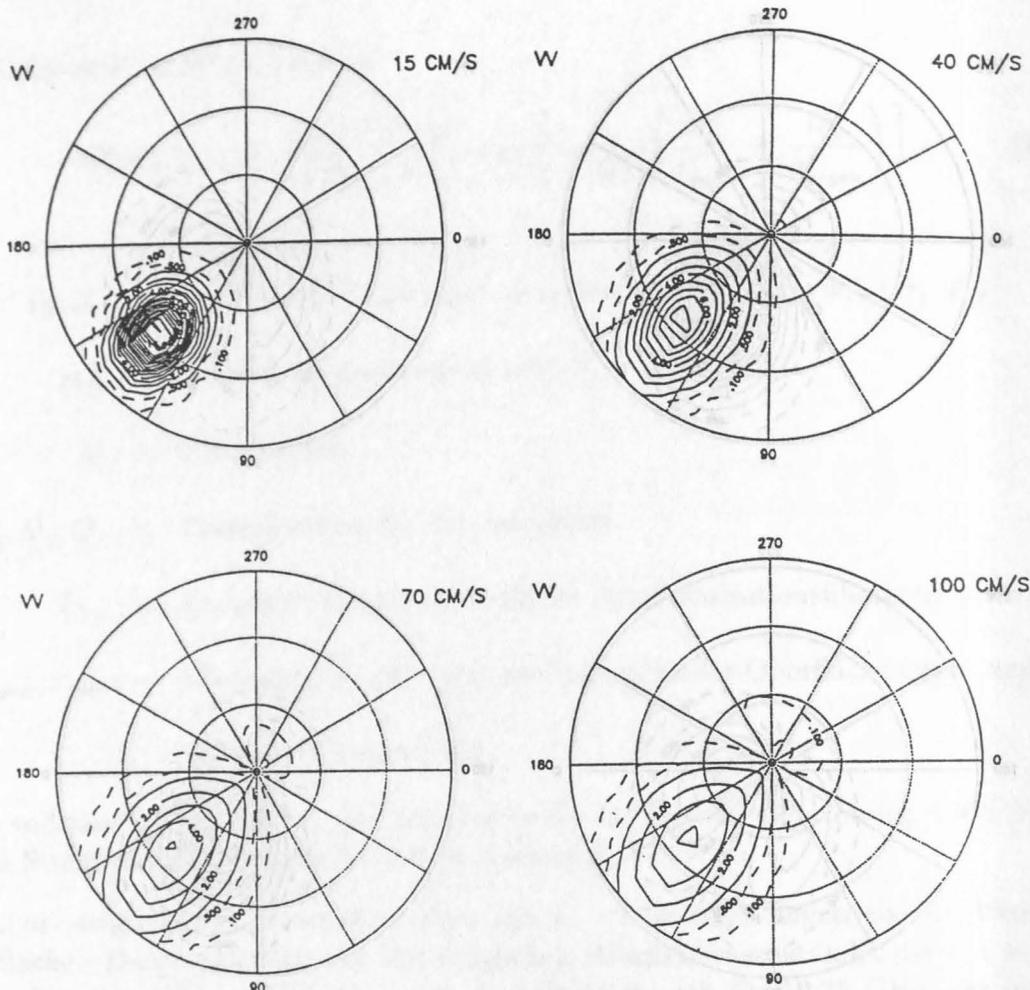


Abbildung 11: Bistatischer Streukoeffizient der vertikalen Polarisation als Funktion des Einfallswinkels für 19.35 GHz bei einer Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  von: a) 15 cm/s b) 40 cm/s c) 70 cm/s d) 100 cm/s. Der Streuwinkel ist  $\Theta_s = 53^\circ$ ,  $\Phi_s = 315^\circ$ , SST = 291 K, S = 35 ‰.

Aus Vereinfachungsgründen wird die azimutale Integration über die azimutal gemittelten Streukoeffizienten ausgeführt. Hierzu werden die Streukoeffizienten des relativen Azimutwinkels  $\Phi_R = \Phi_i - \Phi_s$  (s. Abb.(4)) berechnet, über alle Winkel gemittelt und dann integriert. Somit ist die Anisotropie der bewegten Wasseroberfläche nur implizit über die Neigungsvarianzen enthalten. Untersuchungen der Richtungsabhängigkeit gemessener Emissivitäten von Wentz (1992) haben gezeigt, daß diese für Blickrichtungen auf die Wellen gegen und mit dem Wind als auch quer zum Wind unterschiedliche Werte annehmen. Eine solche Berücksichtigung in der Modellierung würde die Strahlungstransportrechnung sehr umfangreich machen, da die Streumatrix sowohl der Berechnung der Emissivität, als auch der Bestimmung der Reflexion der abwärtsgerichteten atmosphärischen Strahlung dient.

Aus Gl.(29) ist zu entnehmen, daß der Beitrag einer jeden Facette zum bistatischen Streukoeffizienten durch eine Verteilungsfunktion gewichtet wird. Cox & Munk (1954) zeigten, daß diese als Gaußfunktion angenommen werden darf. Jüngere Lasermes-

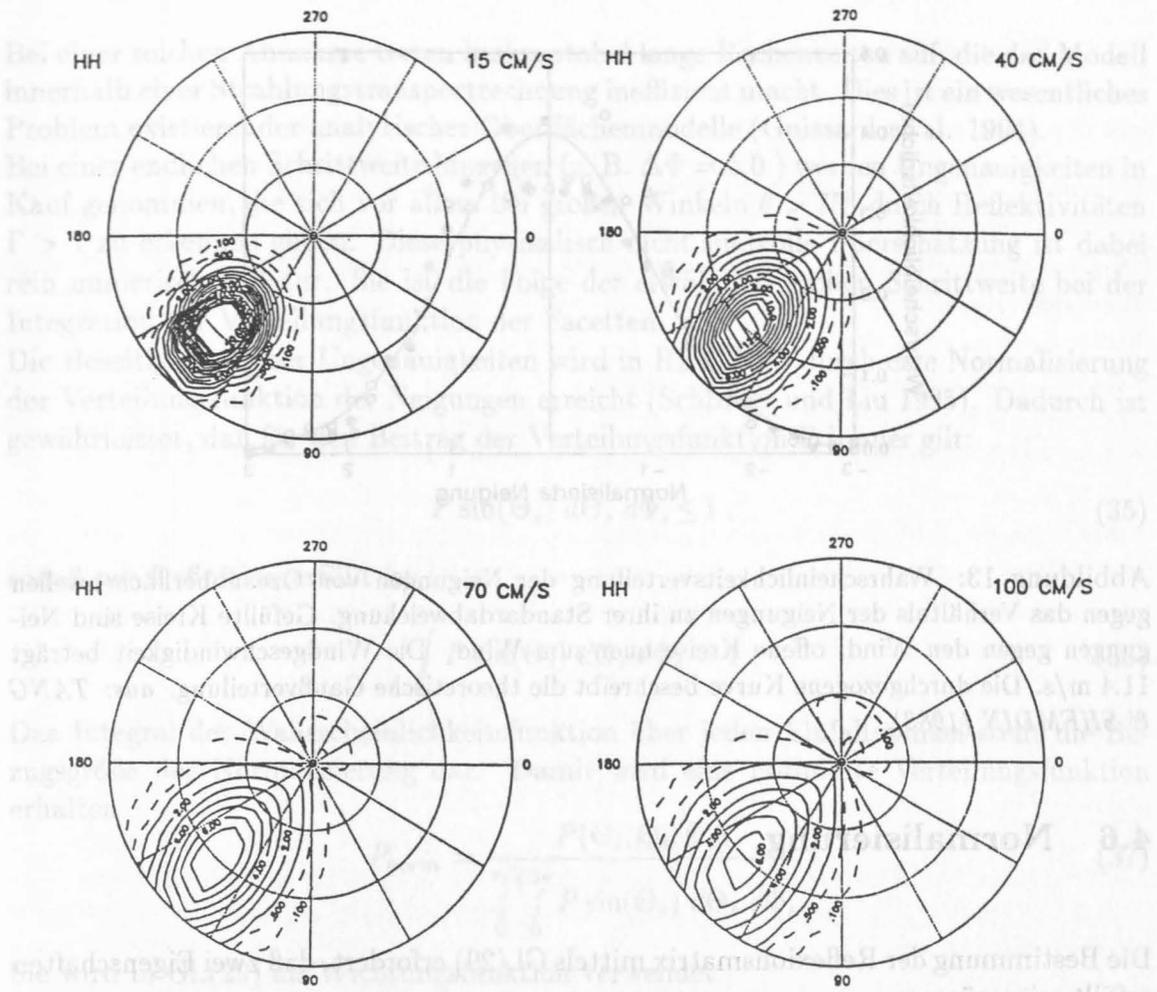


Abbildung 12: Bistatischer Streukoeffizient der *horizontalen Polarisation* als Funktion des Einfallswinkels für 19.35 GHz und *horizontaler Polarisation* bei einem  $u_*$  von a) 15 cm/s b) 40 cm/s c) 70 cm/s d) 100 cm/s. Der Streuwinkel ist  $\Theta_s = 53^\circ$ ,  $\Phi_s = 315^\circ$ , SST = 291 K, S = 35 ‰.

sungen der Oberflächengeometrie von Seegangswellen von Tang & Shemdin (1983) bestätigen dies. Abb.(13) zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von Neigungen der Ozeanoberfläche gegen und quer zur Windrichtung, bei denen Wellen bis zu 100 Hz ( Kapillarwellen ) aufgelöst wurden (Tang und Shemdin 1983). Die theoretische Gaußverteilung wird von den Meßwerten sowohl gegen als auch quer zum Wind recht gut getroffen. Die Wahrscheinlichkeitsdichte ist gegen das Verhältnis der Neigungen zu ihrer Standardabweichung aufgetragen. Da die Standardabweichungen quer zum Wind geringer ausfallen als gegen, trifft dies auch für die Neigungskomponenten zu. Tang & Shemdin geben an, daß 95 % der Wellen Neigungen kleiner als 21.2 Grad aufweisen.



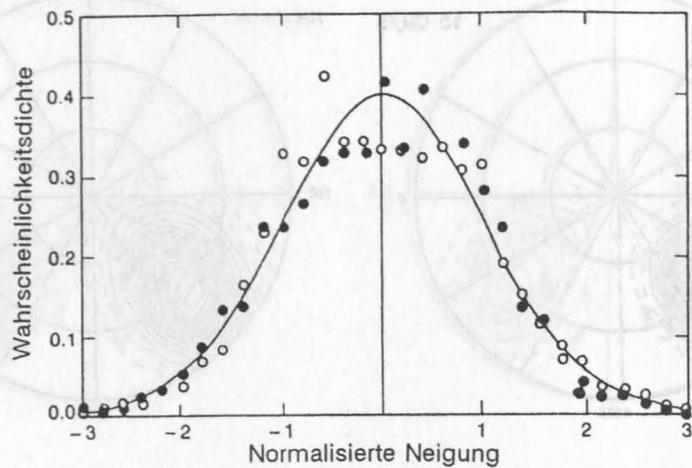


Abbildung 13: Wahrscheinlichkeitsverteilung der Neigungen von Ozeanoberflächenwellen gegen das Verhältnis der Neigungen zu ihrer Standardabweichung. Gefüllte Kreise sind Neigungen gegen den Wind, offene Kreise quer zum Wind. Die Windgeschwindigkeit beträgt 11.4 m/s. Die durchgezogene Kurve beschreibt die theoretische Gaußverteilung. aus: TANG & SHEMDIN (1983).

#### 4.6 Normalisierung

Die Bestimmung der Reflexionsmatrix mittels Gl.(29) erfordert, daß zwei Eigenschaften erfüllt sein müssen:

1. Reziprozität
2. Symmetrie der Streumatrix.

Sodann kann die Berechnung der Reflektivität für einen Blickwinkel durch die Integration über alle bistatischen Streukoeffizienten erfolgen, die einen Beitrag zu diesem Winkel leisten. Diese existieren über den gesamten Halbraum, da aus allen azimutalen und zenitalen Richtungen Photonen unterschiedlicher Energie einfallen und berücksichtigt werden müssen.

Aus Abb.(12) wird deutlich, wie der Grad der Rauigkeit das Streumuster kontrolliert. Bis auf den Zustand einer sehr rauhen, quasi diffus streuenden Oberfläche, besitzt dieses ein deutliches Maximum im Zentrum ( $\Theta_i = \Theta_s$ ). Das Rückstreuverhalten nähert sich mit abnehmender Rauigkeit dem einer Deltafunktion. Ihre exakte Integration über die zenitalen und azimutalen Einfallswinkel  $\Theta$  und  $\Phi$  erfordert eine infinitesimal kleine Schrittweite

$$\begin{aligned} \Delta\Theta &\longrightarrow 0 \\ \Delta\Phi &\longrightarrow 0 \end{aligned} \tag{34}$$

Bei einer solchen Annahme treten inakzeptabel lange Rechenzeiten auf, die das Modell innerhalb einer Strahlungstransportrechnung ineffizient macht. Dies ist ein wesentliches Problem existierender analytischer Oberflächenmodelle (Guissard et al. 1994).

Bei einer endlichen Schrittweite hingegen (z. B.  $\Delta\Phi = 5.0$ ) werden Ungenauigkeiten in Kauf genommen, die sich vor allem bei großen Winkeln  $\theta > 75^\circ$  durch Reflektivitäten  $\Gamma > 1$  zu erkennen geben. Diese physikalisch nicht sinnvolle Überschätzung ist dabei rein numerischer Natur. Sie ist die Folge der erwähnten groben Schrittweite bei der Integration der Verteilungsfunktion der Facetten.

Die Beseitigung dieser Ungenauigkeiten wird in REFMOD durch eine Normalisierung der Verteilungsfunktion der Neigungen erreicht (Schrader und Liu 1995). Dadurch ist gewährleistet, daß für den Beitrag der Verteilungsfunktion P immer gilt:

$$P \sin(\Theta_s) d\Theta_s d\Phi_s \leq 1, \quad (35)$$

sodaß per Definition erfüllt ist :

$$\int P \sin(\Theta_s) d\Theta_s d\Phi_s = 1. \quad (36)$$

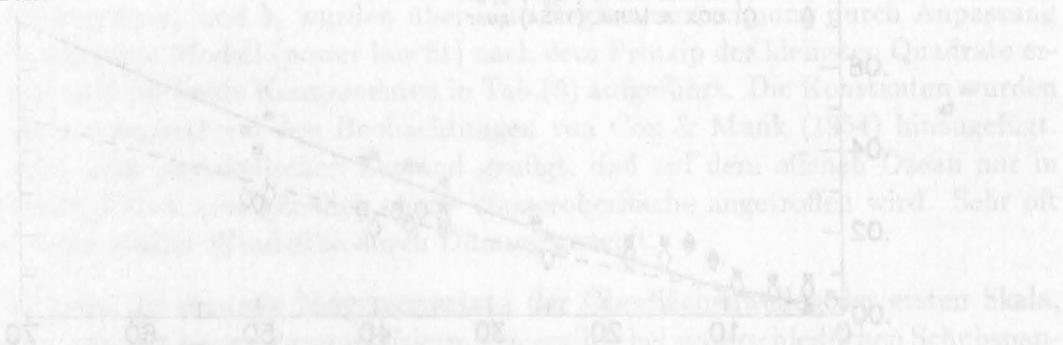
Das Integral der Wahrscheinlichkeitsfunktion über jeden Einfallswinkel stellt die Bezugsgröße der Normalisierung dar. Damit wird eine normierte Verteilungsfunktion erhalten

$$P_{norm} = \frac{P(\Theta_i, \Theta_s, \Phi_s)}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} P \sin(\Theta_s) d\Theta_s d\Phi_s} \quad (37)$$

Sie wird in Gl.(29) als Wichtungsfunktion verwendet.

Hierdurch kann die azimutale Auflösung des Modells auf 100 Winkel reduziert werden. Für die zenitale Auflösung genügt eine Schrittweite von  $\Delta\Theta = 3.75^\circ$ . Dies entspricht einer Anzahl von 24 Winkeln, die aus der Wichtungsfunktion einer Gauß-Lobato Verteilung berechnet werden.

Durch die Normalisierung gelingt es gegenüber der alten Version des Facettenmodells mit einer entsprechend hohen Winkelauflösung, die Rechenzeit um einen Faktor 8 zu verkürzen.



## 5 Die erste Skala

In diesem Kapitel wird auf den Beitrag der ersten Skala eingegangen, der mit dem Facettenmodell bestimmt wird. Seine Berechnung erfolgt über den bistatischen Streukoeffizienten in Gl.(29) unter Verwendung der Fresnel'schen Koeffizienten, die die Reflexion einer jeden Facette beschreiben.

### 5.1 Die Varianz der Neigungen der Oberflächenwellen

Die einzige Kopplung der Streumatrix aus der 1. Skala zum antreibenden Windfeld wird durch die Varianz der Neigungen der Oberflächenwellen in Gl.(29) dargestellt. Durch die Verwendung ihrer windrichtungsabhängigen Komponenten  $\sigma_{\text{gegen}}^2$  und  $\sigma_{\text{quer}}^2$ , wird die anisotrope Neigungsverteilung der Facetten berücksichtigt.

In der Literatur wird für deren windabhängige Beschreibung häufig auf die Parametrisierungen von Cox & Munk (1954) zurückgegriffen. Diese wurden durch Auswertungen von Fotografien des an der Wasseroberfläche reflektierten Sonnenlichtes abgeleitet. Sie erhielten Werte der Neigungsvarianzen der Wellen gegen und quer zum Wind in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit. Aufgrund der Auflösung des verwendeten Linsensystems ließen sich die Neigungen von Wellen bis zu einer Wellenzahl  $K = 2.5 \text{ cm}^{-1}$  erfassen (Wu 1990).

Ihre Varianzen werden mit berechneten aus dem Spektrum von Bjerkaas & Riedel

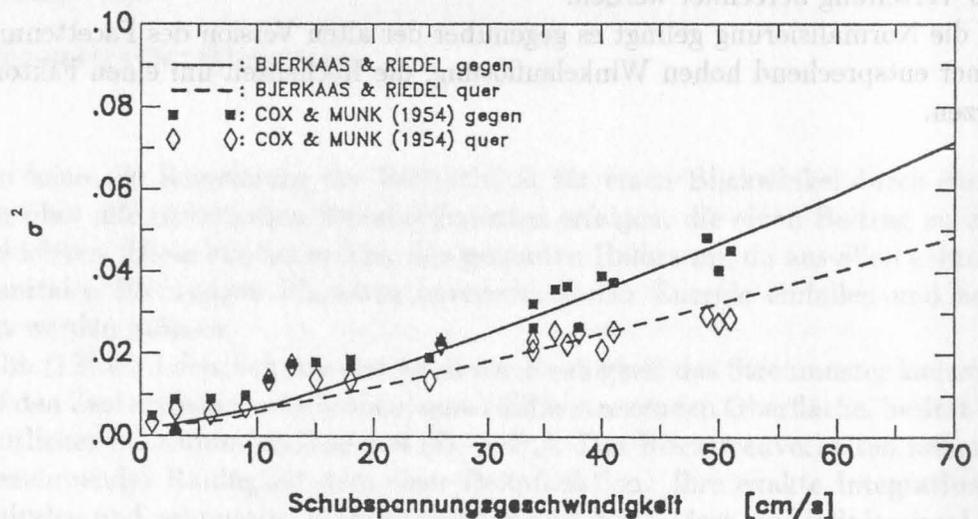


Abbildung 14: Varianzen der Wellenneigungen gegen und quer zur Windrichtung aus Messungen von Cox & Munk (1954) sowie dem Seegangmodell von Bjerkaas & Riedel (1979) nach Gl.(7) für denselben Wellenspektralbereich.

(1979) verglichen. Für den Wellenzahlenbereich der Messungen stellt sich das Ergebnis für beide Komponenten entsprechend Abb.(14) dar. Bei geringen Schubspannungsgeschwindigkeiten sind die aus dem Modell abgeleiteten Neigungsvarianzen niedriger als die gemessenen. Im Bereich  $20 \text{ cm/s} < u_* < 50 \text{ cm/s}$  liegt eine recht gute Übereinstimmung vor.

Donelan & Pierson (1987) haben ein umfassendes Seegangmodell zur Anwendung in der Zweiskalenmodellierung für die Scatterometrie hergeleitet. Aus der Integration ihres Modells über alle Wellen bis zu einer Wellenlänge von  $\lambda = 30 \text{ cm}$  bestimmen sie Parametrisierungen für die beiden Komponenten der Neigungsvarianzen, die von der Windgeschwindigkeit abhängig sind. Über einen Ergänzungsfaktor wird eine Erweiterung bis zur 'Cutoff'-Wellenzahl eingebracht. Hiermit berechnete Varianzen gegen und quer zum Wind wurden von Donelan et al. mit den Messungen von Cox & Munk verglichen. Demnach sind ihre modellierten Neigungsvarianzen um 70 % höher. Dieser Wert deckt sich mit den Überschätzungen, die sich aus dem (fehlerhaften) Modell von Pierson & Stacy (1973) ergeben.

Aus Gl.(7) ist ersichtlich, daß die Neigungsvarianzen eine Funktion der 'Cutoff' - Wellenzahl sind, da diese die obere Integrationsgrenze darstellt. Des weiteren sind sie über das Seegangsspektrum eine Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit. Eine effiziente Einbringung der Varianzen der Oberflächenneigungen in das Oberflächenmodell REFMOD kann nur durch eine Parametrisierung erfolgen, die diese Abhängigkeiten erfaßt. Andernfalls würde die Berechnung der Streukoeffizienten mittels Gl.(29) sehr zeitaufwendig werden. Solche Parametrisierungen existieren in der Literatur, sie gelten aber weder für die hier abgeleitete 'Cutoff' - Wellenzahl noch für das Bjerkaas & Riedel - Spektrum. Es wurden daher im Rahmen dieser Arbeit eigene Parametrisierungen hergeleitet. Da die 'Cutoff' - Wellenzahl von der Frequenz abhängt, sind die neuen Parametrisierungen frequenzabhängig:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{gegen}}^2(u_*, \nu) &= 0.001 + a_\nu u_*^{b_\nu} \\ \sigma_{\text{quer}}^2(u_*, \nu) &= 0.003 + a_\nu u_*^{b_\nu} \end{aligned} \quad (38)$$

Die Koeffizienten  $a_\nu$  und  $b_\nu$  wurden über eine Regressionsrechnung durch Anpassung an ein Exponenten Modell (power law fit) nach dem Prinzip der kleinsten Quadrate erhalten und sind für beide Komponenten in Tab.(5) aufgeführt. Die Konstanten wurden dem Ansatz entsprechend den Beobachtungen von Cox & Munk (1954) hinzugefügt. Damit wird dem physikalischen Zustand genügt, daß auf dem offenen Ozean nur in sehr seltenen Fällen eine gänzlich ebene Wasseroberfläche angetroffen wird. Sehr oft ist diese trotz lokaler Windstille durch Dünung geneigt.

Abb.(15) zeigt die *gesamte* Neigungsvarianz der Oberflächenwellen der ersten Skala, wie sie sich aus den neuen Parametrisierungen ergibt, bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Abtastfrequenz. Die Neigungsvarianz nimmt schnell zu höheren Frequenzen  $\nu$  und Schubspannungsgeschwindigkeiten hin zu. Bei niedrigen bis mittleren Schubspannungsgeschwindigkeiten und für  $\nu > 37 \text{ GHz}$  ändert sie sich nur wenig und *könnte* als konstant angenommen werden. Mit weiter wachsendem Impulsfluß nimmt die Variabilität der Wellenneigungen mit der Frequenz stark zu. Für hohe Schubspannungsgeschwindigkeiten *muß* die Neigungsvarianz für

$\nu$ [GHz]	gegen		quer	
	$a_\nu$	$b_\nu$	$a_\nu$	$b_\nu$
8.36	0.035	0.45	0.023	0.38
10.6	0.040	0.48	0.026	0.41
19.35	0.057	0.57	0.037	0.47
22.23	0.060	0.59	0.040	0.50
37.0	0.075	0.57	0.050	0.62
85.0	0.103	0.80	0.067	0.73
89.0	0.105	0.81	0.068	0.74
157.0	0.122	0.95	0.080	0.88

Tabelle 5: Koeffizienten zur Berechnung der Neigungsvarianzen nach Gl.(38).

jede abtastende Frequenz gesondert bestimmt werden.

Die aus Gl.(38) berechneten Neigungsvarianzen sind in Abb.(16) für die Gegenwindkomponente und in Abb.(17) für die Querwindkomponente als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit dargestellt. Zusätzlich sind Ergebnisse aus anderen Parametrisierungen eingezeichnet.

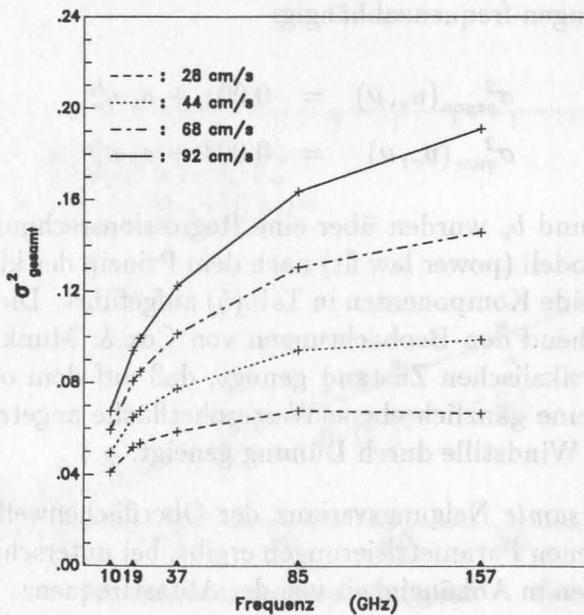


Abbildung 15: Gesamte Neigungsvarianz der Seegangswellen der ersten Skala bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten  $u_*$  in Abhängigkeit von der Beobachtungsfrequenz  $\nu$ .

Hierzu zählen die bereits erwähnten Funktionen von Cox & Munk, die nicht von der Frequenz abhängig sind. Diese spektrale Berücksichtigung versuchte Wilheit (1979) durch eine Modifizierung ihrer Formulierungen zu erreichen, indem die Cox'schen Parametrisierungen durch einen frequenzabhängigen Term ergänzt werden. Dieser bewirkt eine Erniedrigung der Neigungsvarianzen für Frequenzen  $\nu < 35$  GHz. Für höhere Frequenzen sind beide Ansätze identisch, weil Wilheit annahm, daß die Beobachtungen von Cox & Munk die Rauigkeiten bis in den hochfrequenten Wellenspektralbereich (optische Wellen) beschreiben.

Zusätzlich sind die Ergebnisse aus den Parametrisierungen von Donelan & Pierson dargestellt. Bei ihrer Berechnung wurden die für REFMOD abgeleiteten 'Cutoff' - Wellenzahlen verwendet.

Die neuen Parametrisierungen zeigen einen mit der Schubspannungsgeschwindigkeit logarithmischen Verlauf mit relativ hohen Neigungsvarianzen der Wellen bei geringem Windantrieb. Dies wird besonders bei den niedrigen Frequenzen deutlich und ist eine Folge der hohen 'Cutoff' - Wellenzahl bei diesen Schubspannungen. Der Verlauf entspricht qualitativ dem aus den Parametrisierungen von Donelan & Pierson sowie Wilheit, jedoch werden durch ihre Ansätze niedrigere Varianzen erhalten.

Die Verwendung der Formulierung von Cox & Munk führt bei niedrigen Frequenzen zu einer erheblich höheren Variabilität. Ihre Werte decken sich mit den Neigungsvarianzen der neuen Parametrisierung erst bei 19 GHz. Das ist konsistent mit der 'Cutoff' - Wellenzahl, die hier ähnlich der Wellenzahl ist, bis zu der die Meßmethode von Cox & Munk die Wellen aufgelöst hat ( $K = 2.5 \text{ cm}^{-1}$ ).

Die Formulierungen von Wilheit und Donelan & Pierson führen hier zu ähnlichen Werten, jedoch wachsen die Neigungsvarianzen bei letzteren nur langsam mit der Frequenz und liegen um 30 % - 60 % unter denen der neuen Parametrisierung. Die Ursache hierfür dürfte das Abschneiden des Spektrums bei  $\lambda = 30 \text{ cm}$  sein, wodurch die Varianzen der kürzeren Wellen in der Parametrisierung implizit nicht enthalten sind.

Mit zunehmender Frequenz geht der logarithmische Verlauf der neuen Parametrisierung in eine fast lineare Zunahme mit der Schubspannungsgeschwindigkeit über, da nun immer mehr Wellen des gesamten Spektrums in die Berechnung mit einfließen. Insbesondere die sehr kurzen Wellen tragen mit ihrer Steilheit vermehrt zu den Neigungsvarianzen bei. Ihr Beitrag gegenüber dem der Schwerewellen nimmt mit der Schubspannungsgeschwindigkeit zu und überwiegt für  $u_* > 45 \text{ cm/s}$  (Wu 1990).

Für hohe Frequenzen führt die Verwendung des Ansatzes von Cox & Munk und Wilheit zu einer erheblichen Unterschätzung der Rauigkeit der Meeresoberfläche. Die Parametrisierung von Donelan & Pierson bestimmt für niedrige bis mittlere Schubspannungsgeschwindigkeiten gleiche Werte wie die neuen Funktionen. Bei hohen Schubspannungen jedoch fallen ihre Varianzen wiederum sehr viel niedriger aus. Die Ursache dürfte auch hier in der mangelhaften Berücksichtigung der kurzen Wellen liegen, die sehr steil werden können und somit viel zu der Variabilität beitragen (Zhang 1994).

Das Verhalten der Querwindkomponente in der neuen Parametrisierung in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit und der Frequenz ist ähnlich dem der soeben diskutierten Gegenwindkomponente (Abb.(17)). Das Verhältnis von Gegen- zu Querwindkomponente bestimmt sich aus den neuen Parametrisierungen im Mittel zu 1.41. Dies entspricht recht gut dem von Cox & Munk ermittelten Wert von 1.34.

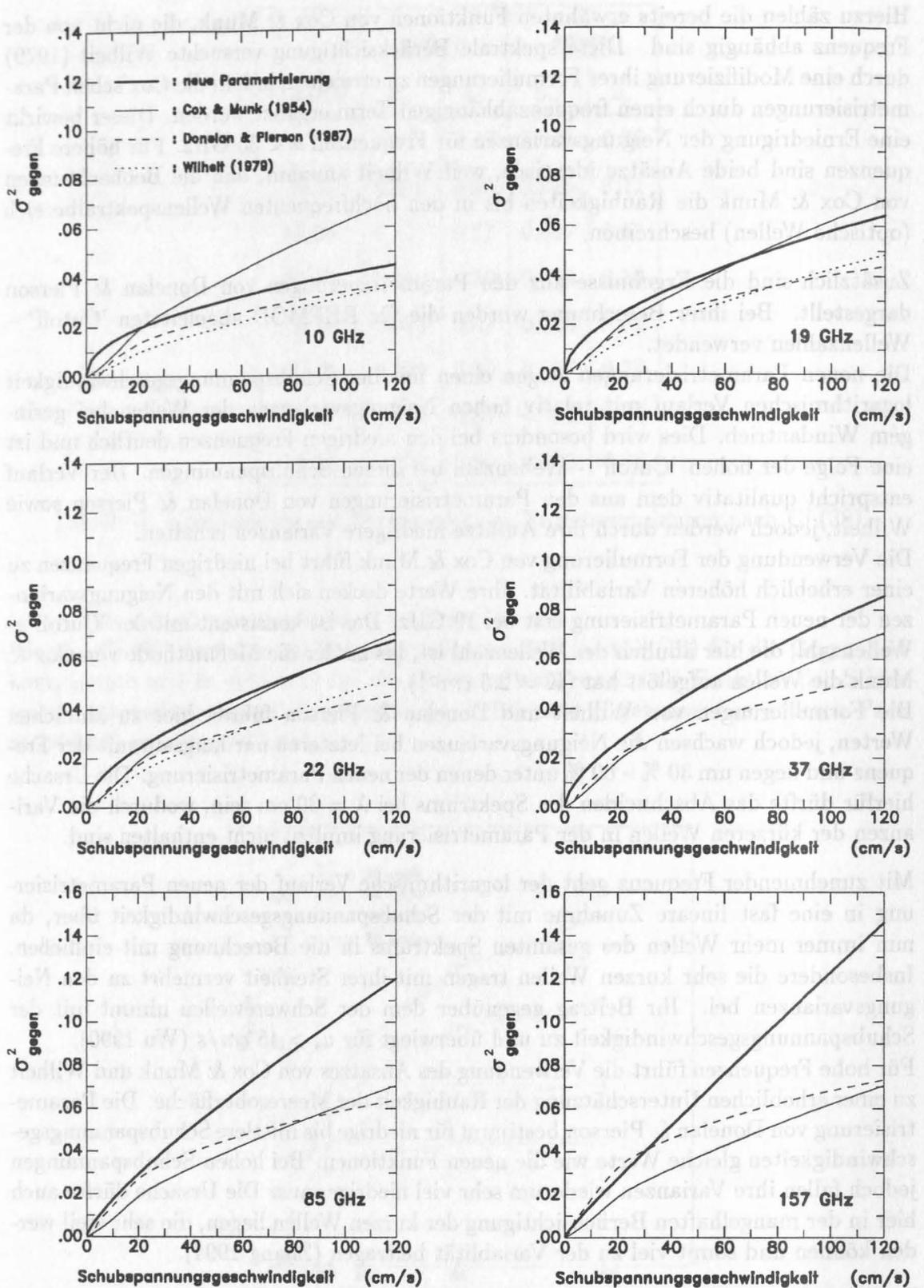


Abbildung 16: Varianzen der Wellenneigungen *längs* zur Windrichtung in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit für unterschiedliche Frequenzen. Die Kurven stellen verschiedene Parametrisierungen dar (s. Text).

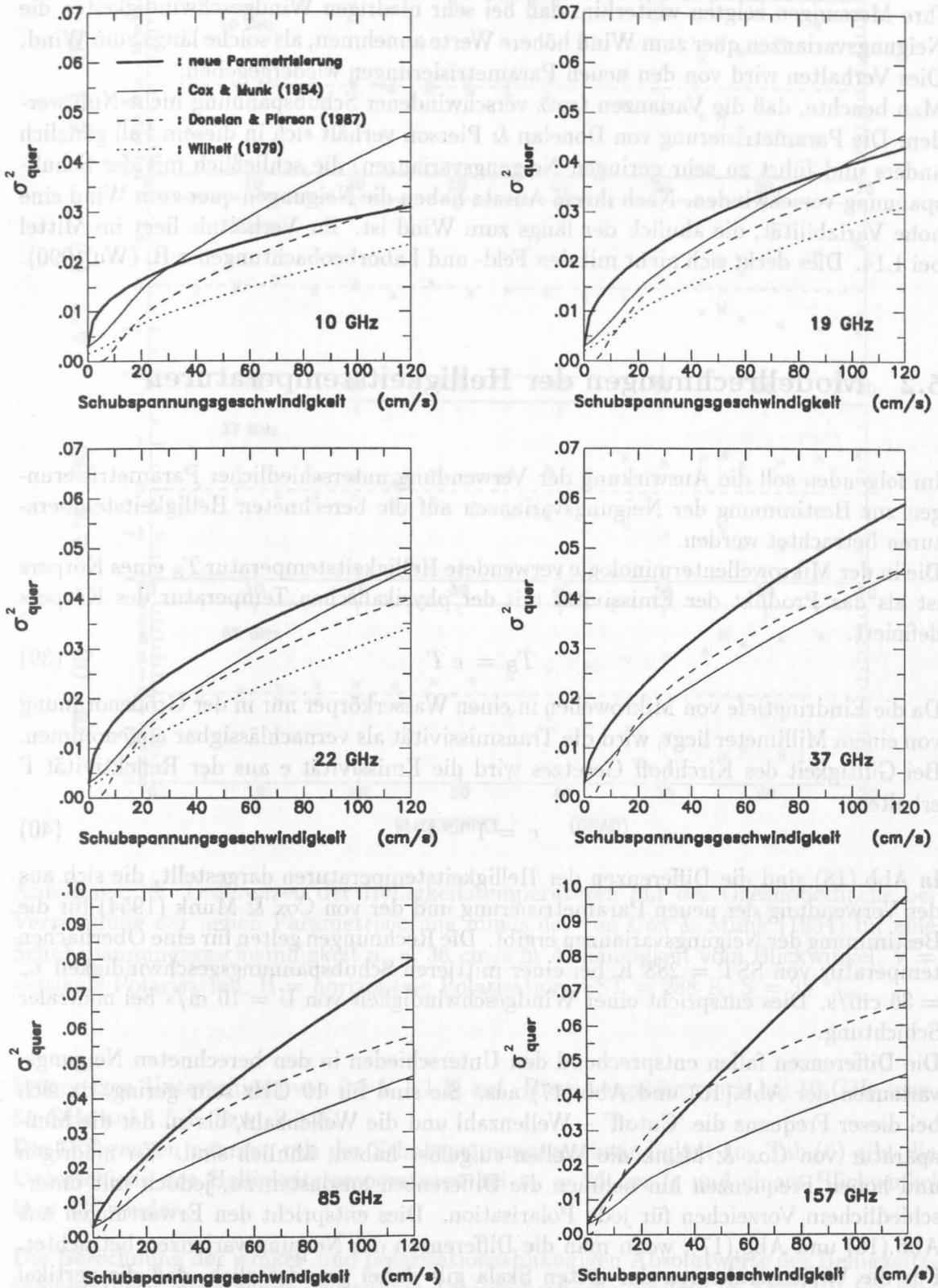


Abbildung 17: Varianzen der Wellenneigungen *quer zur Windrichtung* in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit für unterschiedliche Frequenzen. Man beachte die geänderte Skalierung der Ordinate gegenüber Abb.(16).

Ihre Messungen zeigten weiterhin, daß bei sehr niedrigen Windgeschwindigkeiten die Neigungsvarianzen quer zum Wind höhere Werte annehmen, als solche längs zum Wind. Dies Verhalten wird von den neuen Parametrisierungen wiedergegeben.

Man beachte, daß die Varianzen trotz verschwindender Schubspannung nicht Null werden. Die Parametrisierung von Donelan & Pierson verhält sich in diesem Fall gänzlich anders und führt zu sehr geringen Neigungsvarianzen, die schließlich mit der Schubspannung verschwinden. Nach ihrem Ansatz haben die Neigungen quer zum Wind eine hohe Variabilität, die ähnlich der längs zum Wind ist. Ihr Verhältnis liegt im Mittel bei 1.14. Dies deckt sich nicht mit den Feld- und Laborbeobachtungen z.B. (Wu 1990).

## 5.2 Modellrechnungen der Helligkeitstemperaturen

Im folgenden soll die Auswirkung der Verwendung unterschiedlicher Parametrisierungen zur Bestimmung der Neigungsvarianzen auf die berechneten Helligkeitstemperaturen betrachtet werden.

Die in der Mikrowellenthermologie verwendete Helligkeitstemperatur  $T_B$  eines Körpers ist als das Produkt der Emissivität mit der physikalischen Temperatur des Körpers definiert.

$$T_B = e T \quad (39)$$

Da die Eindringtiefe von Mikrowellen in einen Wasserkörper nur in der Größenordnung von einem Millimeter liegt, wird die Transmissivität als vernachlässigbar angenommen. Bei Gültigkeit des Kirchhoff Gesetzes wird die Emissivität  $e$  aus der Reflektivität  $\Gamma$  erhalten.

$$e = 1 - \Gamma \quad (40)$$

In Abb.(18) sind die Differenzen der Helligkeitstemperaturen dargestellt, die sich aus der Verwendung der neuen Parametrisierung und der von Cox & Munk (1954) für die Bestimmung der Neigungsvarianzen ergibt. Die Rechnungen gelten für eine Oberflächentemperatur von SST = 288 K bei einer mittleren Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_* = 36$  cm/s. Dies entspricht einer Windgeschwindigkeit von  $U = 10$  m/s bei neutraler Schichtung.

Die Differenzen fallen entsprechend den Unterschieden in den berechneten Neigungsvarianzen der Abb.(16) und Abb.(17) aus. Sie sind für 19 GHz sehr gering, da sich bei dieser Frequenz die 'Cutoff' - Wellenzahl und die Wellenzahl, bis zu der die Meßapparatur von Cox & Munk die Wellen aufgelöst haben, ähnlich sind. Zu niedrigen und hohen Frequenzen hin nehmen die Differenzen ansonsten zu, jedoch mit unterschiedlichem Vorzeichen für jede Polarisation. Dies entspricht den Erwartungen aus Abb.(16) und Abb.(17), wenn man die Differenzen der Neigungsvarianzen betrachtet. Für die Wellenstrukturen der ersten Skala gilt dabei grundsätzlich, daß die vertikal polarisierte Helligkeitstemperatur mit der Rauigkeit abnimmt, während die horizontal polarisierte Strahlungstemperatur zunimmt. Unabhängig von der Frequenz sind die Unterschiede bei kleinen Blickwinkeln vernachlässigbar gering und nehmen erst ab mittlere Winkel bedeutsam zu.

Bei einem Abtastwinkel  $\Theta = 53^\circ$  (Blickwinkel des SSM/I) treten bei den mittleren

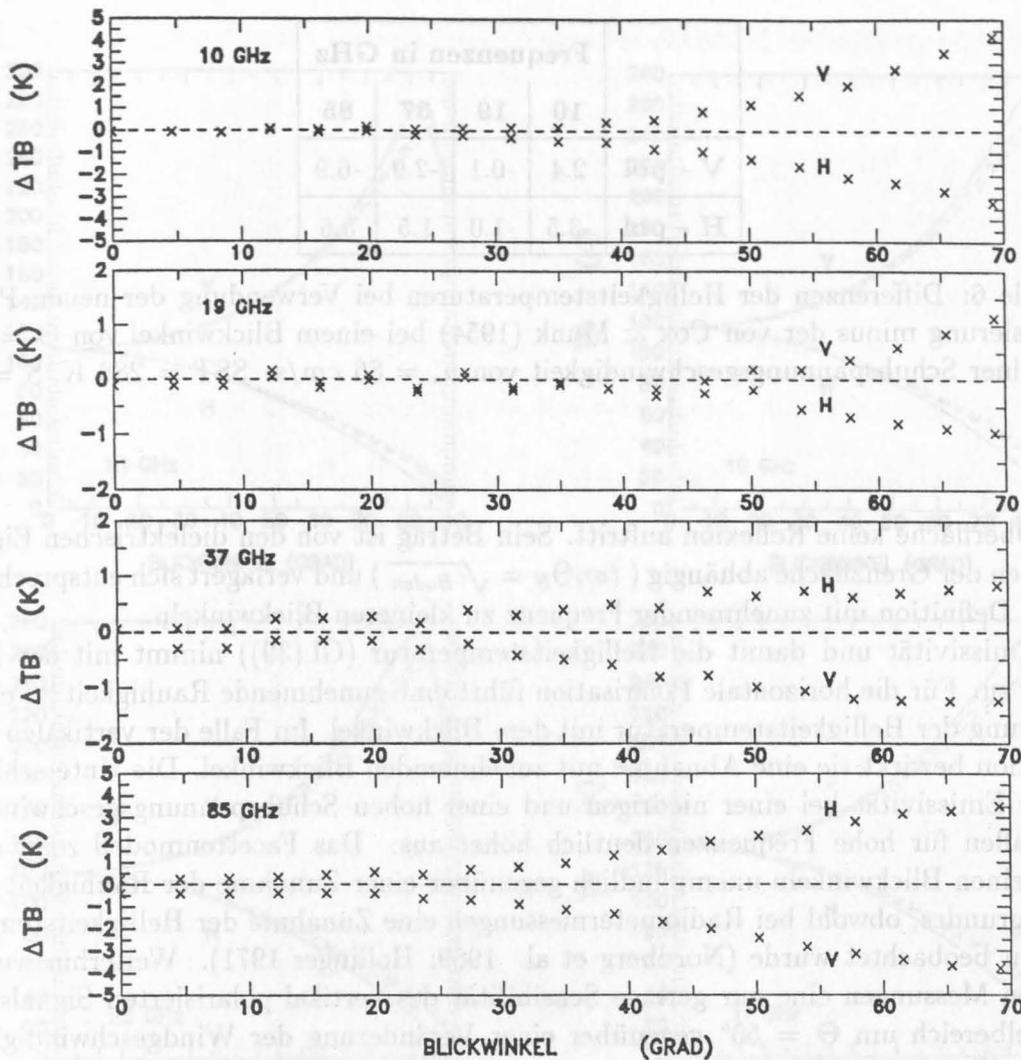


Abbildung 18: Differenzen der Helligkeitstemperaturen nur der Ozeanoberfläche bei Verwendung der neuen Parametrisierung minus der von Cox & Munk (1954) für eine Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_* = 36 \text{ cm/s}$  in Abhängigkeit vom Blickwinkel. V = vertikale Polarisation, H = horizontale Polarisation, SST = 288 K, S = 35 ‰.

Frequenzen Unterschiede von 0.5 K - 1 K auf. Diese vergrößern sich bei 10 GHz bzw. 85 GHz auf 1.5 K bzw. 2.5 K.

Die Differenzen nehmen mit der Schubspannungsgeschwindigkeit zu. Tab.(6) gibt die Unterschiede der Helligkeitstemperaturen bei  $u_* = 86 \text{ cm/s}$  und einem Blickwinkel  $\Theta = 53^\circ$  wieder.

Die Berechnung der winkel- und polarisationsabhängigen Absolutwerte der Helligkeitstemperaturen einer windaufgerauhten Wasseroberfläche erfolgte in Abb.(19) für Frequenzen von 10 - 157 GHz bei einer Wassertemperatur von SST = 288 K. Hierfür wurde wieder nur das Facettenmodell herangezogen. Wie bei der spiegelnden Reflexion nimmt die Emissivität für die horizontale Polarisation mit dem Blickwinkel ab. Hingegen für die vertikale Polarisation nimmt sie bis zum Brewsterwinkel bei  $\Theta \sim 80^\circ$  zu, um dann steil abzufallen. Der Brewsterwinkel ist der Winkel, bei dem im Falle einer spiegelnden

	Frequenzen in GHz			
	10	19	37	85
V - pol	2.4	-0.1	-2.9	-6.9
H - pol	-3.5	-1.0	1.5	5.6

Tabelle 6: Differenzen der Helligkeitstemperaturen bei Verwendung der neuen Parametrisierung minus der von Cox & Munk (1954) bei einem Blickwinkel von  $\Theta = 53^\circ$  und einer Schubspannungsgeschwindigkeit von  $u_* = 86$  cm/s. SST = 288 K, S = 35 ‰.

den Oberfläche keine Reflexion auftritt. Sein Betrag ist von den dielektrischen Eigenschaften der Grenzfläche abhängig ( $\tan\Theta_B = \sqrt{\epsilon_{Boden}}$ ) und verlagert sich entsprechend seiner Definition mit zunehmender Frequenz zu kleineren Blickwinkeln.

Die Emissivität und damit die Helligkeitstemperatur (Gl.(39)) nimmt mit der Frequenz zu. Für die horizontale Polarisierung führt eine zunehmende Rauigkeit zu einer Erhöhung der Helligkeitstemperatur mit dem Blickwinkel. Im Falle der vertikalen Polarisierung bewirkt sie eine Abnahme mit zunehmenden Blickwinkel. Die Unterschiede in der Emissivität bei einer niedrigen und einer hohen Schubspannungsgeschwindigkeit fallen für hohe Frequenzen deutlich höher aus. Das Facettenmodell zeigt sich bei kleinen Blickwinkeln unempfindlich gegenüber einer Zunahme der Rauigkeit des Untergrundes, obwohl bei Radiometermessungen eine Zunahme der Helligkeitstemperaturen beobachtet wurde (Nordberg et al. 1969; Hollinger 1971). Weiterhin wurde bei den Messungen eine nur geringe Sensibilität des vertikal polarisierten Signals im Winkelbereich um  $\Theta = 50^\circ$  gegenüber einer Veränderung der Windgeschwindigkeit festgestellt. Beide Phänomene werden vom Facettenmodell nicht wiedergegeben. Es kann lediglich die grundsätzlichen Auswirkungen einer rauhen Oberfläche auf das Radiometersignal und die Emissivität des horizontal polarisierten Beitrages bei mittleren Blickwinkeln simulieren.

Die Skalentrennung bewirkt, daß das Einkalenmodell nur die Beiträge der Seegangswellen mit Wellenzahlen  $K < K_c$  erfaßt. Die Wellen des oberen Wellenzahlenbereiches mit  $K > K_c$  haben zwar energetisch nur eine geringe Bedeutung, sie scheinen aber für die soeben beschriebenen Diskrepanzen in den Helligkeitstemperaturen verantwortlich zu sein. Damit kommt ihnen radiometrisch eine recht große Bedeutung zu. Ihr Effekt soll im folgenden betrachtet werden.

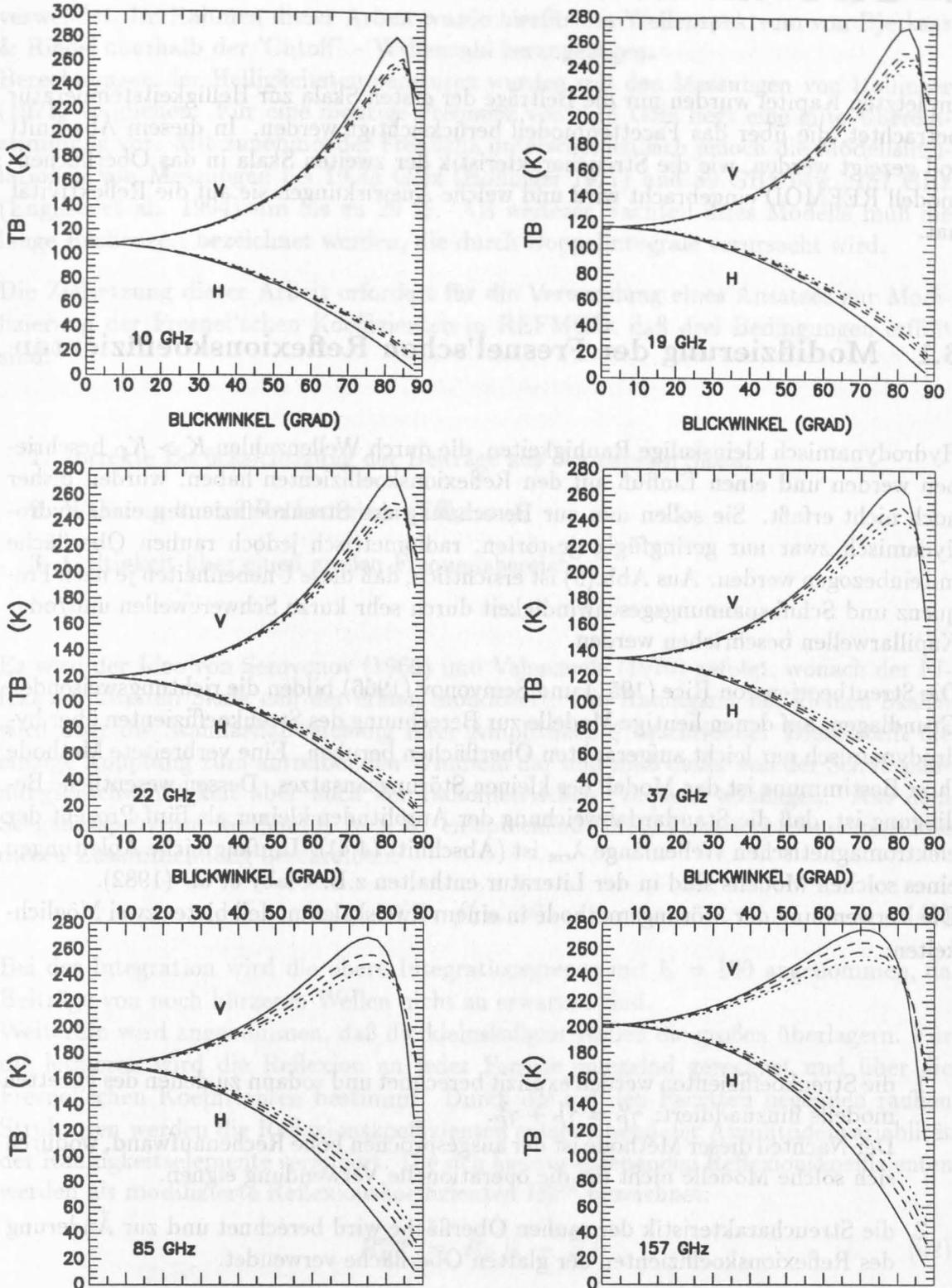


Abbildung 19: Mit dem Facettenmodell modellierte Helligkeitstemperaturen bei verschiedenen Schubspannungsgeschwindigkeiten und Frequenzen in Abhängigkeit vom Blickwinkel und Polarisation (V=vertikal, H=horizontal). Die Kurven gelten für  $u_*$ : — = 0 cm/s, --- = 18 cm/s, -.-. = 36 cm/s, .... = 60 cm/s. SST = 288 K, S = 35 ‰.

## 6 Die zweite Skala

Im letzten Kapitel wurden nur die Beiträge der ersten Skala zur Helligkeitstemperatur betrachtet, die über das Facettenmodell berücksichtigt werden. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie die Streucharakteristik der zweiten Skala in das Oberflächenmodell REFMOD eingebracht wird und welche Auswirkungen sie auf die Reflektivität hat.

### 6.1 Modifizierung der Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten

Hydrodynamisch kleinskalige Rauigkeiten, die durch Wellenzahlen  $K > K_C$  beschrieben werden und einen Einfluß auf den Reflexionskoeffizienten haben, wurden bisher noch nicht erfaßt. Sie sollen nun zur Berechnung des Streukoeffizienten einer hydrodynamisch zwar nur geringfügig gestörten, radiometrisch jedoch rauhen Oberfläche miteinbezogen werden. Aus Abb.(9) ist ersichtlich, daß diese Unebenheiten je nach Frequenz und Schubspannungsgeschwindigkeit durch sehr kurze Schwerewellen und/oder Kapillarwellen beschrieben werden.

Die Streutheorien von Rice (1951) und Semyonov (1966) bilden die richtungsweisenden Grundlagen, auf denen heutige Modelle zur Berechnung des Streukoeffizienten über hydrodynamisch nur leicht aufgerauhten Oberflächen beruhen. Eine verbreitete Methode ihrer Bestimmung ist das Modell des kleinen Störungsansatzes. Dessen wesentliche Bedingung ist, daß die Standardabweichung der Amplituden kleiner als fünf Prozent der elektromagnetischen Wellenlänge  $\lambda_{em}$  ist (Abschnitt (4.4)). Umfangreiche Ableitungen eines solchen Modells sind in der Literatur enthalten z.B. Ulaby et al. (1982).

Die Verwendung der Störungsmethode in einem Zweiskalenmodell bietet zwei Möglichkeiten:

1. die Streukoeffizienten werden explizit berechnet und sodann zu denen des Facettenmodells hinzuaddiert:  $\gamma_P^0 = \gamma_P^1 + \gamma_P^2$ .  
Der Nachteil dieser Methode ist der ausgesprochen hohe Rechenaufwand, wodurch sich solche Modelle nicht für die operationelle Verwendung eignen.
2. die Streucharakteristik der rauhen Oberfläche wird berechnet und zur Änderung des Reflexionskoeffizienten der glatten Oberfläche verwendet.

Der zweite Ansatz bietet sich durch seine geringere Komplexizität an und führt zu einer Modifizierung der Fresnel'schen Koeffizienten.

Auf der Basis der Streutheorien von Rice existieren hierzu Ableitungen in der Literatur (Valenzuela 1970; Wu und Fung 1972). Hierin wird zur Bestimmung des Streutерms

das Rauigkeitspektrum der Oberfläche in Form eines normalisierten Wellenspektrums verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierfür das Wellenspektrum von Bjerkaas & Riedel oberhalb der 'Cutoff' - Wellenzahl herangezogen.

Berechnungen der Helligkeitstemperaturen wurden mit den Messungen von Hollinger (1971) verglichen. Für eine niedrige Frequenz von 8.36 GHz liegt eine gute Übereinstimmung vor. Mit zunehmender Frequenz unterscheiden sich jedoch die Modellsimulationen von Messungen bei 19.35 GHz (Hollinger 1971) und 89 GHz bzw. 157 GHz (English et al. 1994) um bis zu 20 %. Als weiterer Nachteil ihres Modells muß die lange Rechenzeit bezeichnet werden, die durch Doppelintegrale verursacht wird.

Die Zielsetzung dieser Arbeit erfordert für die Verwendung eines Ansatzes zur Modifizierung der Fresnel'schen Koeffizienten in REFMOD, daß drei Bedingungen erfüllt sind:

1. korrekte Berücksichtigung der Beiträge aus der zweiten Skala,
2. Wahrung kurzer Rechenzeiten (Effizienz),
3. Gültigkeit über einen großen Frequenzbereich.

Es wird der Idee von Semyonov (1966) und Valenzuela (1970) gefolgt, wonach der Effekt der zweiten Skala den der ersten modifiziert. Die Rauigkeit der kleinen Skalen wird über die Standardabweichung ihrer Amplituden  $\zeta$  beschrieben. Diese stellt die einzige Kopplung zum antreibenden Windfeld dar und muß daher von der Schubspannungsgeschwindigkeit aber auch der radiometrischen Frequenz abhängen. Aus dem Seegangsspektrum werden für  $K > K_c$  entsprechend Gl.(9) Funktionen bestimmt, die diesen Zusammenhang beschreiben:

$$\zeta = f(u_*, \nu). \quad (41)$$

Bei der Integration wird die obere Integrationsgrenze mit  $K = 100$  angenommen, da Beiträge von noch kürzeren Wellen nicht zu erwarten sind.

Weiterhin wird angenommen, daß die kleinskaligen Wellen die großen überlagern. Für die letzteren wird die Reflexion an jeder Facette spiegelnd gerechnet und über die Fresnel'schen Koeffizienten bestimmt. Durch die auf den Facetten liegenden rauhen Strukturen werden die Reflexionskoeffizienten entsprechend der Amplitudenvariabilität der Rauigkeitselemente verändert. Die sich hieraus ergebenden Reflexionskoeffizienten werden als modifizierte Reflexionskoeffizienten  $R_P^{mod}$  bezeichnet:

$$R_P^{mod} = R_P [1 - \Xi] \quad (42)$$

P beschreibt den Zustand der Polarisation (V, H) und  $\Xi$  den Anteil, um den von der spiegelnden Reflexion abgewichen wird.

Unter Annahme einer perfekt leitenden Oberfläche enthält  $\Xi$  keine Terme zur Beschreibung der dielektrischen Eigenschaften der zur Streuung beitragenden kurzen Wellen. Damit wird den kleinskaligen Wellen keine Änderung des Imaginärteils des Reflexionskoeffizienten zugebilligt. Sie reduzieren lediglich die Amplituden des gestreuten

elektrischen Feldes, die durch den Realteil beschrieben werden. Der Term  $\Xi$  nimmt für die vertikale und die horizontale Polarisation den gleichen Wert an, wenn die mittlere Distanz der Wellenberge der kleinskaligen Strukturen klein gegenüber der elektromagnetischen Wellenlänge ist (Rice 1951). Dies ist der Fall, wenn  $k_{em} \zeta$  klein ist. Durch die Wahl der 'Cutoff' - Wellenzahl ist diese Bedingung zumindest für geringe bis mittlere Schubspannungsgeschwindigkeiten erfüllt. Der modifizierte Fresnelkoeffizient kann unter diesen Annahmen beschrieben werden durch

$$R_p^{mod} = R_p [1 - k_{em}^2 \zeta^2 \cos^2 \Theta]. \quad (43)$$

Hierin enthält  $\zeta$  die Information über die Rauheitsstruktur der zweiten Skala. Da es sich um eine statistische Größe handelt, stellt  $R_p^{mod}$  den mittleren Reflexionskoeffizienten für jede Facette dar.

Gl.(44) beschreibt den frequenzabhängigen Zusammenhang zwischen der Standardabweichung der Amplituden und der Schubspannungsgeschwindigkeit:

$$\zeta(u_*, \nu) = a_2 u_*^{b_2} . \quad (44)$$

Die Koeffizienten  $a_2$  und  $b_2$  wurden über ein Regressionsmodell nach dem Prinzip der kleinsten Quadrate unter Annahme eines Exponenten Modells berechnet und sind für die wesentlichen Frequenzen in Tab.(7) aufgelistet. Mit zunehmender Schubspannungsgeschwindigkeit wachsen die Amplituden der kleinskaligen Wellen und ihre Variabilität nimmt zu. Da  $\zeta$  eine Funktion von  $u_*$  ist, wird nach Gl.(43) die Reflektivität reduziert. In Gl.(43) ist ebenfalls zu erkennen, daß die Modifizierung des Reflexionskoeffizienten für verschiedene Frequenzen und Blickwinkel unterschiedlich ausfallen muß. Abb.(20) zeigt den Effekt der Reduzierung der Reflektivität aufgrund der Streueigenschaften der zweiten Skala bei  $u_* = 0, 30, 60$  und  $90$  cm/s. Dieser ist für kleine Blickwinkel am größten und nimmt mit zunehmenden Abtastwinkel aufgrund seiner Abhängigkeit vom Kosinus ab. Die Änderung der Reflektivität nimmt erwartungsgemäß mit der Schubspannungsgeschwindigkeit zu. Bei gleicher hydrodynamischer Rauigkeit fällt die Reduzierung für hohe Frequenzen höher aus als für niedrige, obwohl die 'Cutoff' - Wellenzahl mit der Frequenz zunimmt und der Beitrag der zweiten Skala in  $\zeta$  somit abnimmt. Dies hat seine Ursache in der mit der Frequenz zunehmenden Wellenzahl  $k_{em}$ . Sie nimmt schneller zu, als  $\zeta$  abnimmt. Lediglich bei hohen Frequenzen  $\nu \geq 85$  GHz nimmt die Variabilität der Kapillarwellen und damit ihr Beitrag zur Streuung schneller ab, sodaß die hohen Wellenzahlen  $k_{em}$  hier keine weitere Erhöhung bewirken. Das bedeutet, daß Kapillarwellen mit Wellenzahlen  $K > \sim 17 \text{ cm}^{-1}$  zunehmend als

	Frequenzen in GHz							
	8.36	10.6	19.35	22.23	37.0	85.0	89.0	157.0
$a_2$	.149	.135	.092	.086	.056	.027	.025	.013
$b_2$	.721	.785	.970	.987	1.07	1.56	1.60	2.05

Tabelle 7: Koeffizienten für die Berechnung der Standardabweichungen der Amplituden der Wellen der zweiten Skala in Gl.(44).

isotrop angenommen werden können.

Die relativen Änderungen der Reflektivität fallen wie folgt aus: die Reflektivität wird bei Nadirblick und einer Schubspannungsgeschwindigkeit von  $u_* = 60$  cm/s bei 10 GHz um 8 % gegenüber dem spiegelnden Fall reduziert, bei 19 GHz sind dies 10 % und bei 37 GHz 12 %. Bei 85 GHz fällt der Effekt bei niedrigen und mittleren Schubspannungsgeschwindigkeiten mit 9 % nicht so groß aus. Dies hat seine Ursache darin, daß bei dieser Frequenz nur noch sehr kurze Kapillarwellen zur zweiten Skala beitragen. Deren Varianz nimmt nur noch bei hohen Schubspannungen markante Werte an, die dann aber zu einer Reduktion der Reflektivität um 30 % bei Nadirblick führt. Die hiermit verbundene Rauigkeit bei  $u_* = 90$  cm/s führt bei 10, 19 und 37 GHz zu einer Verdoppelung der relativen Reduzierung.

Ginsburg et al. (1982) haben die Helligkeitstemperatur von Kapillarwellen bei Nadirblick gemessen, die bei niedrigen Windgeschwindigkeiten im Labor erzeugt wurden. Sie

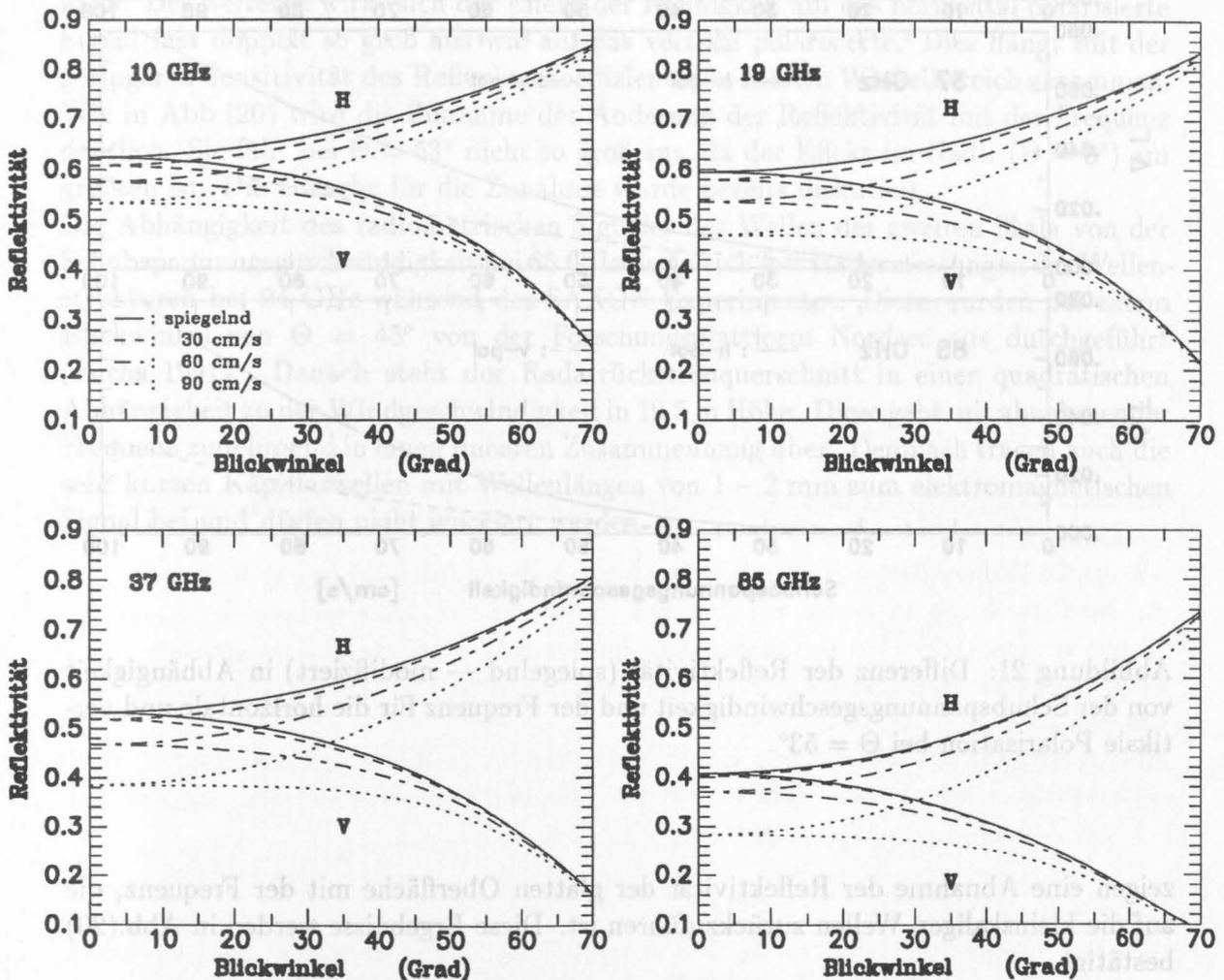


Abbildung 20: Effekt der Reduzierung der Reflektivität infolge der kleinskaligen Rauigkeiten der zweiten Skala bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten und Blickwinkeln. SST = 288 K, S = 35 ‰. H = horizontale Polarisation, V = vertikale Polarisation.

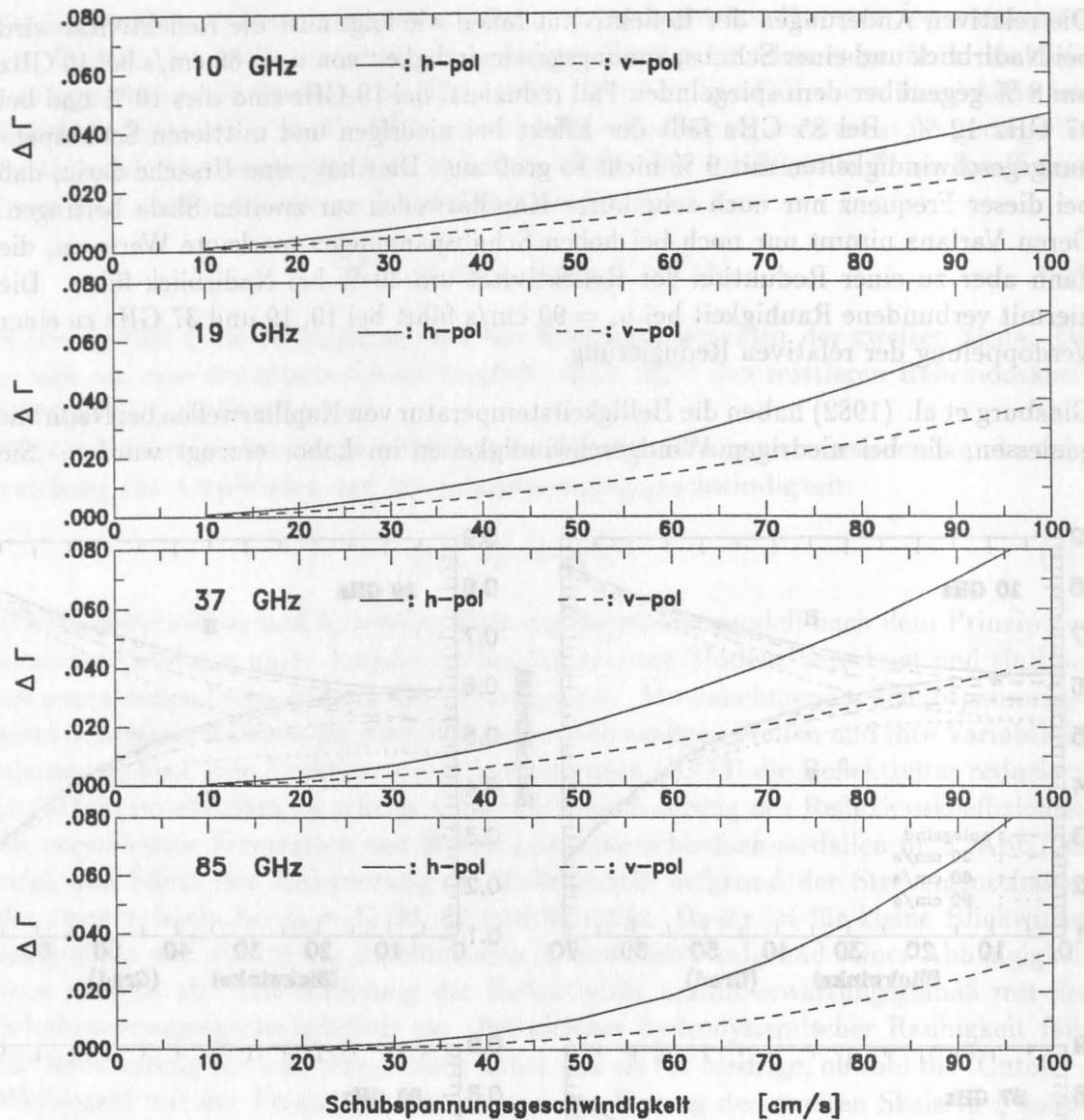


Abbildung 21: Differenz der Reflektivität (spiegelnd — modifiziert) in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit und der Frequenz für die horizontale und vertikale Polarisation bei  $\Theta = 53^\circ$ .

zeigen eine Abnahme der Reflektivität der glatten Oberfläche mit der Frequenz, die auf die kleinskaligen Wellen zurückzuführen ist. Diese Ergebnisse werden in Abb.(20) bestätigt.

Jedoch fallen die modellierten Reduzierungen nur halb so groß aus wie die aus den Messungen abgeleiteten. Danach führt die Erzeugung von Kapillarwellen im Labor mit  $U = 3 \text{ m/s}$  bei 13 GHz zu einer Erhöhung der Helligkeitstemperatur um 4 K, dies entspricht einer Reduzierung der Reflektivität um 2.2 %, während das Modell eine Änderung von 1 % simuliert.

Interpoliert man die Feldmessungen (Ozean) von Hollinger (1971) auf den Nadirblick,

dann bewirkt eine Windgeschwindigkeit von 13.5 m/s ( $u_* \simeq 45$  cm/s) bei 8.36 GHz eine Erniedrigung um 10 % (Modell: 5 %), bei 19.35 GHz um 8 % (Modell: 3 %).

Von besonderem Interesse für die Interpretation von Messungen der Helligkeitstemperatur durch satellitengetragene Radiometer (SSM/I, MIMR, AMSU, AMSR) ist der mittlere Blickwinkelbereich um  $\Theta = 50^\circ$ . Obwohl sich das gemessene Signal aus Streuteilen aus allen Richtungen zusammensetzt, kommt der Hauptbeitrag aus Richtung der spiegelnden Reflexion bei diesem Blickwinkel.

Aus diesem Grunde ist die Änderung der Reflektivität in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit bei einem Blickwinkel  $\Theta = 53^\circ$  (SSM/I) für die Frequenzen des MIMR bzw. des SSM/I gesondert dargestellt (ABB.(21)). Die Differenz nimmt bei niedrigen Frequenzen linear, zu höheren Frequenzen hin nichtlinear mit der Schubspannungsgeschwindigkeit zu. Die Ursache ist bei der Skalentrennung durch die 'Cutoff' - Wellenzahl (Abb.9) zu suchen. Diese fällt quasi exponentiell mit der Schubspannungsgeschwindigkeit ab, wodurch der Beitrag der zweiten Skala exponentiell zunehmen kann. Des weiteren wirkt sich der Effekt der Rauigkeit auf das horizontal polarisierte Signal fast doppelt so groß aus wie auf das vertikal polarisierte. Dies hängt mit der geringeren Sensitivität des Reflexionskoeffizienten in diesem Winkelbereich zusammen. Wie in Abb.(20) wird die Zunahme der Änderung der Reflektivität mit der Frequenz deutlich. Sie fällt bei  $\Theta = 53^\circ$  nicht so groß aus, da der Effekt im Nadir ( $\Theta = 0^\circ$ ) am größten ist. Die Ursache für die Zunahme wurde bereits diskutiert.

Die Abhängigkeit des radiometrischen Signales der Wellen der zweiten Skala von der Schubspannungsgeschwindigkeit bei 85 GHz deckt sich mit Radarmessungen der Wellenstrukturen bei 94 GHz während des SAXON Experimentes. Diese wurden bei einem Blickwinkel von  $\Theta = 45^\circ$  von der Forschungsplattform Nordsee aus durchgeführt (Fuchs 1991). Danach steht der Radarrückstreuquerschnitt in einer quadratischen Abhängigkeit zu der Windgeschwindigkeit in 19.5 m Höhe. Diese geht mit abnehmender Frequenz zunehmend in einen linearen Zusammenhang über. Demnach tragen auch die sehr kurzen Kapillarwellen mit Wellenlängen von 1 - 2 mm zum elektromagnetischen Signal bei und dürfen nicht ignoriert werden.

## 7 Abschattungseffekte und Mehrfachstreuung

Mit zunehmenden Impulseintrag wächst die hydrodynamische Rauigkeit. Auf der Wasseroberfläche treten in den Wellentälern sodann Bereiche auf, in die von der Atmosphäre emittierte Photonen *entweder* nicht gelangen *oder* aufgrund der Steilheit der Wellen durch einen Einfachstreuprozeß nicht wieder der Atmosphäre zugeführt werden. Im ersten Fall handelt es sich um Abschattungseffekte, im zweiten um das Problem der Mehrfachstreuung.

### 7.1 Abschattungseffekte

Das Auftreten von Abschattungszonen im Falle eines Strahlungstransportproblems hängt von zwei Bedingungen ab:

1. dem Grad der hydrodynamischen Rauigkeit,
2. dem Einfallswinkel der Photonen.

Erreichen beide Bedingungen einen Grenzwert, dann sind einem einfallenden elektrischen Feld  $E^i$  Teilflächen auf der Oberfläche nicht zugänglich (Abb.(22)). Der Wert des Einfallswinkels, von dem ab die Bedingung erfüllt ist, hängt von der Rauigkeit ab (Abb.(23)).

Für große Winkel stehen die im Schattenbereich liegenden Flächen zur Reflexion nicht zur Verfügung. Es sei daran erinnert, daß das Verhältnis der einfallenden Strahlungsdichte zu der gestreuten durch den bistatischen Streukoeffizienten ausgedrückt wird. Folglich nimmt dieser kleinere Werte an als es für eine schattenzonenfreie Oberfläche der Fall ist.

Eine Korrektur des bistatischen Koeffizienten erfolgt in REFMOD mittels der Schattenfunktion  $S$  von Smith (1967). Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der eine

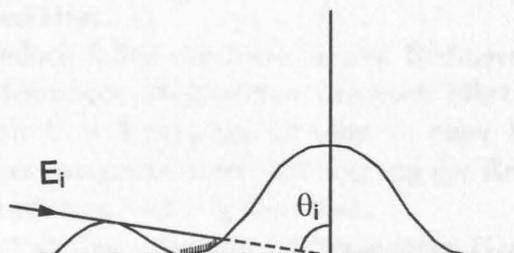


Abbildung 22: Abschattungszonen, die ab einem bestimmten Einfallswinkel  $\Theta_i$  auftreten. Dessen Wert hängt von der Rauigkeit der Oberfläche ab.

einfallende elektromagnetische Welle einen Punkt auf der Oberfläche zur Reflexion findet.

$$S(\Theta_i, \sigma) = \left[ 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{\cot \Theta_i}{\sqrt{2} \sigma} \right) \right] [1 + f(\Theta_i, \sigma)]^{-1} \quad (45)$$

mit

$$f(\Theta_i, \sigma) = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sigma}{\cot \Theta_i} \exp \left( -\frac{\cot^2 \Theta_i}{2 \sigma^2} \right) - \operatorname{erfc} \left( \frac{\cot \Theta_i}{\sqrt{2} \sigma} \right) \right] \quad (46)$$

Hierin sind

$\sigma$  = Standardabweichungen der Wellenneigungen

$\Theta_i$  = Einfallswinkel

$\operatorname{erfc}$  = Fehlerfunktion

Um Abschattungseffekte bei der Modellierung der Reflektivität zu berücksichtigen, wird der bistatische Streukoeffizient um S in Gl.(31) reduziert.

Abb.(23) zeigt, welche Werte die Schattenfunktion in Abhängigkeit von den Standardabweichungen der Neigungen und von dem Einfallswinkel annehmen kann. Mit

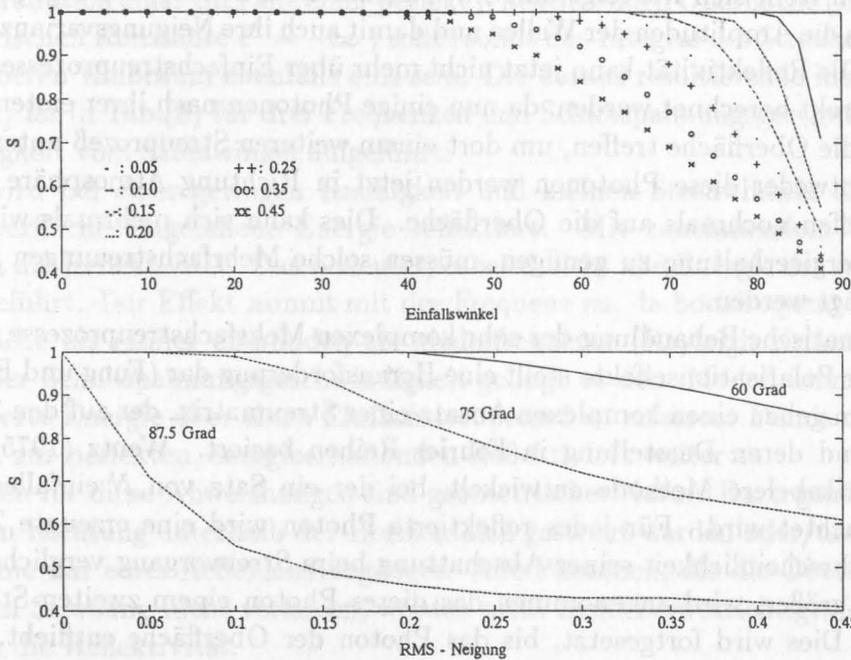


Abbildung 23: Wahrscheinlichkeit S mit der eine *einfallende* elektromagnetische Welle einen Punkt auf der geneigten Oberfläche zur Reflexion findet.

*Oben:* S in Abhängigkeit des Blickwinkels und typischer Werte für die Standardabweichung der Neigungen einer windaufgerauhten Oberfläche.

*Unten:* S in Abhängigkeit der Standardabweichung der Neigungen bei Einfallswinkeln  $\Theta_i = 60^\circ, 75^\circ$  und  $87.5^\circ$ .

zunehmender hydrodynamischer Rauigkeit verschiebt sich die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Abschattungszonen zu kleineren Einfallswinkeln. Jedoch sind Abschattungseffekte auch bei sehr rauhen Oberflächen nicht für Winkel  $\Theta_i < 40^\circ$  zu erwarten. Für sehr flach einfallende ( $\Theta_i = 87.5^\circ$ ) elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz von z. B. 19 GHz sinkt die Wahrscheinlichkeit auf 45 %, daß die Oberfläche bei einer mittleren Schubspannungsgeschwindigkeit von  $u_* = 40$  cm/s ( $\Rightarrow m = 0.22$ ) schattenzonenfrei ist.

Die Auswirkung der Abschattungseffekte auf die Simulation der Helligkeitstemperatur einer Wasseroberfläche mit einer SST = 288 K bei einem Blickwinkel  $\Theta = 53^\circ$  wird an einem Beispiel gezeigt: Erhöhung der Helligkeitstemperatur für den horizontal polarisierten Fall um  $\Delta TB \simeq 2.5$  K, für den vertikal polarisierten um  $\Delta TB \simeq 1$  K; die Werte sind bei allen Frequenzen sehr ähnlich; zu größeren Blickwinkeln nehmen die Differenzen noch zu.

## 7.2 Mehrfachstreuung

Ein weiterer Prozeß, der bei der Reflexion berücksichtigt werden muß, ist der der Mehrfachstreuung.

Das Problem stellt sich wie folgt dar: mit zunehmender Schubspannungsgeschwindigkeit nehmen die Amplituden der Wellen und damit auch ihre Neigungsvarianzen größere Werte an. Die Reflektivität kann jetzt nicht mehr über Einfachstreuungsprozesse energieerhaltend korrekt berechnet werden, da nun einige Photonen nach ihrer ersten Streuung erneut auf die Oberfläche treffen, um dort einem weiteren Streuprozess unterworfen zu werden. Entweder diese Photonen werden jetzt in Richtung Atmosphäre reflektiert oder sie treffen nochmals auf die Oberfläche. Dies kann sich mehrmals wiederholen. Um der Energieerhaltung zu genügen, müssen solche Mehrfachstreuungen im Modell berücksichtigt werden.

Die mathematische Behandlung der sehr komplexen Mehrfachstreuungsprozesse unter Einbindung der Polarisierungseffekte stellt eine Herausforderung dar (Fung und Eom 1981). Fung & Eom geben einen komplexen Ansatz einer Streumatrix, der auf den Stokes Parametern und deren Darstellung in Fourier Reihen basiert. Wentz (1975) hat eine etwas praktikablere Methode entwickelt, bei der ein Satz von  $N$  einfallenden Photonen betrachtet wird. Für jedes reflektierte Photon wird eine erzeugte Zufallszahl mit der Wahrscheinlichkeit seiner Abschattung beim Streuvorgang verglichen. Ist die Zufallszahl größer, wird angenommen das dieses Photon einem zweiten Streuprozess unterliegt. Dies wird fortgesetzt, bis das Photon der Oberfläche entflieht. Um eine Fehlergenauigkeit in der so berechneten Helligkeitstemperatur von  $\pm 0.5$  K zu erhalten und somit nahezu energieerhaltend gerechnet zu haben, müssen  $N = 10^4$  einfallende Photonen über 100 Streuvorgänge betrachtet werden (Wentz 1975).

Beide aufgeführten Ansätze haben den entscheidenden Nachteil, mit sehr langen Rechenzeiten einherzugehen. Aus diesem Grund wird in REFMOD eine Idee von Guissard & Sobieski (1987) übernommen und effizient in das Modell eingebracht. Die Methode korrigiert Mehrfachstreuung in der ersten Skala und wird im folgenden beschrieben: es wird die Reflektivität einer Oberfläche betrachtet, die einen idealen Reflektor darstellt.

$\Theta$	$u_* = 20 \text{ cm/s}$			$u_* = 50 \text{ cm/s}$			$u_* = 90 \text{ cm/s}$		
	8 GHz	37 GHz	157 GHz	8 GHz	37 GHz	157 GHz	8 GHz	37 GHz	157 GHz
0	1.000	1.000	1.000	1.000	0.999	0.995	1.000	0.993	0.974
20	1.000	1.000	1.000	1.000	0.996	0.990	0.999	0.988	0.968
40	0.999	0.995	0.995	0.996	0.983	0.973	0.992	0.971	0.952
60	0.979	0.967	0.966	0.968	0.948	0.938	0.960	0.935	0.921
80	0.902	0.892	0.891	0.892	0.877	0.872	0.885	0.870	0.865

Tabelle 8: Reflektivität  $\Gamma_{Perf}$  einer ideal reflektierenden Oberfläche in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , Frequenz  $\nu$  und des Blickwinkels  $\Theta$ .

Nach Gl.(29) ist der bistatische Streukoeffizient proportional der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Neigungen der Facetten. Per definitionem ist das Integral über die Verteilungsfunktion eins. Im Falle einer perfekt reflektierenden Oberfläche (Imaginärteil der dielektrischen Konstante  $\epsilon'' = -\infty$ ) sollte somit das Integral des Streukoeffizienten über den oberen Halbraum ebenfalls eins sein. Die daraus resultierende ideale Reflektivität  $\Gamma_{Perf}$  ist in Tab.(8) für drei Frequenzen und Schubspannungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Streuwinkel aufgeführt.

Hiernach wird bei einer geringen Rauigkeit und kleinen Streuwinkeln die gesamte auf die Oberfläche eingefallene Energie reflektiert. Mit zunehmendem Winkel reduziert sich die Reflektivität. Das bedeutet, es wird nicht alle Energie der Atmosphäre wieder zugeführt. Der Effekt nimmt mit der Frequenz zu, da hochfrequente Photonen die Oberfläche als rauher empfinden als niederfrequente (Rayleigh Kriterium). Mit zunehmender Schubspannungsgeschwindigkeit gelingt es dem Modell immer weniger, alle reflektierte Energie über einen Einfachstreuprozess zu erfassen. Damit nehmen die Differenzen zur perfekten, energierhaltenden Reflektivität weiter zu.

Die Ursachen für diese Abweichungen sind geometrischer Natur. Dazu gehört, daß die Photonen in Richtung unterhalb der Horizontalen gestreut werden oder/und die Folge der Annahme nur eines Reflexionsvorganges. Alle Photonen, die die Oberfläche nach dieser ersten Streuung nicht verlassen, werden nicht mehr berücksichtigt, folglich verringert sich die Reflektivität.

Zur Korrektur dieser Abweichungen wird angenommen, daß die Photonen mehreren Streuprozessen unterworfen werden und dann die Oberfläche in Richtung Atmosphäre verlassen. Der Korrekturfaktor  $C_M$  lautet somit:

$$C_M = \frac{1}{\Gamma_{Perf}}. \quad (47)$$

Er wird an die berechnete Reflektivität  $\Gamma_{H,V}$  der realen (absorbierenden) Wasseroberfläche durch Multiplikation angebracht. Das erfordert die Berechnung der per-

Reflektivität  $\Gamma_{Perf}$ , bevor  $\Gamma_{H,V}$  bestimmt wird. Dies würde bedeuten, daß die Streumatrix zweimal bestimmt werden muß. In dieser Arbeit wird darauf verzichtet: um das Oberflächenmodell effizient zu gestalten, stehen die Korrekturfaktoren  $\Gamma_M$  in Form einer Bibliothek in Schubspannungsgeschwindigkeitsklassen mit einer Schrittweite von  $\Delta u_* = 5 \text{ cm/s}$  zur Verfügung.

Die soeben beschriebene Berücksichtigung der Mehrfachstreuung ist eine Approximation, da sie keine Polarisierungseffekte einbezieht. Sie wird aber dem vornehmlich geometrischen Problem gerecht. Darüberhinaus beansprucht sie eine sehr viel kürzere Rechenzeit als die geschlossenen analytischen Formulierungen.

$\Delta u_*$	0.000	0.005	0.010	0.015	0.020	0.025	0.030	0.035	0.040
0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.005	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.010	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.015	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.020	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.025	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.030	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.035	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.040	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

Abbildung 8: Reflektivität  $\Gamma_{Perf}$  einer ideal reflektierenden Oberfläche in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit  $\Delta u_*$  und der Rückwärtigkeit  $\Delta$ .

Nach Gl.(29) ist die distale Brechzahl  $n_{dist}$  proportional der Winkelabhängigkeit der Verteilung der Neigungen der Facetten. Per definitionem ist das Integral über die Verteilungsfunktion  $n_{dist}$  im Falle einer perfekt reflektierenden Oberfläche (imaginäre dielektrische Konstante  $\epsilon'' = -\infty$ ) so definiert, daß das Integral der Streukoeffizienten über den oberen Halbkreis ebenfalls ein  $\pi$  ist. Da dieses resultierende ideale Reflexkoeffizient  $\Gamma_{Perf}$  ist in Tab.(8) für drei Facetten und Schubspannungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Streuwinkel aufgeführt.

Hinzu wird bei einer geringen Facettenzahl und kleinen Streuwinkeln die gesamte auf der Oberfläche eingestrahelte Energie reflektiert. Mit zunehmendem Winkel  $\theta$  fließt sich die Reflektivität. Das bedeutet, es wird mehr als Energie der Streustrahlung wieder zugeführt. Der Effekt nimmt mit der Frequenz zu, die hochfrequente Photonen die Oberfläche als Kugeln einstrahlen als niederfrequente (flache) Kugeln. Mit zunehmender Schubspannungsgeschwindigkeit  $\Delta u_*$  geht es in ein Modell immer weniger alle reflektierte Energie über einen flächentransport zu verlieren. Dann nehmen die Differenzen zur perfekten, streng gestrahlten Reflektivität weiter zu.

Die Ursachen für diese Abweichungen sind geometrischer Natur. Dazu gehört, daß die Photonen in Richtung  $\theta$  durch den horizontalen gestreuten werden oberhalb der Oberfläche nur über Reflexionsvorgänge. Alle Photonen, die die Oberfläche nach dieser ersten Streuung nicht verlassen, werden nicht mehr zurückgeführt, sondern fließen sich die Reflektivität.

Zur Korrektur dieser Abweichungen wird angenommen, daß die Photonen einstrahlen Streuprozessen unterworfen werden und dann die Oberfläche in Richtung  $\theta$  Atmosphäre verlassen. Der Korrekturfaktor  $C_{\theta}$  lautet somit:

$$C_{\theta} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\cos \theta}}$$

Es wird an die perfekte Reflektivität  $\Gamma_{Perf}$  der reellen (absorbierenden) Wände Oberfläche durch Multiplikation angepasst. Das erfordert die Herleitung der per-

## 8 Schaum

Eine besondere Beachtung bei der Untersuchung der Reflektivitätseigenschaften einer windgetriebenen Wasseroberfläche erfordert der Schaum. Mit dieser allgemeinen Bezeichnung sind Erscheinungen an der Oberfläche gemeint, die mit zunehmender Schubspannung und Windwirklänge (fetch) in Form von Schaumbläschen auftreten.

Im Sinne der Wechselwirkung zwischen der Atmosphäre und dem Ozean sind in dieser Arbeit die Schaumbläschen gemeint, die als Folge des vertikalen Impulsflusses in den Ozean und daraus resultierender Dissipationsvorgänge in Form brechender Wellen *mechanisch* entstehen. Eine stetige Zunahme der Schubspannung über einen turbulenten Energieeintrag bewirkt ein stetiges Anwachsen der Wellenamplitude. Bei hohen Windgeschwindigkeiten wird das Wachstum durch nichtlineare dissipative Prozesse limitiert, die zu einem Gleichgewichtszustand führen. Das Brechen der Wellen ist hierbei der wichtigste Dissipationsprozeß. Dabei wird durch turbulente Durchmischung Luft in die ozeanische Deckschicht eingebracht. Diese ist in Bläschen eingeschlossen, die an der Oberfläche wieder auftauchen und als Schaum in Erscheinung treten.

Im sichtbaren Spektralbereich sind diese Bläschen als stark reflektierende weiße Flächen deutlich zu erkennen, da ihre Albedo zehnmal größer ist als die einer schaumfreien Wasseroberfläche (Monahan und O'Muircheartaigh 1986). Diese Reflexionseigenschaften bieten eine gute Voraussetzung, um das Auftreten von Schaum fotografisch festzuhalten. Im Mikrowellenspektralbereich jedoch ist Schaum ein sehr schwacher Reflektor, aber ein guter Emitter. Seine hohe Emissivität ( typischerweise 0.7 - 1.0 ) läßt Schaum im Radiometersignal als Wärmepunkt (hot spot) gegenüber der deutlich niedriger (  $\sim 50\%$  bei Nadirblick) emittierenden Wasseroberfläche erscheinen. Obwohl sein Flächenanteil typischerweise global nur einige Prozent beträgt, dürfen die Beiträge zum Mikrowellensignal der gesamten Wasseroberfläche nicht vernachlässigt werden. Dies soll an einem Beispiel erläutert werden: Die Helligkeitstemperatur einer schaumfreien Wasseroberfläche mit einer SST von 288 K beträgt bei 19 GHz und Nadirblick 132 K. Sind nur 4 % der Wasseroberfläche mit Schaum bedeckt, dann tragen dieser bei einer Emissivität von 0.85 mit 9.8 K zum Radiometersignal bei. Die verbleibenden 96 % der schaumfreien Fläche haben sodann eine anteilige Helligkeitstemperatur von 127.2 K, so daß sich das Gesamtsignal zu 137 K addiert. Dies ist um 5 K höher als das der schaumfreien Fläche. Dies würde bei der Bestimmung z.B. des Gesamtwasserdampfgehaltes aus passiven Mikrowellenmessungen zu einem Fehler von  $5 \text{ Kg/m}^2$  führen ( $\sim 100\%$ ). Dies verdeutlicht die Bedeutung sehr klein erscheinender Emissivitätsänderungen und ihren Einfluß auf das Radiometersignal.

Die Emissionseigenschaften von Schaum werden durch die Dicke der Schaumschicht  $d$ , den Blickwinkel  $\Theta$ , das Verhältnis von Wasser und Luft im Schaumvolumen  $v_w/v_a$ , die Tröpfchengrößenverteilung und ihre zeitliche Stabilität bestimmt (Rayzer und Sharkov 1980).

## 8.1 Erscheinungsformen von Schaum

Hinsichtlich des Entstehungsprozesses und seiner Lebensdauer treten verschiedene Erscheinungsbilder des Schaumes auf.

- Schaumkronen
- Schaumstreifen
- Gischt

Erstere sind recht kurzlebig (wenige Sekunden), Schaumstreifen dagegen langlebig (eine Minute und länger). Beide haben direkten Kontakt zur Wasseroberfläche und bedecken diese schichtförmig. Gischt hingegen sind zumeist aus Schaumbläschen entstandene Tröpfchen, die keinen Kontakt mehr zur Wasseroberfläche haben und sich schwebend in den unteren Dezimetern der Grenzschicht aufhalten.

Aufgrund ihrer unterschiedlichen mikrophysikalischen Strukturen sollten die Schaumarten getrennt betrachtet werden.

## 8.2 Schaumkronen

Schaumkronen entstehen aus der Vermischung von Luftblasen und Wasser (Longuet-Higgins und Turner 1974). Sie treten als direkte Folge des Dissipationsprozesses auf dem Wellenkamm auf, wenn die Neigung der Welle den kritischen Wert von  $30^\circ$  deutlich überschritten hat (Bortkovskii 1987). Dies ist der Fall, wenn das Verhältnis der Wellenhöhe zu ihrer Länge (Steilheit)  $1/7$  annimmt. Zwei Brecherarten treten entfernt der Küste auf: entweder überschlägt sich die brechende Welle, da sie den Schwellwert der Neigung erreicht hat (Schwallbrecher) oder der Wellenkamm bewegt sich mit höherer als der Phasengeschwindigkeit der Welle, was zu einem Überschlag entlang der Neigung in Richtung des Wellentals führt (Sturzbrecher). Das Brechen nimmt daher eher das Aussehen des Stürzens an. Der erste Typ tritt im wesentlichen auf dem freien Ozean auf, der letzte auch hier bei hohen Windgeschwindigkeiten, ansonsten im Flachwasserbereich, wo die Welle bereits den Untergrund spürt.

Bei dem Brechvorgang werden sehr viele Luftbläschen eingefangen (entrainment), was zu einem Luft-Wasser Gemisch mit sehr viel niedriger Dichte als der von Wasser führt und als Schaumfläche im Bereich der Wellenkronen in Erscheinung tritt. Das Tröpfchenspektrum für den Durchmesser dieser Schaumbläschen hat sein Maximum bei  $D = 1$  bis  $2$  mm (Bordonskiy et al. 1978).

### 8.3 Schaumstreifen

Schaumstreifen entstehen aus den vom Wind vertriebenen Bläschen der Schaumkronen, die stabiler sind, damit eine längere Verweilzeit besitzen und sich länger auf der Wasseroberfläche aufhalten, bevor sie zerplatzen. Sie werden von Luftbläschen ergänzt, die aus tieferen Schichten aufsteigen, nachdem sich die Welle gebrochen hat. Sonarmessungen der Deckschicht von Thorpe zeigen, daß die Durchmischung mit Luftblasen bei einer Windgeschwindigkeit von 10 m/s bis zu 4 m Tiefe reichen kann (Thorpe 1986). Die Blasen ordnen sich in Richtung des Windvektors entlang von Konvergenzzonen an der Oberfläche der Deckschicht (Langmuir - Zellen) an. Die Absinkvorgänge unterhalb der Konvergenzzone verzögern das Aufsteigen der Bläschen, wodurch sich die Lebenszeit der Streifen erhöht.

Ross et al. (1974) geben als Schwellwert des Auftretens der Schaumstreifen eine Windgeschwindigkeit in 20 Metern Höhe von  $U_{20} = 9$  m/s an.

Die Schaumstreifen bestehen zumeist aus *einer* oder *mehreren* Schichten enganeinanderliegender Luftblasen. Mit zunehmender Größe gehen deren Formen von einer perfekt sphärischen in eine honigwabeförmige Geometrie über (Rayzer und Sharkov 1980).

Feldmessungen (Bezzabotnov 1985) und Laboruntersuchungen (Abe 1957), (Monahan und Zietlow 1969), (Bordonskiy et al. 1978) haben gezeigt, daß sowohl für natürliche (Salzwasser) als auch für künstliche (Shampoo) Schaumblasen ähnliche Bläschengrößenverteilungen gelten. Diese lassen sich mit einer Gammaverteilung gut beschreiben. Das Maximum für den Durchmesser variiert mit der Windgeschwindigkeit und liegt typischerweise zwischen 0.01 und 1.0 mm.

Hinsichtlich ihrer Berücksichtigung in der Fernerkundung sollten die Schaumstreifen von den Schaumkronen unterschieden werden, da sie in ihrer Zerfallsphase unterschiedliche Formen und Reflexionseigenschaften annehmen.

Ross & Cardone (1974) unterscheiden zwischen neuen Schaumflecken und dünnen Schaumstreifen. Erstere sind wenige Sekunden alt und entstehen direkt aus den Schaumkronen. Sie sind von mehrschichtiger Struktur und gehören dem polyhydromem (wabeförmigem) Typ an. Bei Windgeschwindigkeiten von  $U_{20} > 9$  m/s werden diese in Richtung des Windes in die Länge gezogen. Durch die Streckung und den zeitlich bedingten Zerfall nimmt die Schichtdicke ab. Die dünnen Schaumstreifen dürften somit von weniger geschichteter Struktur sein.

### 8.4 Gischt

Bei hohen Windgeschwindigkeiten ( $U > 15$  m/s) werden in die maritime Grenzschicht zunehmend Tröpfchen durch die Entstehung von Gischt eingebracht (Andreas et al. 1995). Als Gischt werden die Anteile der Schaumbläschen genannt, die sich in Form von Tröpfchen von der Oberfläche gelöst haben und in den untersten Dezimetern der Grenzschicht enthalten sind. Der Übergang von der Wasseroberfläche in die Atmosphäre kann verschiedene Ursachen haben. Der direkte Eintrag erfolgt mechanisch durch den Abriß

von Schaumbläschen von der Kante der brechenden Welle in die Atmosphäre infolge der Windgeschwindigkeit, mit der die Tropfen dann fortgetragen werden. Die Entstehung von Gischt ist somit vornehmlich mit dem Auftreten von Schaumkronen verbunden (Toba 1973). Der Tröpfchendurchmesser beträgt typischerweise  $20 \mu\text{m}$ . Eine indirekte Produktion findet über die eingemischte Luft und dem Aufsteigen der Bläschen infolge ihres Auftriebes statt. Diese zerplatzen, wenn sie die Wasseroberfläche durchstoßen in hunderte sogenannter Filmtropfen mit einem typischen Durchmesser von weniger als  $3 \mu\text{m}$ . Der andere Typ indirekt entstehender Tropfen sind die Strahl-tropfen, die sich aus der mikroskaligen Wassersäule lösen, die nach dem Zerplatzen der Schaumbläschen von diesen infolge der Oberflächenspannung noch zurückbleibt. Sie nehmen vornehmlich Durchmesser von  $3 - 20 \mu\text{m}$  ein (Andreas et al. 1995).

## 8.5 Spektrale Eigenschaften

Für die Fernerkundung des Schaumes sind seine spektralen Eigenschaften von besonderem Interesse. Sollen diese in ein Oberflächenmodell in Form empirischer Beziehungen oder einer Modellierung eingebracht werden, bedarf es des Verständnisses des spektralen Verhaltens von Schaumschichten. Hierzu wurden Messungen ihrer Emissionseigenschaften, soweit sie bis heute veröffentlicht sind, zusammengetragen und analysiert.

Laboruntersuchungen der Streu- und Emissionseigenschaften von Schaumbläschen wurden von Williams (1969, 1971) und Bordonskiy (1978) für Wellenlängen von  $8.6 \text{ mm} < \lambda_{em} < 80 \text{ mm}$  entsprechend  $34.9 \text{ GHz} > \nu > 3.75 \text{ GHz}$  durchgeführt. Die künstliche Generierung von Schaumbläschen führt zu ein- oder mehrschichtigen Strukturen bei denen die Blasen sphärische oder polyhydrone Geometrien annehmen. Diese Strukturen werden in Schaumstreifen wiedergefunden (Rayzer und Sharkov 1980).

Die Extinktion innerhalb einer Schaumschicht wird vor allem durch ihre hohe Absorption bestimmt, Streueffekte an den Schaumbläschen treten nur bei sehr hohen Frequenzen auf und können für  $\nu < 34 \text{ GHz}$  vernachlässigt werden. Die Emissivität wird im wesentlichen von der Dicke der Schaumschicht und der Wandstärke der Bläschen kontrolliert (Dombrovskiy 1979).

Tab.(9) gibt experimentell ermittelte Emissivitäten unterschiedlicher Schaumstrukturen als Funktion der Frequenz, der Polarisation und der Wassertemperatur wieder. Die Messungen verteilen sich auf Blickwinkel von  $0 \text{ Grad}$  bis  $50 \text{ Grad}$ . Die Emissivität nimmt für mehrschichtigen Schaum höhere Werte an als für einschichtige Emulsionen. Mit zunehmender Wellenlänge nimmt die Differenz des Emissionskoeffizienten zwischen dem polyhydrone und dem emulsiven Schaumtyp zu. Dies läßt sich auf die schwache Extinktion der dünnen Emulsionen zurückführen, bei denen ein wesentlicher Beitrag der niedriger emittierenden Wasseroberfläche zum gemessenen Signal beiträgt. Junge Schaumstreifen (wenige Sekunden alt) mit ihrer mehrschichtigen, polyhydrone Struktur haben dagegen eine hohe Emissivität, die bereits bei Schichtdicken von  $D \geq 3 \text{ mm}$  Werte  $e > 0.9$  annimmt. Gleichzeitig wird der Polarisationsseffekt der Wasseroberfläche in hohem Maße gedämpft.

					Emissivität			SST [K]
					Schichtdicke in mm :			
$\nu$ [GHz]	Autor	$\theta$	Pol	System	$\sim 0.5$ (Emulsion)	2	10 (polyhydron)	
115.0	BORDONSKIY et.al. (1978)	35	v+h	passiv	$0.95 \pm 0.015$		$0.985 \pm 0.015$	300
69.9	MILITSKY et.al. (1977)	24	h	aktiv	$0.96 \pm 0.001$		0.995	286
			v		$0.975 \pm 0.005$		0.995	291
37.0	BORDONSKIY et.al. (1978)	35	h	passiv	$0.815 \pm 0.005$		$0.965 \pm 0.005$	296
			v		$0.870 \pm 0.005$		$0.977 \pm 0.005$	
	MILITSKY et.al. (1977)	34	h	aktiv	$0.937 \pm 0.001$		0.995	296
			v		$0.968 \pm 0.001$		0.995	295
	EDGERTON et.al. (1970)	20	h	passiv			0.831	295
			v				0.934	
	POE in STOGRYN (1972)	30	h	aktiv			0.87	295
			40	h			0.837	
			50	h			0.797	
			30	v			0.935	
40			v			0.960		
50	v			0.990				
34.0	WILLIAMS (1969)	20	?	passiv			$\sim 0.95$	295
19.35	NORDBERG et.al. (1971)	0	h	passiv	0.789			283
	HOLLINGER (1970)	20	h	passiv			0.804	291
			v				0.858	
WILLIAMS (1969)	20	?	passiv			$\sim 0.95$	?	
13.40	EDGERTON et.al. (1970)	20	v	passiv			0.715	295
14.4	BORDONSKIY et.al. (1978)	35	h	passiv	$0.634 \pm 0.017$		$0.800 \pm 0.018$	285
9.8	WILLIAMS (1970)	0	?	aktiv	0.54	0.65-0.85	0.99	?
	ROOTH + WILLIAMS (1970)	7	v	aktiv	0.44	0.973	0.98	?
			45	v		0.44	0.973	0.98
	MILITSKY et.al. (1977)	34	v	aktiv	$0.37 \pm 0.01$		$0.84 \pm 0.003$	291
3.75	BORDONSKIY et.al. (1978)	35	h	passiv	$0.335 \pm 0.016$		$0.560 \pm 0.015$	285

Tabelle 9: Emissivitäten von Schaumschichten unterschiedlicher Struktur aus Labor- und Feldmessungen.  $\nu$  = Frequenz,  $\theta$  = Blickwinkel, SST = Wassertemperatur, Pol = Polarisation.

Die umfangreichsten veröffentlichten Laboruntersuchungen dürften die von Bordonskiy et al. (1978) sein. Sie stimmen quantitativ und qualitativ gut mit den Messungen von WILLIAMS (1969) bei  $\Theta = 20$  Grad und WILLIAMS (1970) bei  $\Theta = 0$  Grad überein. Alle in der Tabelle aufgeführten *aktiven* Messungen stellen approximierete Werte dar, die aus den gemessenen Streukoeffizienten mit  $e = 1 - \Gamma$  abgeschätzt wurden (Stogryn 1972). Hier treten insbesondere bei 37 GHz Diskrepanzen gegenüber den passiv gemessenen Werten auf. Da nicht ohne weiteres aus dem Streukoeffizienten auf die Emissivität geschlossen werden kann, sollte ihre Interpretation nur qualitativ ausfallen. Dies gilt auch bezüglich ihrer Winkelabhängigkeit.

Im Vergleich zu anderen Messungen bei 37 GHz ist die Übereinstimmung mit dem Wert von Edgerton (1970) erstaunlich gut, jedoch treten im Vergleich zu den passiven Messungen von Bordonskiy et al. erhebliche Differenzen auf.

Das Gleiche gilt für die Werte von Hollinger (1971). Die bei 19.35 GHz ermittelten Emissivitäten sind Schätzungen, da er nicht sicher war, ob das Radiometer nur den künstlich generierten Schaum oder auch schaumfreie Oberfläche gemessen hat. Sie werden von ihm daher als Minimum der wirklichen Emissivität von Schaum interpretiert.

Dombrovskiy (1979) hat verschiedene Modelle zur Berechnung der spektralen Emissionseigenschaften der Schaumbläschen in Abhängigkeit der Schaumdicke, der Geometrie und der Wandstärke der Blasen miteinander verglichen. Von ihm durchgeführte *Mie*-Rechnungen zeigen, daß für Frequenzen  $\nu < 35$  GHz die Streueffekte sehr klein sind. Die Absorptionseffizienz kann in guter Näherung über die Rayleigh Approximation bestimmt werden.

Die wenigen bisher existierenden Messungen der Reflexionseigenschaften von Schaumschichten bei großen Blickwinkeln geben nur geringfügige Anhaltspunkte bezüglich der Winkelabhängigkeit ihrer Emissivität.

Erkenntnisse über die spektralen Eigenschaften von *Gischt* aus Messungen zu gewinnen ist schwierig, da diese immer in Zusammenhang mit Schaumschichten verschiedenartiger Strukturen auftritt, sich somit die Beiträge der einzelnen Schaumkomponenten nicht trennen lassen. Tang (1974) hat versucht, die Auswirkung von Tröpfchenansammlungen in der oberflächennahen Grenzschicht auf die Helligkeitstemperatur zu simulieren. Für eine Übergangsschicht zwischen Wasser und Luft nimmt er ein Volumen von Salzwassertröpfchen an. Ihre Konzentration nimmt mit der Höhe der Schicht ab und ist eine Funktion der Windgeschwindigkeit. Sie ist am größten in den ersten Zentimetern über der Wasseroberfläche. Die Änderung der Permeabilität einer solchen Schicht wird durch ein inhomogenes Profil der komplexen dielektrischen Konstante  $\epsilon_0(z)$  beschrieben. Für Schichtdicken in der Größenordnung der elektromagnetischen Wellenlänge der abtastenden Mikrowellen nimmt die Transmissivität für Nadirblick Werte von eins an. Hohe Windgeschwindigkeiten erhöhen die Tröpfchenkonzentration sowie die Schichtdicke und lassen die Transmissivität auf 0.92 sinken. Folglich existiert ein Effekt, der sich mit zunehmender Frequenzen stärker bemerkbar machen sollte. Die Validierung seiner Ergebnisse bestätigt lediglich die Zunahme der Helligkeitstemperatur mit der Windgeschwindigkeit, deren Ursache aber nicht eindeutig festzustellen ist. Die Verwendung des von ihm beschriebenen Modells eines inhomogenen Profils der dielektrischen Konstante erfordert umfangreiche Berechnungen der verwendeten Koeffizienten.

Hinsichtlich des Beitrages der Gischt zu den Flüssen sensibler und latenter Wärme, gibt es derzeit noch widersprüchliche Meinungen. Modellsimulationen nach wird er als signifikant angegeben (Andreas et al. 1995). Von der energetischen Betrachtung her, sind mit  $0.05 \text{ W/m}^2$  vernachlässigbar geringe Beiträge zu der Verdunstung zu erwarten (Hasse 1992). Ebenso konnte in Experimenten wie HEXOS kein signifikanter Beitrag der Gischt zu den Flüssen nachgewiesen werden (Hasse 1994).

Aufgrund dieser Unsicherheiten wird Gischt in REFMOD nicht explizit berücksichtigt. Die weiteren Betrachtungen beziehen sich demnach nur auf Schaumkronen und Schaumstreifen. Ein Vergleich der oben diskutierten *Messungen der Spektraleigenschaften* dieser Schaumtypen mit *berechneten* Emissivitäten erfolgt in den nächsten Abschnitten.

## 8.6 Schaummodelle

### 8.6.1 Analytisches Schaummodell

Die Berechnung der Emissivität von Schaum kann mittels der Strahlungstransporttheorie erfolgen. Die Extinktionseffizienzen können über die *Mie*-Rechnung bestimmt werden. Der Genauigkeitsgewinn steht jedoch in keinem Verhältnis zu den auftretenden Rechenzeiten. Näherungslösungen führen bereits zu zufriedenstellenden Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen (Dombrovskiy 1979).

Bordonskiy et al. (1978) zeigen, daß die berechnete Emissivität mit dem dielektrischen Modell der Schaumschicht variiert. Das angenommene Profil des dielektrischen Überganges von Luft mit  $\epsilon = 1.0$  auf Wasser mit seiner hohen Permittivität hat einen erheblichen Einfluß auf die berechnete Emissivität. Die größte Übereinstimmung mit Messungen wird erhalten, wenn die Zunahme der dielektrischen Konstante als kontinuierlich in Form eines fast linearen Profils angenommen wird.

Droppleman (1970) schlug vor, die Schaumschicht als einen porösen Körper aufzufassen. Ihre dielektrische Konstante wird nach einer Formel von (Troitsky 1962) berechnet

$$\epsilon_f = \epsilon_w(1 - ((3\nu_a)/(((2\epsilon_w + 1)/(\epsilon_w - 1)) + \nu_a))) \quad (48)$$

mit

$\epsilon_w$  = dielektrische Konstante von Wasser

$\nu_a$  = Volumenanteil der Luft am Schaumkörpervolumen

$\epsilon_f$  wird als vertikal konstant angenommen (Sprungfunktion), was zu einem Dreischichtenproblem (Luft, Schaum, Wasser) führt. Diese vertikale Verteilung kommt der von Bordonskiy et al. vorgeschlagenen am nächsten, bei der die beste Übereinstimmung zwischen Modellrechnungen und Messungen erzielt wurde. Gegenüber ihren Formulierungen kann jedoch unter der Annahme des porösen Dielektrikums die Permittivität schneller berechnet werden. Daher wird in REFMOD das dielektrische Modell von Droppleman verwendet.

Für den Volumenanteil von Wasser  $\nu_w = 1 - \nu_a$  in einem Schaumvolumen gibt es sehr unterschiedliche Annahmen. Diese reichen von intuitiv vorgeschlagenen 0.06 - 0.01 (Droppleman 1970) bis zu einer Größenordnung von  $10^{-5}$  (Melle et al. 1973) für künstlich generierten Schaum. In REFMOD wird  $\nu_w$  mit 0.005 angenommen. Dieser Wert wurde bei Auswertungen von Schaumbläschen aus Schaumstreifen gefunden (Bezabotnov 1985). Zudem zeigten sich bei diesem Wert die besten Übereinstimmungen der Modellrechnungen mit Messungen der Schaumemissivität.

Die Einbindung des Ansatzes von Droppleman in REFMOD zur Bestimmung der Emissivität der Schaumschicht wird im folgenden erläutert.

Es wird angenommen, daß die Schicht aus einer großen Anzahl schwachstreuender Partikel besteht, deren Durchmesser von der Größenordnung der elektromagnetischen Wellenlänge ist, und die zufällig verteilt sind. Dann kann die inkohärente effektive Reflektivität  $\Gamma_f^{inkoh}$  der Schaumschicht bestimmt werden (Ulaby et al. 1981). Mit effektiv ist hierbei gemeint, daß alle Mehrfachstreuungen in der Lösung enthalten sind. Die Emissivität des Schaumes  $e_f$  kann so berechnet werden aus

$$e_f(\nu, \Theta, P) = 1 - \Gamma_f^{inkoh}(\nu, \Theta, P) \quad (49)$$

mit

$$\Gamma_f^{inkoh}(\nu, \Theta, P) = \frac{\Gamma_1 + \frac{\Gamma_2}{L_2} (1 - 2\Gamma_1)}{1 - \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{L_2}} \quad (50)$$

Hierin bedeuten

$\Gamma_1$  = Reflektivität der Grenzschicht Luft - Schaum

$\Gamma_2$  = Reflektivität der Wasseroberfläche

$L_2$  = Leistungsverlustfaktor der Schaumschicht

$$= e^{\kappa_{a2} d \sec \Theta}$$

$\kappa_{a2}$  = Leistungsextinktionskoeffizient des Schaumes

$$= \frac{4\pi}{\lambda_{em}} \left| \text{Im} \left[ \sqrt{\epsilon_f} \right] \right|$$

$\epsilon_f$  = Dielektrische Konstante des Schaumes

$\lambda_{em}$  = elektromagnetische Wellenlänge

$d$  = Schichtdicke des Schaumes

$\Theta$  = Streuwinkel

Die Berechnung der Schichtdicke  $d$  erfolgt mit einer Parametrisierung von (Abe 1957). Diese ist einzig eine Funktion der Wassertemperatur SST.

$$d = 10.5 + 0.21 SST \quad (51)$$

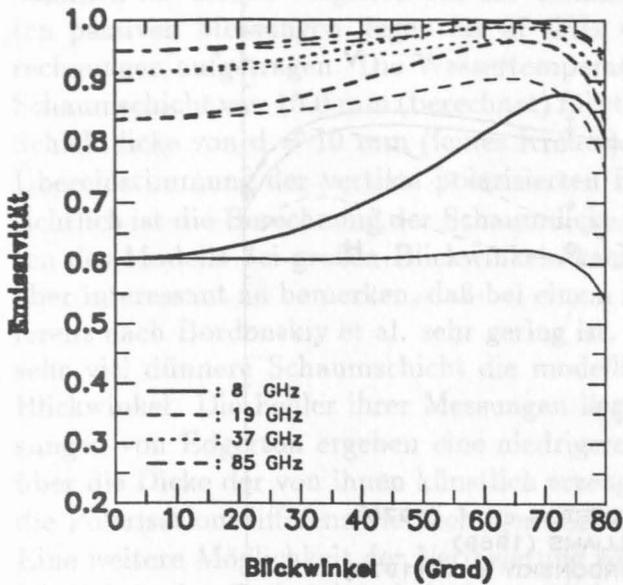


Abbildung 24 :

Emissivität einer Schaumschicht der Dicke  $d = 13.6 \text{ mm}$  ( $SST = 288 \text{ K}$ ) in Abhängigkeit des Blickwinkels und der Frequenz. Die obere (dickere) Kurve gilt jeweils für die vertikale, die untere (dünnere) für die horizontale Polarisation.

Mit der Wassertemperatur in  $^{\circ}\text{C}$  berechnet sich die Höhe der Schaumschicht in Millimetern. Sie gilt für einen für den Ozean typischen Salzgehalt von  $S = 35 \text{ ‰}$ . Süßwasser (destilliertes Wasser) läßt keine Schaumbildung zu, so daß hierfür  $d = 0$  ist (Bortkovskii 1987). Abb.(24) zeigt das spektrale Verhalten der Emissivität von Schaum als poröses Dielektrikum in Abhängigkeit des Blickwinkels  $\Theta$  und der Polarisation für eine Schaumschicht der Höhe  $d = 13.6 \text{ mm}$ , die sich bei einer Wassertemperatur  $SST = 288 \text{ K}$  ausbildet. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Emissivität erheblich zu. Für Frequenzen  $\nu > 85 \text{ GHz}$  kann Schaum bei dieser Schichtdicke annähernd als schwarzer Körper betrachtet werden. Zugleich findet eine Zunahme mit dem Blickwinkel statt, die jedoch zu hohen Frequenzen schwächer ausfällt. Damit verbunden ist eine Abnahme der Polarisationsdifferenz, da die Extinktion der Schaumschicht mit der Frequenz und dem Blickwinkel durch die größere Weglänge zunimmt. Dadurch wird das polarisierte

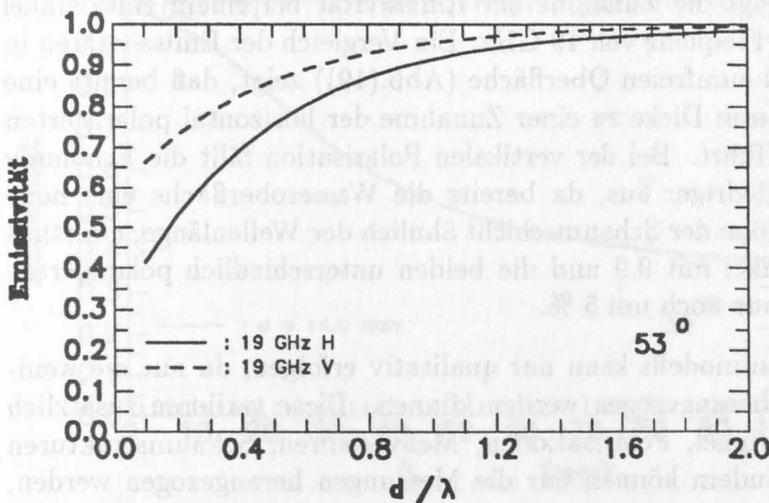


Abbildung 25:

Emissivität von Schaum bei 19 GHz in Abhängigkeit des Verhältnisses der Schichtdicke zu der abtastenden Wellenlänge  $\lambda$ .

Blickwinkel  $\Theta = 53^{\circ}$ ,  $\lambda = 15.5 \text{ mm}$ ,  $SST = 288 \text{ K}$ ,  $S = 35 \text{ ‰}$ ,  $\nu_w = 0.005$ .

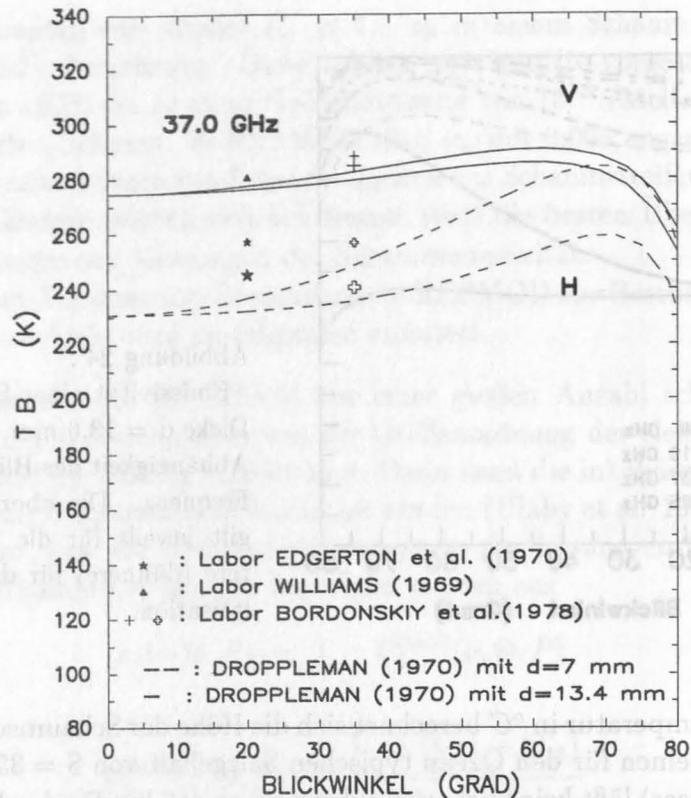


Abbildung 26: Helligkeitstemperatur von Schaumschichten unterschiedlicher Dicke aus Messungen und dem Schaummodell in REFMOD in Abhängigkeit vom Blickwinkel. Kleine Symbole stehen für die vertikale Polarisation (obere Kurve), große für die horizontale Polarisation (untere Kurve). SST = 295 K, S = 35 ‰.

Signal der Wasseroberfläche reduziert, um bei 85 GHz nur noch sehr schwach ausgeprägt zu sein.

Das Verhältnis der Dicke der Schaumschicht  $d$  zu der abtastenden elektromagnetischen Wellenlänge  $\lambda_{em}$  und die Weglänge der Photonen sind somit entscheidend für die Extinktion. Abb.(25) zeigt die Zunahme der Emissivität bei einem Blickwinkel  $\Theta = 53^\circ$  mit  $d/\lambda_{em}$  bei einer Frequenz von 19 GHz. Ein Vergleich der Emissivitäten in Abb.(25) mit denen einer schaumfreien Oberfläche (Abb.(19)) zeigt, daß bereits eine dünne Schaumschicht von 3 mm Dicke zu einer Zunahme der horizontal polarisierten Emissivität um 0.20 (70 %) führt. Bei der vertikalen Polarisation fällt die Erhöhung mit 0.14 (25 %) sehr viel niedriger aus, da bereits die Wasseroberfläche eine hohe Emissivität besitzt. Ist die Höhe der Schaumschicht ähnlich der Wellenlänge, emittiert Schaum bei diesem Blickwinkel mit 0.9 und die beiden unterschiedlich polarisierten Beiträge unterscheiden sich nur noch um 5 %.

Eine Verifizierung des Schaummodells kann nur qualitativ erfolgen, da nur die wenigen Messungen aus Tab.(9) herangezogen werden können. Diese variieren zusätzlich über die Frequenzen, Blickwinkel, Polarisationen, Meßverfahren, Schaumstrukturen und Wassertemperaturen. Zudem können nur die Messungen herangezogen werden, bei denen tatsächlich nur die Emissivität der Schaumschicht gemessen wurde. Damit

kommen für diesen Vergleich nur die Tankmessungen im Labor in Frage. Die meisten passiven Messungen liegen für 37 GHz vor, sie sind in Abb.(26) gegen Modellrechnungen aufgetragen. Die Wassertemperatur betrug 295 K, was zu einer Höhe der Schaumschicht von 15.0 mm (berechnet) führt. Bordonskiy et al. geben eine gemessene Schichtdicke von  $d = 10$  mm (feines Kreuz) bzw.  $d \sim 1$  mm (fettes Kreuz) an. Die Übereinstimmung der vertikal polarisierten Emissivitäten ist erstaunlich gut. Offensichtlich ist die Berechnung der Schaumdicke hinreichend gut. Über das Winkelverhalten des Modells bei großen Blickwinkeln kann keine Aussage gemacht werden. Es ist aber interessant zu bemerken, daß bei einem Blickwinkel  $\Theta = 35^\circ$  die Polarisationsdifferenz nach Bordonskiy et al. sehr gering ist. Ihre Messungen bestätigen auch für eine sehr viel dünnere Schaumschicht die modellierte Zunahme der Emissivität mit dem Blickwinkel. Die Fehler ihrer Messungen liegen bei  $\Delta TB_{Schaum} = \pm 1.5$  K. Die Messungen von Edgerton ergeben eine niedrigere Helligkeitstemperatur, jedoch ist nichts über die Dicke der von ihnen künstlich erzeugten Schaumschicht gesagt. Auch hier ist die Polarisationsdifferenz die wichtigere Information.

Eine weitere Möglichkeit der Verifizierung zeigt Abb.(27) in Form der spektralen Abhängigkeit der Emissivität bei einem Blickwinkel  $\Theta = 35$  Grad. Entsprechend der Wassertemperatur von SST = 290 K ergibt sich aus der Parametrisierung von Abe eine Schaumdicke  $d$  von 14 mm. Die von Bordonskiy et al. durchgeführten Messungen werden für die hohen Frequenzen bis  $\nu = 14$  GHz ( $\lambda = 20$  mm) sehr gut von dem Schaummodell reproduziert. Einzig bei der sehr niedrigen Frequenz von  $\nu = 3.75$  GHz ( $\lambda = 80$  mm) fallen die modellierten Werte zu niedrig aus. Das bedeutet, daß Schaum selbst bei sehr niedrigen Mikrowellenfrequenzen ein deutliches Radiometersignal besitzt.

Die diskutierten Vergleiche zeigen, daß das poröse dielektrische Schaummodell für kleine bis mittlere Blickwinkel in der Lage ist, die Emissivitäten von Schaumschichten richtig zu simulieren. Die Genauigkeit der Bestimmung der Dicke der Schicht ist hierbei von Bedeutung und kann mit der Parametrisierung von Abe (1957) für polyhydronen Schaum hinreichend genau bestimmt werden.

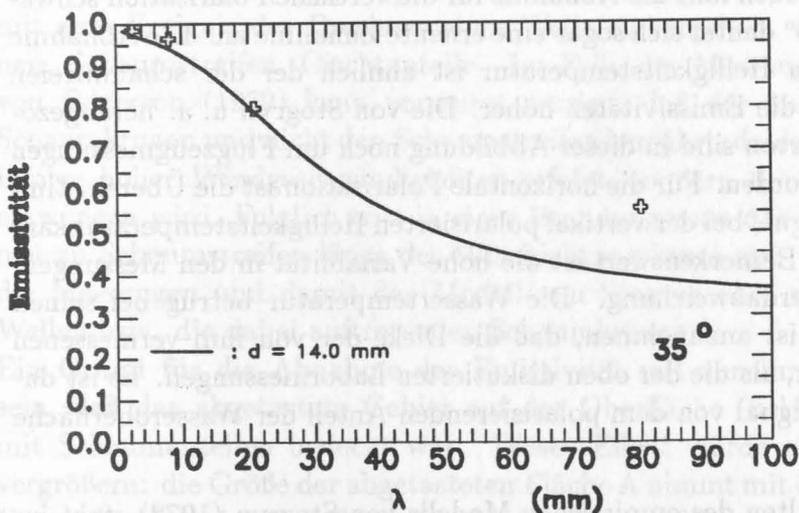


Abbildung 27:

Spektralabhängigkeit der Emissivität von Schaum bei SST = 295 K nach dem porös dielektrischen Modell (—) und aus Messungen von Bordonskiy et al. (1978) (+) für die horizontale Polarisation.

$S = 35^\circ / \infty, \nu_w = 0.005.$

### 8.6.2 Empirisches Schaummodell

Um die winkelabhängigen Emissionseigenschaften von Schaum zu beschreiben, wird in vielen Strahlungstransportmodellen auf das empirische Modell von Stogryn (1972) zurückgegriffen. Dieses wurde aus Messungen von Schaumstrukturen bei Blickwinkeln  $10^\circ < \Theta < 70^\circ$  abgeleitet, wobei vornehmlich flugzeuggetragene Radiometermessungen (Nordberg et al. 1971) und solche in der Brandungszone eines Strandes (Edgerton et al. 1970) eingehen. Letztere bestimmen im wesentlichen die Winkelabhängigkeit des abgeleiteten Modells.

$$e_P(\nu, \Theta) SST = e(\nu, 0) SST F_P(\Theta) \quad (52)$$

mit  $P = h$  - oder  $v$  - polarisiert und

$$e(\nu, 0) SST = 208.0 + 1.29 \nu$$

$$F_h(\Theta) = 1 - 1.748 \times 10^{-3} \Theta - 7.336 \times 10^{-5} \Theta^2 +$$

$$1.044 \times 10^{-7} \Theta^3$$

$$F_v(\Theta) = 1 - 9.946 \times 10^{-4} \Theta + 3.218 \times 10^{-5} \Theta^2 -$$

$$1.187 \times 10^{-6} \Theta^3 + 7.0 \times 10^{-20} \Theta^{10}$$

Die Parametrisierung ist für Winkel  $0^\circ < \Theta < 70^\circ$  und Frequenzen  $13.4 \text{ GHz} < \nu < 37 \text{ GHz}$  gültig.

Abb.(28) zeigt gemessene Helligkeitstemperaturen beider Polarisationen über Schaum in Abhängigkeit vom Blickwinkel sowie berechnete, die sich aus der Parametrisierung von Stogryn (1972) ergeben. Diese wurde aus den eingetragenen Messungen abgeleitet. Die hohen Temperaturen bei Nadirblick nehmen mit zunehmendem Blickwinkel für beide Polarisationen ab. Jedoch fällt die Abnahme für die vertikale Polarisation schwächer aus, für Winkel  $\Theta > 60^\circ$  deutet sich sogar eine erneute Zunahme an. Die Abnahme der horizontal polarisierten Helligkeitstemperatur ist ähnlich der der schaumfreien Wasseroberfläche, nur sind die Emissivitäten höher. Die von Stogryn u. a. herangezogenen Messungen von Edgerton sind in dieser Abbildung noch um Flugzeugmessungen von Smith (1988) ergänzt worden. Für die horizontale Polarisation ist die Übereinstimmung mit dem Modell sehr gut, bei der vertikal polarisierten Helligkeitstemperatur kam Smith zu höheren Werten. Bemerkenswert ist die hohe Variabilität in den Messungen, dargestellt über die Standardabweichung. Die Wassertemperatur betrug bei seinen Messungen nur 277 K. Es ist anzunehmen, daß die Dicke der von ihm vermessenen Schaumflächen geringer war, als die der oben diskutierten Labormessungen. Es ist daher zu vermuten, daß das Signal von dem polarisierenden Anteil der Wasseroberfläche beeinflusst war.

Das winkelabhängige Verhalten des empirischen Modells von Stogryn (1972) steht im Gegensatz zu dem des porösen Schaummodells, da letzteres für beide Polarisationen

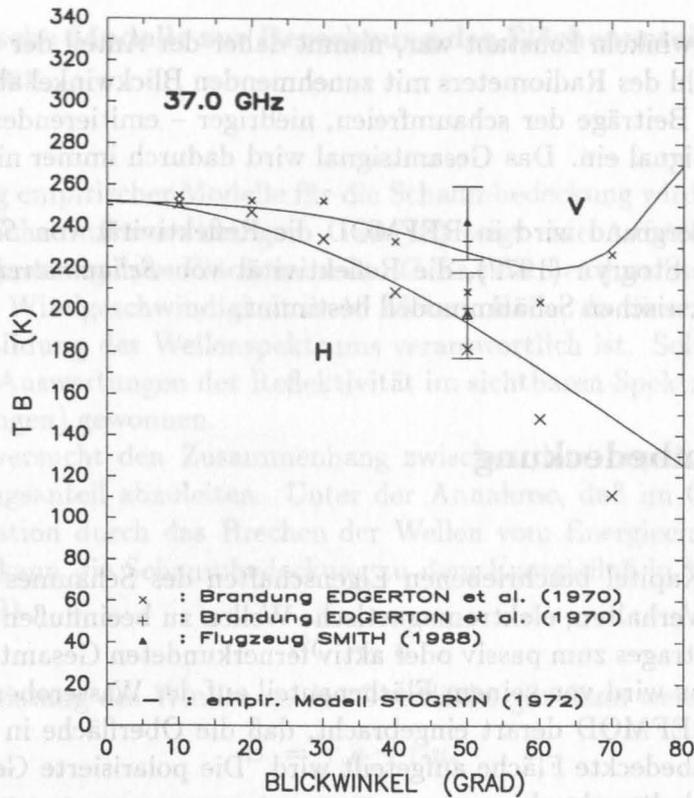


Abbildung 28: Gemessene Helligkeitstemperaturen von Schaumerscheinungen auf der Meeresoberfläche und berechnete Helligkeitstemperaturen nach der Parametrisierung von STOGRYN (1972) in Abhängigkeit vom Blickwinkel. Kleine Symbole stehen für die vertikale Polarisation ( V ), große für die horizontale Polarisation ( H ). SST = 295 K, S = 35 ‰.

eine Zunahme der Emissivität mit dem Winkel vorhersagt. Über die Ursache der Unterschiede kann nur gemutmaßt werden. Das Signal des Schaumes der eingehenden Feldmessungen (Flugzeugmessungen, Brandungszone) beinhaltet alle Beiträge, die mit dem Ereignis des Brechens einer Welle einhergehen. Dazu gehören Schaumkronen, Schaumstreifen, Gischtanteile. Im Falle der Messungen in der Brandungszone von Edgerton (1970) kann vermutet werden, daß der wesentliche Beitrag von den Schaumkronen und nicht den Schaumstreifen herrührt, da das Brechen der Wellen nicht infolge hoher Windgeschwindigkeiten erfolgt, sondern durch die geringe Wassertiefe erzwungen wird. Folglich tritt in einer Brandungszone das Verdriften der Schaumkronen zu Schaumstreifen längs der Windrichtung kaum auf. Diesbezüglich beschreiben die Messungen und damit das Modell von Stogryn eher die Emissivität brechender Wellen bzw. die dabei auftretenden Schaumkronen.

Ein Grund für die Abnahme der Emissivität mit zunehmenden Blickwinkel könnte sein, daß das abgetastete Gebiet auf der Oberfläche (field of view) nicht zu 100 % mit Schaumanteilen bedeckt war. Dieser Effekt würde sich mit dem Winkel noch vergrößern: die Größe der abgetasteten Fläche A nimmt mit dem Winkel zu ( $A/\cos(\Theta)$ ). Unter der Annahme, daß die Größe der Schaumfläche über die Messungen bei ver-

schiedenen Blickwinkeln konstant war, nimmt daher der Anteil der schaumbedeckten Fläche im Meßfeld des Radiometers mit zunehmenden Blickwinkel ab. Damit mischen sich zunehmend Beiträge der schaumfreien, niedriger – emitierenden Wasserfläche in das Radiometersignal ein. Das Gesamtsignal wird dadurch immer niedriger, je größer der Blickwinkel.

Vor diesem Hintergrund wird in REFMOD die Reflektivität von *Schaumkronen* mit dem Modell von Stogryn (1972), die Reflektivität von *Schaumstreifen* hingegen mit dem porös dielektrischen Schaummodell bestimmt.

## 8.7 Schaumbedeckung

Die im letzten Kapitel beschriebenen Eigenschaften des Schaumes beschreiben sein grundsätzliches Verhalten, elektromagnetische Wellen zu beeinflussen. Die Berücksichtigung seines Beitrages zum passiv oder aktiv fernerkundeten Gesamtsignal der Reflektivität des Ozeans wird von seinem Flächenanteil auf der Wasseroberfläche bestimmt. Dieser wird in REFMOD derart eingebracht, daß die Oberfläche in eine schaumfreie und eine schaumbedeckte Fläche aufgeteilt wird. Die polarisierte Gesamtreflektivität  $\Gamma_P$  wird somit erhalten durch

$$\Gamma_P = (1 - FC) \Gamma_{mod} + FC \Gamma_{Schaum} \quad (53)$$

mit

$\Gamma_P$  = polarisationsabhängige Reflektivität einer Facette

$FC$  = Flächenanteil der Schaumbedeckung

$\Gamma_{mod}$  = modifizierte Reflektivität der schaumfreien Fläche

$\Gamma_{Schaum}$  = Reflektivität des Schaumes

Es wird die Annahme gemacht, daß sich das Verhältnis schaumfreier und schaumbedeckter Flächen auf jede Facette übertragen läßt. Damit ist die Blickwinkelabhängigkeit und die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Schaum zugleich berücksichtigt, da dieser vornehmlich im Bereich der Wellenkämme mit geringen Neigungen (nach dem Brechen der Welle) auftritt.

$FC$  nimmt global typischerweise Werte von 3 % an (Smith 1988a). Trotz dieses geringen Anteils kommt dem Schaum aufgrund seines großen Beitrages zum Mikrowellensignal eine nicht zu vernachlässigende Bedeutung zu.

### 8.7.1 Empirische Modelle zur Berechnung des Flächenanteils der Schaumbedeckung

Bei der Ableitung empirischer Modelle für die Schaumbedeckung wird sich zumeist auf den Anteil von Schaumkronen bezogen. Tab.(10) zeigt eine Aufstellung empirischer Modelle zur Bestimmung ihres Flächenanteils FC. Es sind dies durchweg logarithmische Beziehungen zur Windgeschwindigkeit in 10 Metern Höhe, da diese für den Energieeintrag zur Ausbildung des Wellenspektrums verantwortlich ist. Solche Modelle werden zumeist aus Auswertungen der Reflektivität im sichtbaren Spektralbereich (Fotos, Videoaufzeichnungen) gewonnen.

Wu (1979) hat versucht den Zusammenhang zwischen dem Impulseintrag und dem Schaumbedeckungsanteil abzuleiten. Unter der Annahme, daß im Gleichgewichtszustand die Dissipation durch das Brechen der Wellen vom Energieeintrag des Windes balanciert wird, kann die Schaumbedeckung zu dem Energiefluß in Verhältnis gesetzt werden (Wu 1979)

$$FC \sim E \quad (54)$$

Für die Arbeitsleistung des Windes an der Oberfläche gilt dann weiter

$$E = \tau q \sim \tau u_* \quad (55)$$

hierbei ist  $\tau$  die Schubspannung und  $q$  die Driftströmung. Mit  $C_{10} \sim U_{10}^{1/2}$  (Wu 1969) kann FC abgeschätzt werden zu

$$FC \sim (C_{10}^{1/2} U_{10}) (C_{10} U_{10}^2) \sim U_{10}^{3.75}. \quad (56)$$

Der Betrag des Exponenten in  $U$  wird bei den empirisch gewonnenen Gleichungen im wesentlichen durch die Wassertemperatur des zugrunde liegenden Datensatzes bestimmt (Monahan und O'Muircheartaigh 1986). Er liegt für eine SST von 283 K bei  $\sim 2$  und steigt auf Werte von  $\sim 3.5$  bei einer SST von 300 K.

Bei der Abschätzung des Exponenten in  $U$  in Gl.(56) wurde für den Gleichgewichtszustand nicht die Dissipation infolge kinematischer Viskosität berücksichtigt. Da die Viskosität mit der Wassertemperatur merklich abnimmt, hat diese Ableitung nur für warme Wassermassen Gültigkeit, der Exponent muß folglich mit der Temperatur abnehmen.

Durch ihren statistischen Charakter unterliegen die Parametrisierungen Einschränkungen ihrer Gültigkeit hinsichtlich der Windgeschwindigkeit, der Wassertemperatur und des Salzgehaltes.

Der Einfluß der Wassertemperatur und des Salzgehaltes auf die Schaumbedeckung im allgemeinen ist nicht unerheblich. Dies wurde bereits angesprochen, ihre Auswirkungen sollen aber im folgenden noch etwas genauer betrachtet werden.

Die Entstehung von Schaumflächen ist nahezu temperaturunabhängig, nicht jedoch ihre Stabilität. Diese nimmt mit der Temperatur ab.

$$t_f = t_{f_0} e^{-0.04SST} \quad (57)$$

mit

$$t_f = \text{Lebensdauer von Schaum in Sekunden}$$

$$t_{f_0} = 70 \text{ s für Wassertemperatur} = 0^\circ \text{ C}$$

lfd.Nr.	Autor	$FC_{WC}$	Gültigkeitsbereich	
			U [m/s]	SST [K]
1	<i>Blanchard (1963)</i>	$4.4 \times 10^{-4} U^2$	5.1 - 20.6	
2	<i>Monahan (1971)</i>	$1.35 \times 10^{-5} U^{3.4}$	4.0 - 10.0	
3	<i>Toba et al. (1973)</i>	$1.55 \times 10^{-6} U^{3.75}$	< 20	
4	<i>Tang (1974)</i>	$7.75 \times 10^{-6} U^{3.231}$	< 35	
5	<i>Wu (1979)</i>	$1.7 \times 10^{-6} U^{3.75}$	< 20	
6	<i>Monahan et al. (1980)</i>	$2.95 \times 10^{-6} U^{3.52}$	?	298 - 300
7	<i>Monahan et al. (1986)</i>	$3.4 \times 10^{-2} u_*^{3.279}$	2.0 - 13.0	273 - 282
8	<i>Monahan et al. (1986)</i>	$1.95 \times 10^{-5} U^{2.55} e^{0.0861 \Delta T}$	1.0 - 15.0	271 - 305
9	<i>Monahan et al. (1990)</i>	$1.44 \times 10^{-11} \nu_k (U - 1.62 \cdot 10^2 \nu_k^{\frac{1}{3}})^3$	1.0 - 15.0	271 - 305

Tabelle 10: Empirische Modelle zur Bestimmung des Flächenanteils der Schaumbedeckung  $FC_{WC}$  mit  $U$  = Windgeschwindigkeit,  $u_*$  = Schubspannungsgeschwindigkeit,  $\Delta T = SST - T_{Luft}$ ,  $\nu_k$  = kinematische Viskosität.

Zugleich nimmt die Lebensdauer des Schaumes mit dem Salzgehalt zu (Bortkovskii 1987). Damit täuschen Schaumstreifen auf salzreichen kalten Wasseroberflächen höhere Windgeschwindigkeiten vor als auf salzarmen warmen. Unter der Annahme meridional homogener Salzgehalte innerhalb der Deckschicht ist bei gleichen Windgeschwindigkeiten in den hohen Breiten mit einem höheren Bedeckungsanteil zu rechnen als in den niedrigen Breiten.

Anders verhält es sich bei der Entstehung und Verweilzeit der Schaumkronen. Die kinematische Viskosität von Seewasser nimmt mit der Temperatur stark ab. Folglich tritt Dissipation durch Brechen der Wellen bei hohen Wassertemperaturen eher auf als bei niedrigen (Monahan und O'Muircheartaigh 1986). Dies täuscht höhere Windgeschwindigkeiten vor. Eine Bestätigung hierfür findet sich in der von Monahan et al. (1980) veröffentlichten Parametrisierung (lfd.Nr. 6 in Tab.(10)), die aus einem Datensatz mit Wassertemperaturen  $SST > 298$  K gewonnen wurde. Die zusätzliche Berücksichtigung von Beobachtungen bei kaltem Wasser führte bei der Ableitung des später von ihnen vorgeschlagene Modells (8) zu einer Reduzierung des Exponenten der Windgeschwindigkeit. Bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von  $U = 10$  m/s und neutraler Schichtung  $\Delta T = 0^\circ C$  verringert sich der aus Modell 8 bestimmte Schaumbedeckungsanteil um rund 30 % gegenüber dem aus Modell 6.

In allen Modellen wird die Schaumbedeckung zur Windgeschwindigkeit in 10 Metern Höhe in Relation gesetzt, obwohl die Schubspannungsgeschwindigkeit den Zusammenhang besser beschreiben sollte. Monahan et al. (1986,b) veröffentlichten eine Parametrisierung (Modell 7) als Funktion von  $u_*$ . Sie beruht auf einem nicht sehr umfangrei-

chen Kaltwasserdatensatz aus dem Nordatlantik (N = 42).

Bei der Ableitung solcher Modelle wurde über lange Zeit einzig die Abhängigkeit zur Windgeschwindigkeit betrachtet. Monahan et al. versuchten mit dem Modell 8, auch die Stabilität der bodennahen Grenzschicht  $\Delta T = SST - T_{Luft}$  in die Entstehung der Schaumkronen mit einzubeziehen. Ihr Modell basiert auf einem sehr großen Datensatz unterschiedlicher Experimente, wodurch ein weites Spektrum an Wassertemperaturen und Windgeschwindigkeiten mit eingehen.

Einen alternativen Ansatz liefern Monahan et al. mit Modell 9, bei dem nicht die Stabilität, sondern neben der Windgeschwindigkeit die kinematische Viskosität  $\nu_k$  die Schaumbildung kontrolliert.

Die Entstehung von Schaum hängt im wesentlichen von den hier eingehenden Parametern ab. Darüberhinaus ist sein Auftreten noch von der Wirklänge (fetch) des Windes, seiner Wirkdauer, aber auch von dem Bestand an organischem Material in der Deckschicht abhängig. Für die Anwendung in der satellitengestützten passiven Mikrowellenfernerkundung der Ozeanoberfläche hat die Wirklänge einen untergeordneten Einfluß, da Messungen im Küstenbereich nicht verwertet werden (zu hohe Emissivitäten durch Landeinflüsse in den Nebenkeulen des Radiometers). Die Wirkdauer und der Bestand an organischer Substanz kann nicht berücksichtigt werden.

In REFMOD wird das Modell 8 für die Bestimmung des Flächenanteils der *Schaumkronen* verwendet. Es besitzt aufgrund des umfangreichen Datensatzes, auf dem es beruht, einen großen Gültigkeitsbereich. Darüberhinaus bietet es die Möglichkeit der Berücksichtigung der Stabilität.

Soll die Modellierung der Strahlungstemperaturen einer schaumbedeckten Wasseroberfläche nur regionale Gültigkeit besitzen, dann bietet es sich an, Modell 8 gegen ein Modell auszutauschen, daß die Verhältnisse der Region genauer wiedergibt. Im Falle tropischer Gebiete bietet sich hierfür Modell 6 an, im Falle polarer Breiten sollte auf Modell 7 zugegriffen werden.

Eine weitere Größe bei der Beschreibung der Schaumbedeckung ist die Windgeschwindigkeit, ab der die Entstehung von Schaumkronen einsetzt. Monahan et al. (1986) geben zwei Parametrisierungen zur Bestimmung des Schwellwertes  $U_B$  an. Die Schwellenzahl besagt, daß mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 50 % Schaumkronen auftreten. Er kann über die Temperaturdifferenz von Wasser zu Luft oder nur über die Wassertemperatur bestimmt werden.

$$U_B = 3.27 \times 10^{-0.0458\Delta T} \quad \text{m/s} \quad (58)$$

$$U_B = 3.36 \times 10^{-0.00309SST} \quad \text{m/s} \quad (59)$$

Für eine neutrale Schichtung ( $\Delta T = 0$ ) führt dies zu einem Schwellwert von  $U_B = 3.27$  m/s. Dieser Wert liegt erheblich unter der langläufig angenommenen und in vielen Oberflächenmodellen verwendeten Windgeschwindigkeit für  $U_B$  von 7 m/s (z. B. (Wilheit 1979; Wentz 1992)).

Der aus Gl.(58) und (59) resultierende Schwellwert wird durch Sonarmessungen der Deckschicht bestätigt (Thorpe 1986). Dabei wurden durch brechende Wellen eingemischte Luftblasen unterhalb der Wasseroberfläche von unten abgetastet. Unter Betrachtung der nur mechanisch verursachten Bläschenproduktion werden zwei Schluß-

folgerungen gezogen, die für die Fernerkundung aus der Luft hinsichtlich der Schaumbedeckung von Bedeutung sind:

1. Schaumbläschen entstehen ab einer Windgeschwindigkeit von  $U_{10} \geq 2.5$  m/s,
2. Bei Windgeschwindigkeiten  $U_{10} > 7$  m/s existiert eine stratiforme Schicht von Luftblasen in den obersten Metern der Deckschicht.

Dies deckt sich mit Annahmen von Droppleman (1970), wonach die hohe Emissivität von Schaum auch auf die Zerstörung der relativ glatten Grenzfläche zurückzuführen ist. Durchstoßen die aufsteigenden Luftblasen die Wasseroberfläche, kann dessen relativ glatte Struktur durch die aufplatzenden Blasen zu einer sehr rauhen Oberfläche werden.

In REFMOD wird für das Einsetzen von Schaumbildung Gl.(58) und (59) verwendet. Das Minimum der Windgeschwindigkeit  $U_B$  aus den beiden Parametrisierungen wird als Schwellwert angenommen, unterhalb diesem ist  $FC_{WC} = 0$ .

Mit den oben diskutierten Modellen läßt sich der Flächenanteil der *Schaumkronen* auf der Wasseroberfläche recht gut abschätzen. Dieser muß noch um den (erheblich größeren) Anteil ergänzt werden, den *Schaumstreifen* einnehmen. Ihre Entstehung ist zwar an einen höheren Energieeintrag gebunden, sie tragen aber bei hohen Windgeschwindigkeiten den weitaus größeren Teil zu der Gesamtbedeckung bei (Bortkovskii 1987).

Bortkovskii leitet eine Beziehung für das Verhältnis der Ausdehnung von Schaumstreifen und Schaumkronen her. Danach kann dieses aus der Phasengeschwindigkeit  $c$  der Wellen, der Lebenszeit der Schaumblasen  $t_f$  an der Oberfläche und der horizontalen Ausdehnung der Schaumkronen in Richtung der Neigung  $L$  abgeschätzt werden. Letztere steht in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit, die jedoch nichtsignifikant ist, sodaß keine eindeutige Bestimmung in  $L$  durchgeführt werden kann. Es muß daher auf andere Ansätze zurückgegriffen werden.

Eine praktikable Lösung bietet der Ansatz von Ross & Cardone (1974). Hierin wird der relative Flächenanteil der Schaumstreifen zu den Schaumkronen berechnet.

$$FC = (1 + R_{SW}) FC_{WC} \quad (60)$$

mit

$FC$  = Gesamtbedeckung durch Schaumkronen und Schaumstreifen

$R_{SW}$  = Verhältnis der Schaumstreifen zu den Schaumkronen

$$= -1.99 + 0.25 U_{20}$$

$U_{20}$  = Windgeschwindigkeit in 20 m bei neutraler Schichtung

$FC_{WC}$  = Bedeckung durch Schaumkronen

Die Parametrisierung wurde aus Flugzeugmessungen im Frühjahr über der Nordsee und dem Nordatlantik gewonnen. Es ist daher anzunehmen, daß die Wassertemperaturen niedrig gewesen sind. Nach der Diskussion auf S.(72) sollten somit die aus Gl.(60) bestimmten prozentualen Anteile etwas zu hohe Werte annehmen, da das Verhältnis  $R_{SW}$  höhere Werte annimmt, als es bei hohen Wassertemperaturen der Fall ist.

## 8.8 Beitrag der Schaumkronen und Schaumstreifen zur Hel- ligkeitstemperatur der Ozeanoberfläche

Im Folgenden soll der Beitrag der teils schaumbedeckten Wasseroberfläche zum ra-  
diometrischen Mikrowellensignal betrachtet werden.

In Abb.(29) ist für neutrale Schichtungsverhältnisse dargestellt, wie groß der Anteil  
der Schaumkronen, der Schaumstreifen und ihrer Summe in Abhängigkeit zur Wind-  
geschwindigkeit werden kann. Hier bestätigen sich die Beobachtungen von Borkovskii  
(1987), wonach die Schaumstreifen den weitaus größeren Beitrag zu der Gesamtbe-  
deckung der Ozeanoberfläche mit Schaum ausmachen. Auch bei sehr hohen Windge-  
schwindigkeiten nehmen die Schaumkronen nicht mehr als 8 % der Fläche ein. Der  
Zusammenhang ihrer relativen Ausdehnung mit der Windgeschwindigkeit ist nahezu  
linear. Eine Ursache ist die Zunahme der Wellenlänge der brechenden Wellen mit  
der Windgeschwindigkeit. Das führt zu einer Vergrößerung der Distanz der Orte des  
Auftretens von Schaumkronen, natürlich auch zu einer Zunahme der Größe einer jeden  
Schaumkrone. Beide Effekte balancieren sich jedoch nicht gänzlich, sondern stellen den  
fast linearen Zusammenhang her (Bortkovskii 1987).

Die Gesamtbedeckung der Wasseroberfläche mit Schaumkronen und Schaumstreifen  
nimmt bei einem hohen Impulsübergang Werte von über 40 % an. Die berechneten  
Flächenanteile stimmen qualitativ und quantitativ gut mit Beobachtungen unterschied-  
licher Autoren überein, die von Borkovskii zusammengestellt worden sind. Die Kurven  
liegen zwischen den Abschätzungen über sehr warmen und sehr kalten Wassermassen.  
Da die Wassertemperatur nicht explizit in das verwendete Modell eingeht, kommt es  
für Extremtemperaturen zu Über- bzw. Unterschätzungen. Bei hohen Wassertempera-  
turen von SST = 300 K wird der Flächenanteil von dem hier verwendeten Modell um

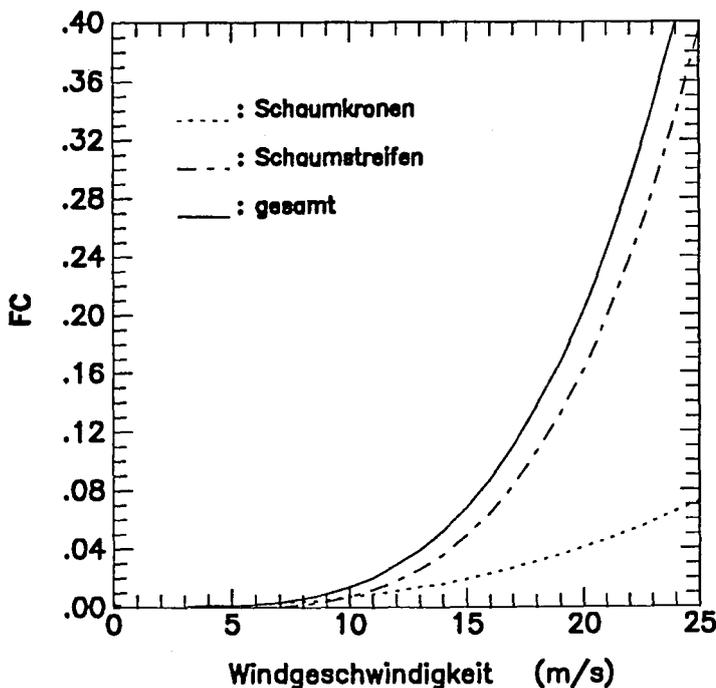


Abbildung 29:  
Schaumbedeckung der  
Ozeanoberfläche in Abhängigkeit  
zur Windgeschwindigkeit bei neu-  
traler Schichtung. Der Anteil der  
Schaumkronen wurde mit Modell  
8 (Tab.10) bestimmt, die anderen  
Kurven nach Gl.(60). SST = 288  
K, S = 35 ‰.

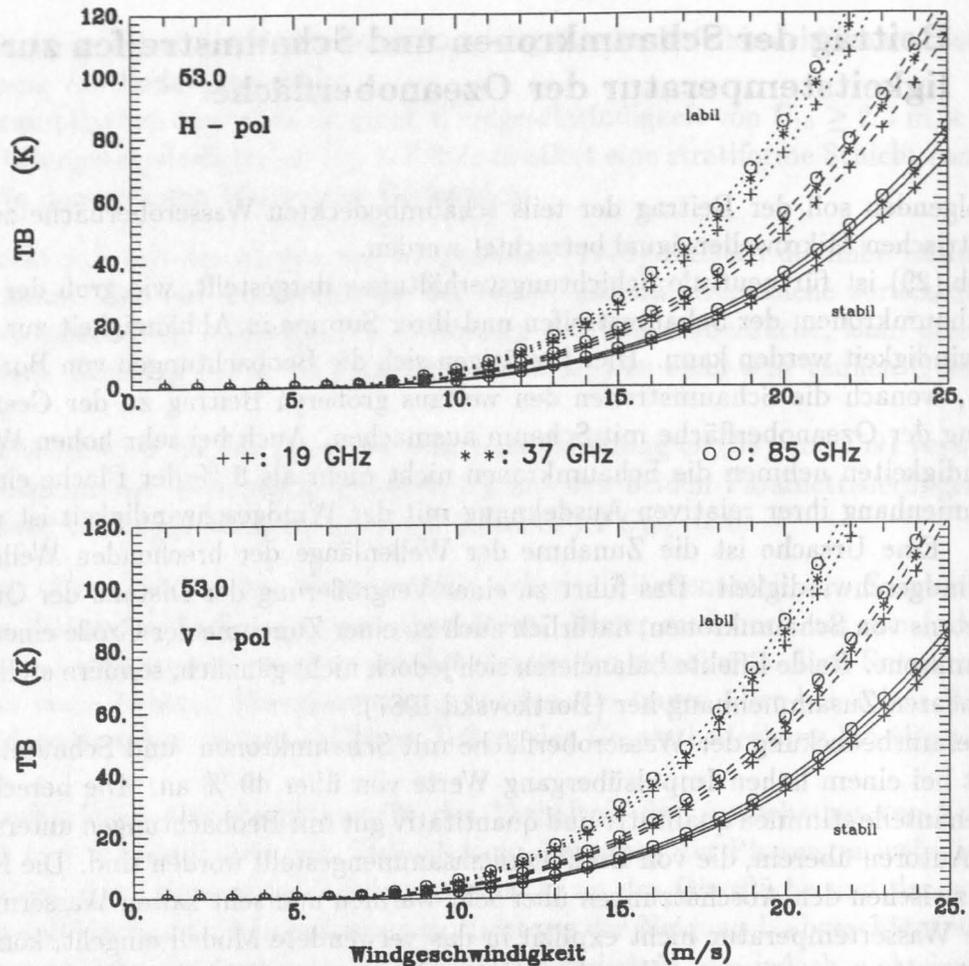


Abbildung 30: Beitrag des Schaumes entsprechend seines Flächenanteils zur Helligkeitstemperatur einer windgetriebenen Ozeanoberfläche für 19, 37 und 85 GHz bei einem Blickwinkel von  $\Theta = 53^\circ$  unter *labilen* ( $\Delta T = 5 \text{ K}$ ), *neutralen* ( $\Delta T = 0 \text{ K}$ ) und *stabilen* ( $\Delta T = -5 \text{ K}$ ) Verhältnissen. SST = 288 K, S = 35 ‰.

*Oben:* horizontale Polarisation, *unten:* vertikale Polarisation.

7 % unterschätzt, für mittlere bis niedrige Temperaturen  $274 \text{ K} < SST < 288 \text{ K}$  um 4 % überschätzt. Die Bestimmung des Auftretens von Schaumkronen *alleine* stimmt mit den Beobachtungen bei unterschiedlichen Wassertemperaturen gut überein.

In den letzten Abschnitten wurde bereits die Berücksichtigung der unterschiedlichen Schaumstrukturen hinsichtlich ihrer Ausdehnung erwähnt. In REFMOD werden diese nun auch bezüglich ihrer Strukturen bei der Bestimmung ihrer Reflektivität unterschieden.

Da Schaumstreifen eine eher geschichtete Struktur aufweisen, wird deren Reflektivität mittels des porös dielektrischen Schaummodells berechnet. Die Reflexionseigenschaften der Schaumkronen hingegen werden mit dem Modell von STOGRYN bestimmt, da dieses auf der Messung der Emissivität brechender Wellen beruht.

Abb.(30) zeigt die Zunahme der Helligkeitstemperatur mit der Schaumbedeckung bei unterschiedlichen Schichtungsverhältnissen für 19, 37 und 85 GHz bei einer Wassertemperatur SST = 288 K. Der Blickwinkel auf die Wasseroberfläche entspricht mit  $\Theta = 53^\circ$  dem satellitengetragener Radiometer (hier: SSM/I). Die Zunahme entspricht der Zunahme des Flächenanteils, den der Schaum einnimmt. Bei hohen Windgeschwindigkeiten von 20 m/s liegt der Beitrag des Schaumes mit 50 K für die horizontale Polarisation 40 % unter der Helligkeitstemperatur einer spiegelnden Wasseroberfläche mit TB = 80 K. Dies gilt zumindest für 19 GHz. Bei 85 GHz liegt dieser Wert bei 50 % des eines windstillen Ozeans mit  $T_b = 120$  K. Der Einfluß der bodennahen Schichtungsverhältnisse wirkt sich erheblich auf den Beitrag des Schaumes zum Gesamtsignal der Oberfläche aus. Eine absolute Differenz von 10 K ( $\Delta T = \pm 5$  K) führt zu Differenzen in der Helligkeitstemperatur des Schaumbeitrages von  $\Delta TB \approx 40$  K bei 19 GHz (H) (46 K bei V) und zu  $\Delta TB \approx 50$  K bei 37 GHz und 85 GHz (H und V).

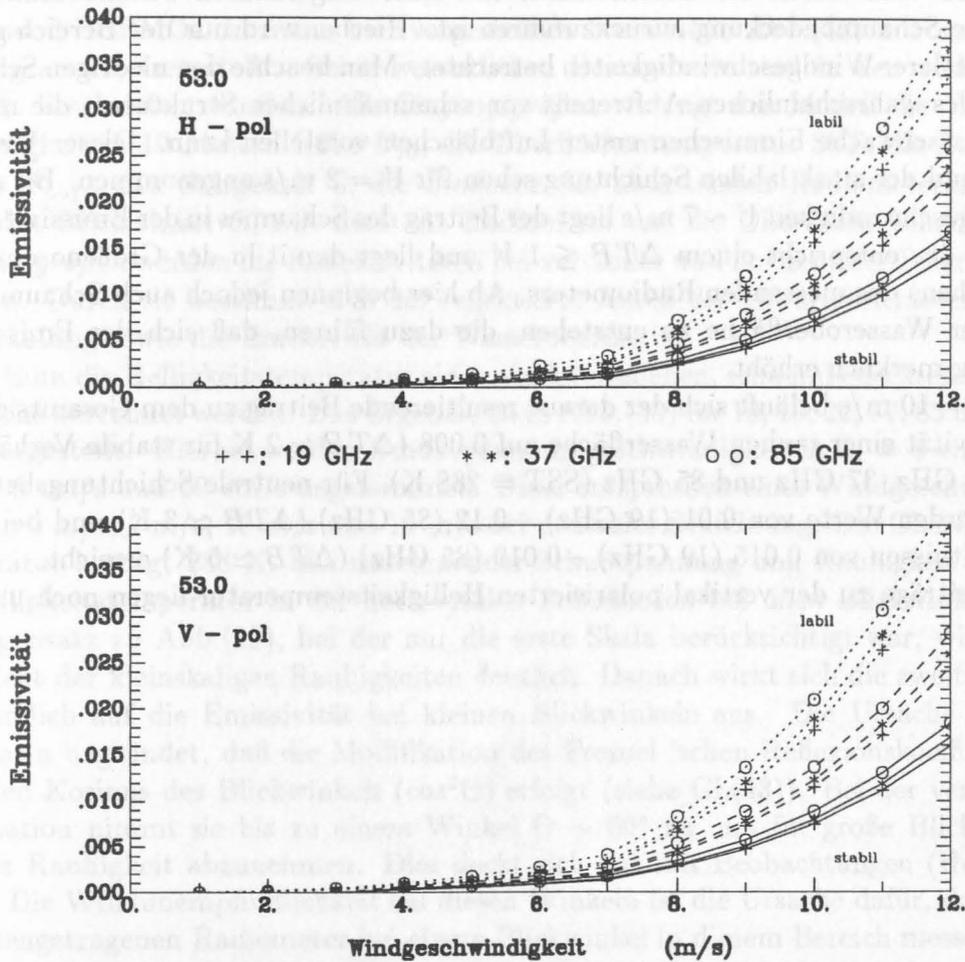


Abbildung 31: Anteil des Schaumes an der Gesamtemissivität in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und der Schichtung bei 19, 37 und 85 GHz für einen Blickwinkel von  $\Theta = 53^\circ$ .

*labil* :  $\Delta T = 5$  K, *stabil* :  $\Delta T = -5$  K. SST = 288 K, S = 35 ‰.

*Oben*: horizontale Polarisation, *unten*: vertikale Polarisation.

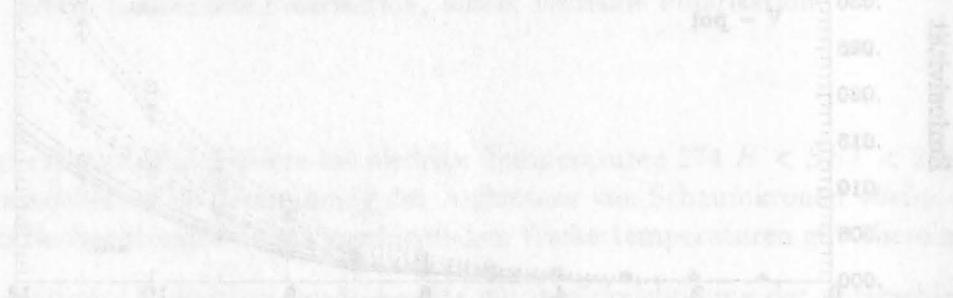
Die spektrale Abhängigkeit des Signals führt zu einer maximalen Differenz von  $\Delta TB = 6$  K zwischen 19 GHz und 37 GHz im labilen Fall bei horizontaler Polarisation und  $\Delta TB = 4$  K zwischen 37 GHz und 85 GHz. Zu stabilen Verhältnissen hin halbiert sich der Unterschied. Er fällt ebenfalls für die vertikale Polarisation um 1 - 2 K geringer aus, da hier die Emissivität von Schaum bei allen Frequenzen ohnehin hoch ist. Aus diesem Grund sind die vertikal polarisierten Helligkeitstemperaturen bei  $U = 20$  m/s um 2 - 4 K im Beitrag höher als die horizontal polarisierten.

Alle hier diskutierten Differenzen der Helligkeitstemperaturen nehmen zu sehr hohen Windgeschwindigkeiten hin nichtlinear zu. Es dürften dann jedoch noch andere Effekte (z. B. Gischt ?) auftreten, die das Mikrowellensignal zunehmend beeinflussen.

Die Diskussion im letzten Absatz bezog sich auf die Bedeutung von Schaum bei *hohen* Windgeschwindigkeiten, bei denen dieser einen Großteil des Mikrowellensignals bestimmt. Sein Einfluß fällt bei *mittleren* bis *geringen* Impulsflüssen sehr viel niedriger aus, er darf aber nicht vernachlässigt werden. Abb.(31) zeigt für einen Blickwinkel  $\Theta = 53^\circ$  den Anteil der Gesamtemissivität einer aufgerauhten Ozeanoberfläche, der auf die Schaumbedeckung zurückzuführen ist. Hierbei wird nur der Bereich geringer bis mittlerer Windgeschwindigkeiten betrachtet. Man beachte den niedrigen Schwellenwert des wahrscheinlichen Auftretens von schaumähnlichen Strukturen, die man sich als das schwache Einmischen erster Luftbläschen vorstellen kann. Dieser Wert wird aufgrund der stark labilen Schichtung schon für  $U = 2$  m/s angenommen. Bis zu einer Windgeschwindigkeit  $U \sim 7$  m/s liegt der Beitrag des Schaumes in der Emissivität unter 0.003, das entspricht einem  $\Delta TB \leq 1$  K und liegt damit in der Größenordnung des Rauschens des messenden Radiometers. Ab hier beginnen jedoch auch Schaumstreifen auf der Wasseroberfläche zu entstehen, die dazu führen, daß sich der Emissivitätsbeitrag merklich erhöht.

Bei  $U = 10$  m/s belüftet sich der daraus resultierende Beitrag zu dem Gesamtsignal der Emissivität einer rauhen Wasserfläche auf 0.008 ( $\Delta TB \simeq 2$  K für stabile Verhältnisse) bei 19 GHz, 37 GHz und 85 GHz (SST = 288 K). Für neutrale Schichtungsbedingungen werden Werte von 0.01 (19 GHz) - 0.12 (85 GHz) ( $\Delta TB \simeq 3$  K) und bei labilen Verhältnissen von 0.015 (19 GHz) - 0.019 (85 GHz) ( $\Delta TB \simeq 5$  K) erreicht.

Die Beiträge zu der vertikal polarisierten Helligkeitstemperatur liegen noch um 10 % höher.



## 9 Anwendung

In den letzten Kapiteln wurde das Oberflächenmodell REFMOD anhand seiner drei verschiedenen Skalen und ihren Komponenten vorgestellt und diskutiert. Damit ist das Modell vollständig beschrieben. Es berücksichtigt die wesentlichen Wechselwirkungen, die die Reflektivität einer windaufgerauhten und schaumbedeckten Ozeanoberfläche beeinflussen.

Nicht enthalten sind Beiträge dritter Ordnung und höher, hierzu zählen Brechungseffekte der elektromagnetischen Wellen an Kanten sehr steiler Wellen z. B. fractalförmigen Wellen.

Das Modell REFMOD in seiner hier vorgestellten Form ist in Abb.(32) in Form eines Flußdiagramms dargestellt. Seine wesentlichen Bestandteile sind in den vorherigen Kapiteln beschrieben worden. Als *Eingangsgrößen* verlangt das Modell die Windgeschwindigkeit in 10 Metern Höhe  $U_{10}$ , die Oberflächentemperatur SST, die Lufttemperatur  $T_{Luft}$ , den Salzgehalt S, die Frequenz des abtastenden Radiometerkanals  $\nu$  sowie den Blickwinkel  $\Theta$ , mit dem das Radiometer auf die Oberfläche schaut. Als *Ausgangsgrößen* werden die Reflektivitäten bei vertikaler und horizontaler Polarisation erhalten. Durch sie bestimmt sich der reflektierte Anteil der abwärtsgerichteten Himmelsstrahlung sowie die Emissivität der Wasseroberfläche.

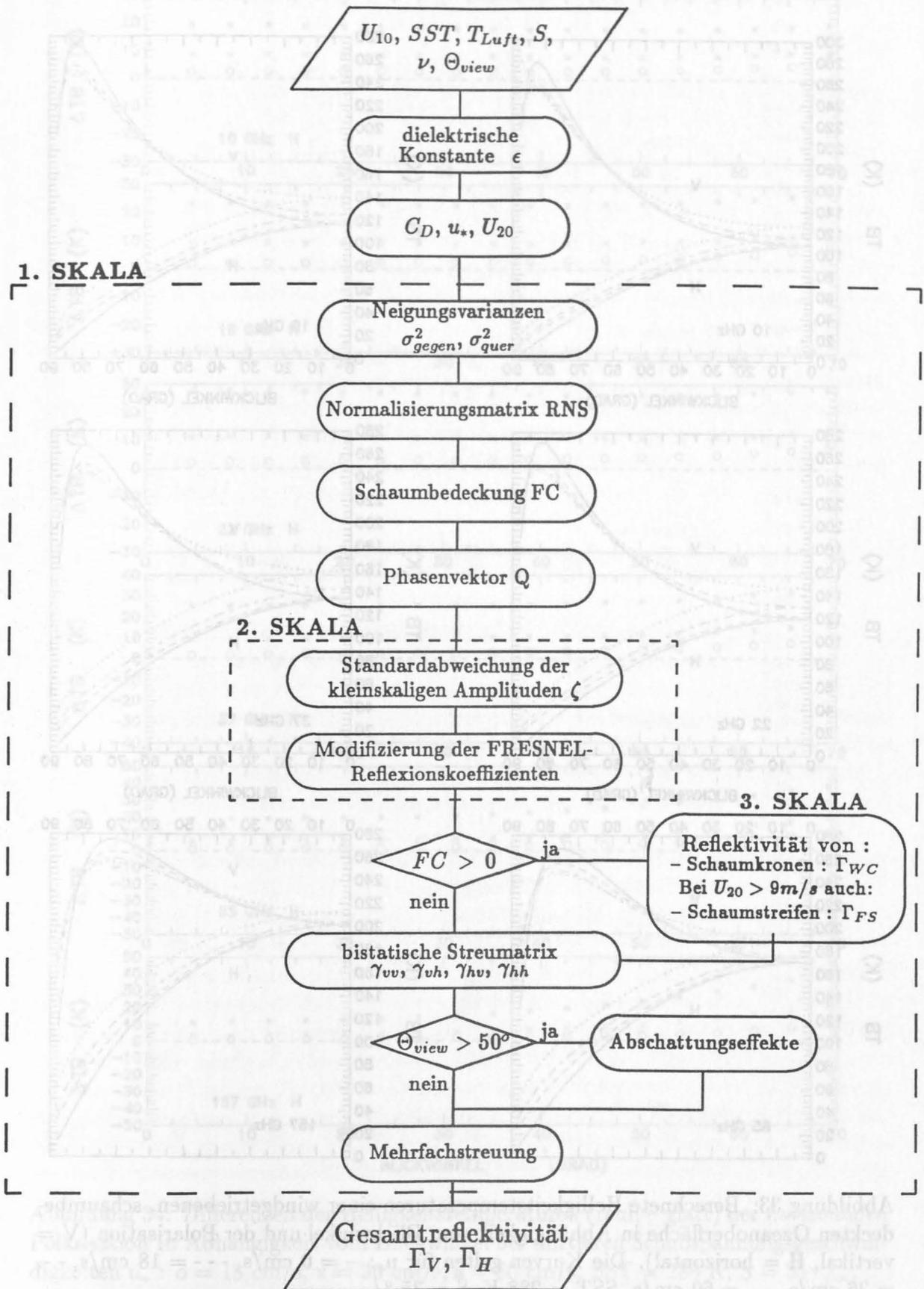
Damit kann die Helligkeitstemperatur einer windgetriebenen, schaumbedeckten Ozeanoberfläche berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb.(33) für 10, 19, 22, 37, 85 und 157 GHz dargestellt. Hierbei werden Schubspannungsgeschwindigkeiten  $u_* = 0$  cm/s, 18 cm/s, 36 cm/s und 60 cm/s angenommen. Diese entsprechen einer Windgeschwindigkeit von 0 m/s, 5 m/s, 10 m/s und 15 m/s bei neutraler Schichtung. Die Oberflächentemperatur beträgt 288 K. Mit zunehmender Schubspannung und Rauigkeit nimmt die Helligkeitstemperatur in der horizontalen Polarisation bei *allen* Blickwinkeln zu. Im Gegensatz zu Abb.(19), bei der nur die erste Skala berücksichtigt war, wird hier der Effekt der kleinskaligen Rauigkeiten deutlich. Danach wirkt sich die zweite Skala vornehmlich auf die Emissivität bei kleinen Blickwinkeln aus. Die Ursache hierfür liegt darin begründet, daß die Modifikation des Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten über den Kosinus des Blickwinkels ( $\cos^2\Theta$ ) erfolgt (siehe Gl.(43)). Bei der vertikalen Polarisation nimmt sie bis zu einem Winkel  $\Theta \sim 50^\circ$  zu, um für große Blickwinkel mit der Rauigkeit abzunehmen. Dies deckt sich gut mit Beobachtungen (Hollinger 1971). Die Windunempfindlichkeit bei diesen Winkeln ist die Ursache dafür, daß viele satellitengetragenen Radiometer bei einem Blickwinkel in diesem Bereich messen. Bei den hohen Frequenzen von 85 GHz und 157 GHz verlagert sich der Schnittpunkt zu kleineren Winkeln. Dies hat seine Ursache in der zweiten Rauigkeitsskala, deren Beitrag bei diesen Frequenzen nur noch gering ausfällt. Wegen der hohen 'Cutoff'-Wellenzahl beschreibt die erste Skala einen sehr großen Teil der Gesamtrauigkeit.

Bezüglich einer Windsensitivität stellt sich das qualitative Verhalten des Modells so dar: die Erhöhung der Helligkeitstemperatur aufgrund einer Zunahme der Rauigkeit

fällt bei der horizontalen Polarisation für kleine und mittlere Winkel in etwa gleich aus, zu den hohen Winkeln nimmt sie noch zu. Dieser Effekt erklärt sich durch die Zunahme von Abschattungseffekten sowohl mit dem Blickwinkel als auch mit der Schubspannungsgeschwindigkeit, wodurch die Reflektivität der Oberfläche verringert ist. Bei den hohen Frequenzen tritt diese Zunahme wegen ihrer höheren Empfindlichkeit auf Schaum bereits bei kleineren Blickwinkeln auf. In diesem Spektralbereich hat die zweite Skala nicht mehr den emissivitätserhöhenden Effekt, wie er sich bei den niedrigeren Frequenzen bei kleinen Blickwinkeln auswirkt, jedoch ist die Empfindlichkeit gegenüber Abschattungseffekten hier größer als bei niedrigen Frequenzen.

In Abb.(34) und (35) sind die Differenzen der Helligkeitstemperaturen aus Abb.(33) für die horizontale und die vertikale Polarisation aufgetragen. Sie wurden aus den Helligkeitstemperaturen bei  $u_* = 60$  cm/s, 36 cm/s und 18 cm/s gegen die bei Windstille berechnet. Hieraus kann eine Abschätzung der vom Modell beschriebenen Windsensitivität erfolgen. Sie zeigt für alle Frequenzen einen nichtlinearen Zusammenhang, d. h. die Zunahme der Helligkeitstemperatur nimmt mit der Rauigkeit nichtlinear zu. Aus Messungen abgeleitete Sensitivitäten werden als linear angegeben (Hollinger 1971), (Webster et al. 1976). Eine Ursache hierfür kann der Effekt von Schaum sein, der bei der Messung entweder herausgerechnet wurde oder das Signal nicht hinreichend beeinflusst hat. Die mittlere Zunahme der Helligkeitstemperatur entspricht jedoch der aus Messungen. Hollinger (1971) gibt diese für 19 GHz bei einem Blickwinkel von  $\Theta = 55^\circ$  mit 1.33 K/m/s für die horizontale Polarisation an. Aus REFMOD ergibt sich eine Zunahme von 1.0 K/m/s bei  $u_* = 36$  cm/s bis zu 1.6 K/m/s bei  $u_* = 60$  cm/s. Weiterhin stellte Hollinger eine größere Zunahme der Helligkeitstemperatur bei großen Blickwinkeln gegenüber kleinen fest. Dies wird vom Modell richtig wiedergeben. Aus Flugzeugmessungen (Webster et al. 1976) abgeleitete Sensitivitäten für 37 GHz und einem Blickwinkel von  $\Theta = 38^\circ$  werden für die horizontale Polarisation mit 1.33 K/m/s und für die vertikale Polarisation mit 0.48 K/m/s angegeben. Aus dem Modell ergeben sich entsprechende Werte von 1.0 K/m/s – 1.5 K/m/s (horizontale Polarisation), sowie 0.3 K/m/s – 0.8 K/m/s (vertikale Polarisation).

Abbildung 32: Flußdiagramm des Reflexionsmodells REFMOD



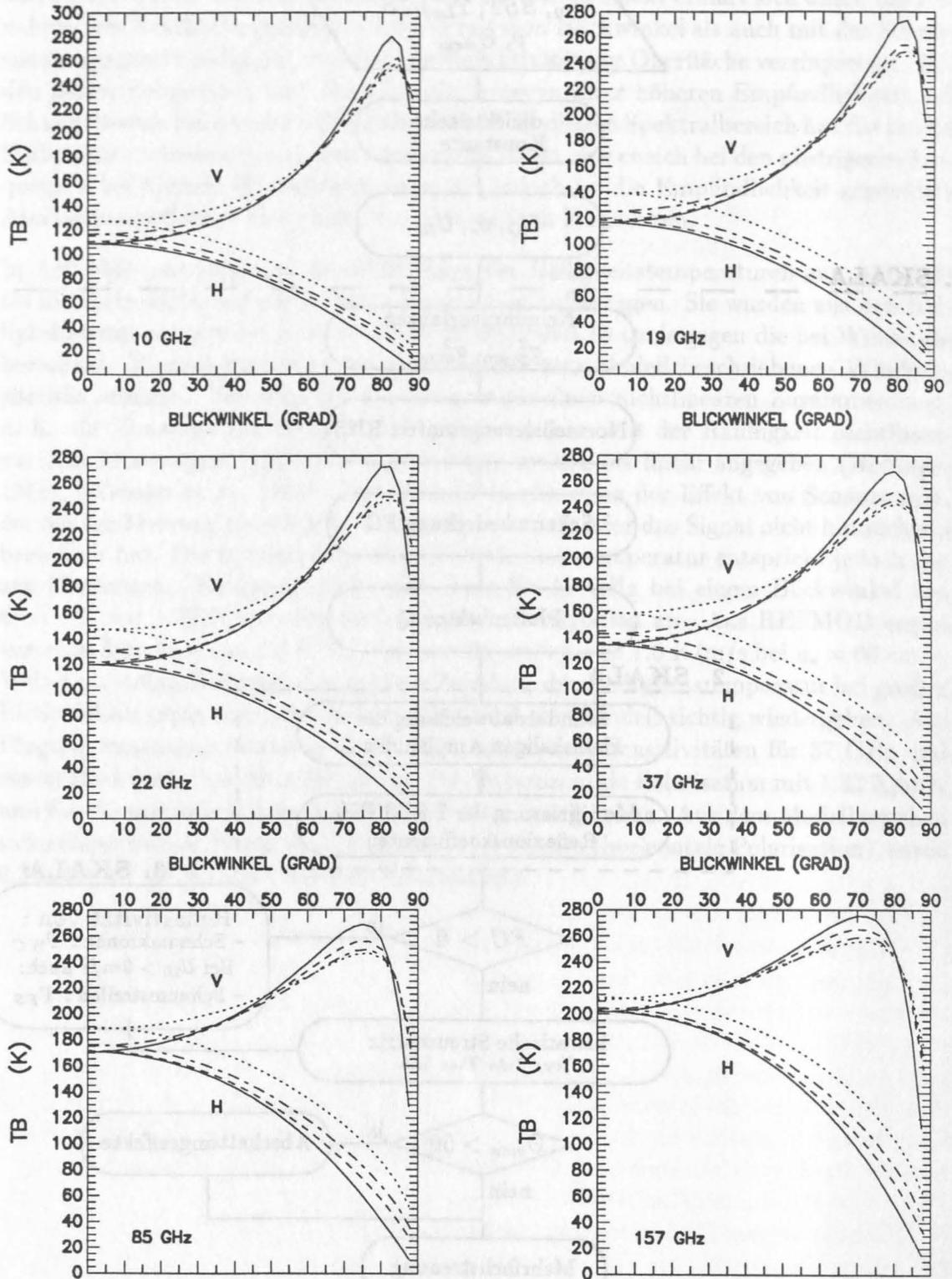


Abbildung 33: Berechnete Helligkeitstemperaturen einer windgetriebenen, schaumbedeckten Ozeanoberfläche in Abhängigkeit vom Blickwinkel und der Polarisation (V = vertikal, H = horizontal). Die Kurven gelten für  $u_*$ : - = 0 cm/s, --- = 18 cm/s, -.- = 36 cm/s, .... = 60 cm/s. SST = 288 K, S = 35 ‰.

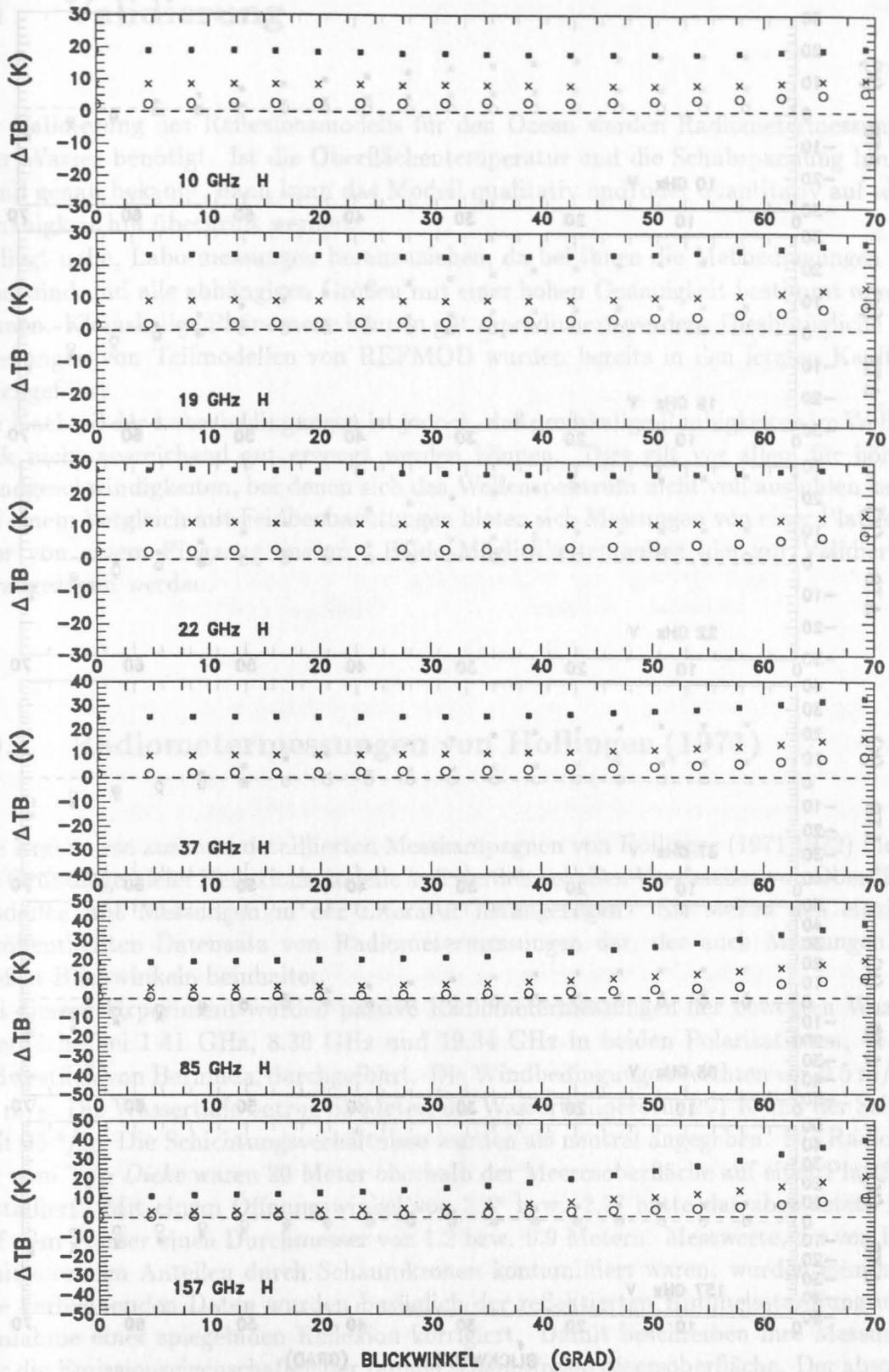


Abbildung 34: Differenzen der Helligkeitstemperaturen (rauh – glatt) der *horizontalen* Polarisation in Abhängigkeit vom Blickwinkel bei mittleren Schubspannungsgeschwindigkeiten  $u_*$  : o = 18 cm/s, x = 36 cm/s, ■ = 60 cm/s. SST = 288 K, S = 35 ‰.

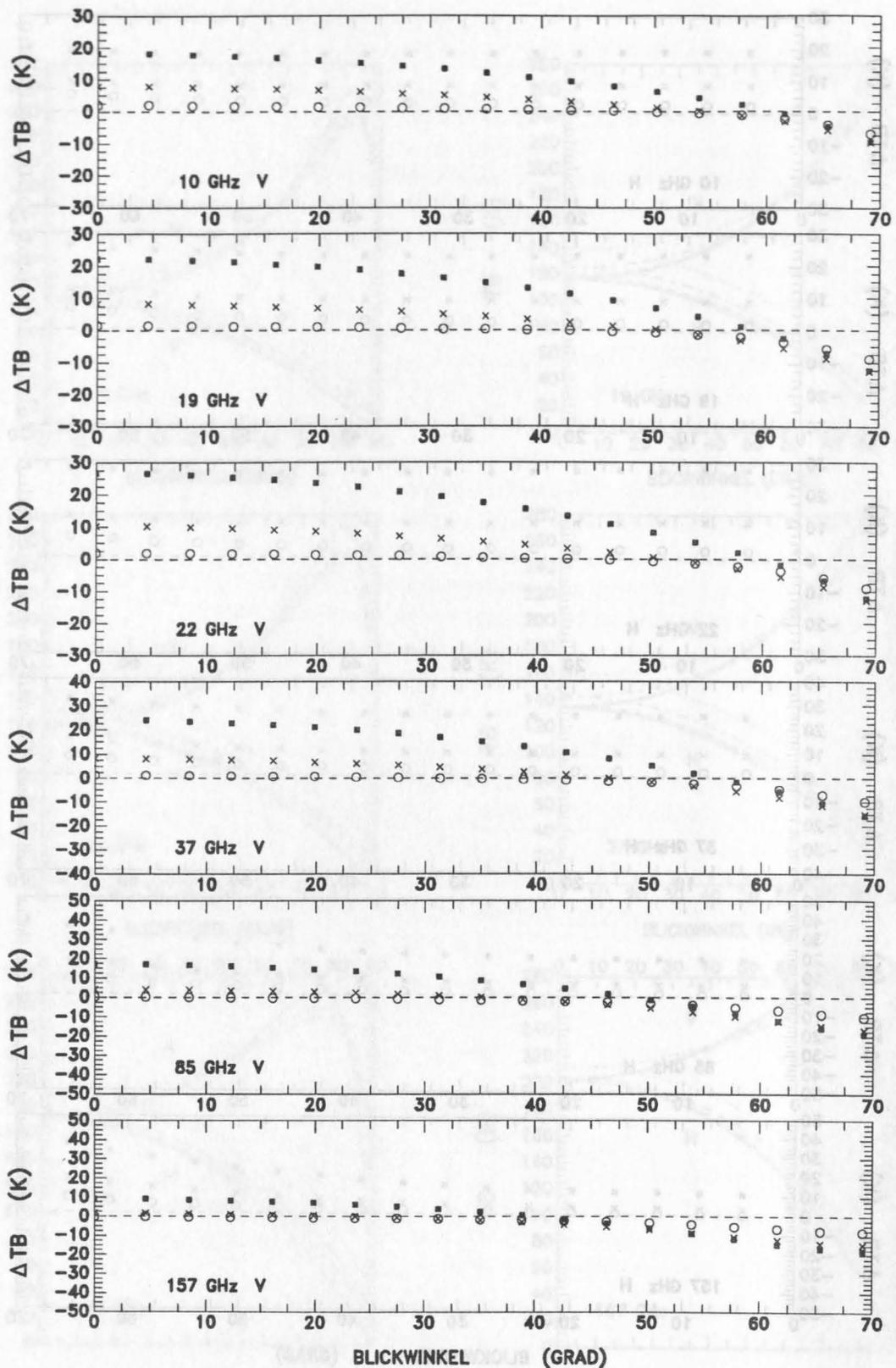


Abbildung 35: Differenzen der Helligkeitstemperaturen (rauh – glatt) der vertikalen Polarisation in Abhängigkeit vom Blickwinkel bei mittleren Schubspannungsgeschwindigkeiten: o = 18 cm/s, x = 36 cm/s, ■ = 60 cm/s. SST = 288 K, S = 35 ‰.

## 10 Validierung

Zur Validierung des Reflexionsmodells für den Ozean werden Radiometermessungen über Wasser benötigt. Ist die Oberflächentemperatur und die Schubspannung hinreichend genau bekannt, dann kann das Modell qualitativ und/oder quantitativ auf seine Genauigkeit hin überprüft werden.

Es liegt nahe, Labormessungen heranzuziehen, da bei ihnen die Meßbedingungen optimal sind und alle abhängigen Größen mit einer hohen Genauigkeit bestimmt werden können. Kleinskalige Phänomene können gut reproduziert werden. Diesbezügliche Validierungen von Teilmodellen von REFMOD wurden bereits in den letzten Kapiteln durchgeführt.

Der Nachteil der Laborbedingungen ist jedoch, daß großskalige Rauigkeiten im Wellentank nicht ausreichend gut erzeugt werden können. Dies gilt vor allem für höhere Windgeschwindigkeiten, bei denen sich das Wellenspektrum nicht voll ausbilden kann. Bei einem Vergleich mit Feldbeobachtungen bieten sich Messungen von einer Plattform oder von einem Flugzeug aus an. Beide Möglichkeiten sollen hier zur Validierung herangezogen werden.

### 10.1 Radiometermessungen von Hollinger (1971)

Die Ergebnisse aus zwei detaillierten Messkampagnen von Hollinger (1971,1972) bieten die Grundlage vieler Reflexionsmodelle und werden bei allen Vergleichen von Oberflächenmodellen mit Messungen in der Literatur herangezogen. Sie stellen den einzigen veröffentlichten Datensatz von Radiometermessungen dar, der auch Messungen bei großen Blickwinkeln beinhaltet.

Bei diesem Experiment wurden passive Radiometermessungen der bewegten Wasseroberfläche bei 1.41 GHz, 8.36 GHz und 19.34 GHz in beiden Polarisierungen, 45 km südwestlich von Bermuda, durchgeführt. Die Windbedingungen reichten von 0.5 m/s — 15 m/s. Die Wassertiefe betrug 60 Meter, die Wassertemperatur 291 K und der Salzgehalt 35 ‰. Die Schichtungsverhältnisse wurden als neutral angegeben. Die Radiometer vom Typ *Dicke* waren 20 Meter oberhalb der Meeresoberfläche auf einer Plattform installiert. Mit einem Öffnungswinkel von 3.4° bzw. 2.7° hatte das abgetastete Feld auf dem Wasser einen Durchmesser von 1.2 bzw. 0.9 Metern. Messwerte, die von hoch emittierenden Anteilen durch Schaumkronen kontaminiert waren, wurden eliminiert. Die verbleibenden Daten wurden bezüglich der reflektierten Himmelsstrahlung unter Annahme einer spiegelnden Reflexion korrigiert. Damit beschreiben ihre Messungen nur die Emissionseigenschaften der rauhen schaumfreien Meeresoberfläche. Der absolute Fehler des Radiometers in der Antennentemperatur wird von Hollinger mit  $\Delta TB = \pm 2$  K angegeben, der relative Fehler in den gemessenen Helligkeitstemperaturen beträgt 5 - 10 %.

Abb.(36) zeigt einen Vergleich gemessener und berechneter Helligkeitstemperaturen bei

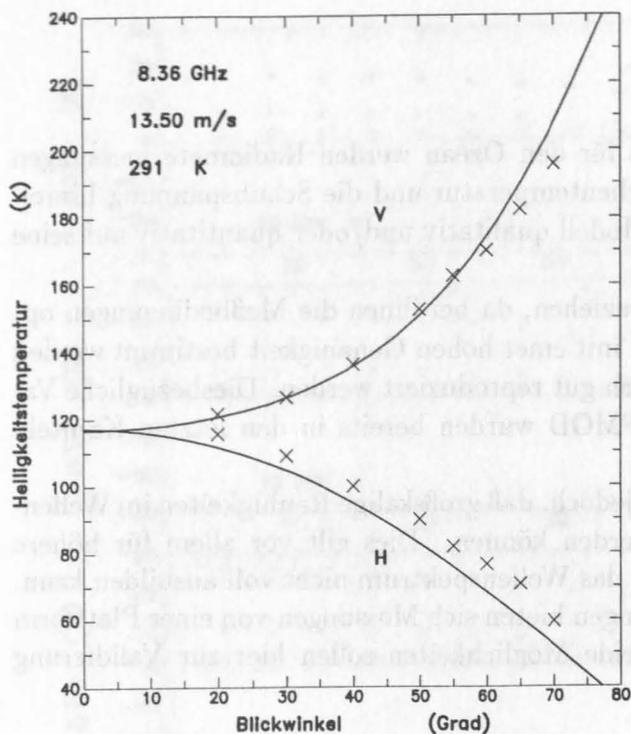


Abbildung 36:  
Gemessene und berechnete Helligkeitstemperaturen bei 8.36 GHz und einer Windgeschwindigkeit von 13.5 m/s in Abhängigkeit vom Blickwinkel. — = REFMOD, X = Messungen von Hollinger (1971).

8.36 GHz für eine Windgeschwindigkeit von  $U = 13.5$  m/s. Schaumbildung wurde bei der Simulation nicht zugelassen. Für die vertikale Polarisation ist die Übereinstimmung zwischen Modell und Messung erfreulich gut, die Abweichung bei  $\Theta = 70^\circ$  liegt noch unterhalb der angegebenen 5 % Fehlertoleranz. Bei der horizontalen Polarisation zeigt sich für alle Winkel eine gleichförmige Unterschätzung seitens des Modells um  $\sim 4\%$  -  $8\%$ .

Vergleicht man Messungen unter denselben Seegangsbedingungen bei 19.35 GHz mit hierfür modellierten Helligkeitstemperaturen, dann stellt sich das Ergebnis wie in Abb.(37) dar. Auch bei dieser Frequenz gelingt es dem Modell, die vertikal polarisierten Temperaturen sehr gut wiederzugeben. Der Schnittpunkt der Kurve für die spiegelnde Reflexion (Windstille) mit der aus REFMOD liegt bei  $\Theta = 52^\circ$ , nach den Messungen bei  $\Theta = 45^\circ$ . Die sich bei 8.36 GHz andeutende Überschätzung bei großen Blickwinkeln nimmt jetzt höhere Werte an, die bei  $70^\circ$  mit 9 % am größten sind.

Bei der horizontal polarisierten Helligkeitstemperatur ist die Übereinstimmung bei dieser Frequenz recht gut. Das Modell neigt zur Unterschätzung, doch liegen die Differenzen mit maximal 4 % bei  $\Theta = 55^\circ$  gänzlich im Fehlerbereich der Messung.

Die gestrichelte Kurve in Abb.(37) gibt die Helligkeitstemperatur bei  $u_* = 0$  cm/s wieder und ist mit den Messungen von Hollinger bei  $U = 0.5$  m/s zu vergleichen (■). Bei der vertikalen Polarisation überschätzt das Modell in diesem Fall für Winkel  $\Theta > 40^\circ$ , bei der horizontalen Polarisation nimmt es bei allen Winkeln zu niedrige Werte an. Das ist konsistent mit der Annahme einer spiegelnden Oberfläche. Der Zustand der See wurde jedoch von Hollinger als "bewegt" bezeichnet. Eine Dünung (Schwell) mit einer signifikanten Wellenhöhe von 1.2 Metern war trotz Windstille vorhanden. Sie ließ die Ozeanoberfläche vermutlich nie spiegelnd erscheinen. Dies ist ein Problem, das bei der Ableitung der Neigungsvarianzen bereits angesprochen wurde. Bei den Parametrisierungen für die Neigungsvarianzen ist durch einen Offset diesem Umstand Rechnung

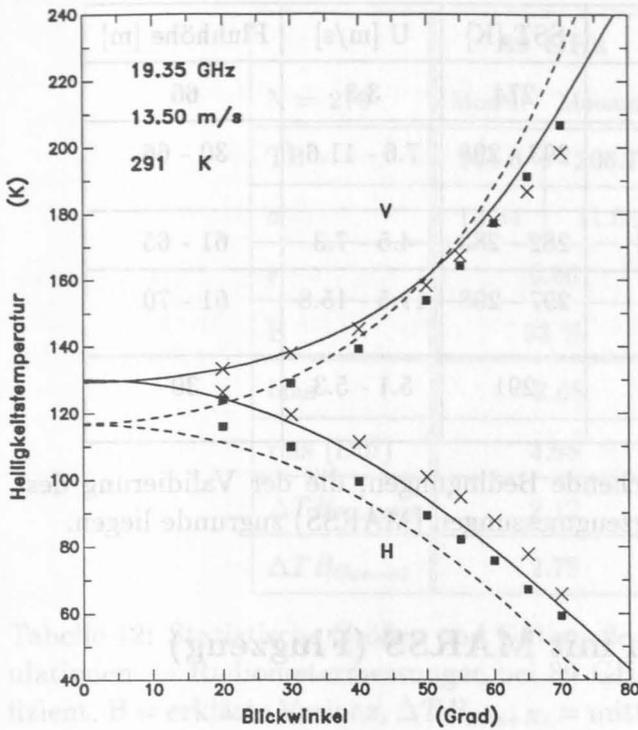


Abbildung 37:

Gemessene und berechnete Helligkeitstemperaturen bei 19.35 GHz und einer Windgeschwindigkeit von 13.5 m/s in Abhängigkeit vom Blickwinkel. — = REFMOD mit  $u_* = 53$  cm/s, --- = REFMOD mit  $u_* = 0$  cm/s; X = Messungen von Hollinger (1971) bei  $U = 13.5$  m/s, ■ = bei  $0.5$  m/s mit Schwell.

getragen worden. Offensichtlich kann damit der bei diesen Messungen aufgetretene Schwell nicht ausreichend berücksichtigt werden. Unter Annahme einer höheren Neigungsvarianz (entsprechend  $U = 3$  m/s) verringern sich die Differenzen zwischen Modell und Messung zwar (hier nicht gezeigt), können sie aber nicht vollständig erklären. Die Unterschätzungen für die horizontale Polarisation liegen dann jedoch mit 4% - 8% im Fehlerbereich der Messungen.

Experiment	Zeit	Ort	SST [K]	U [m/s]	Fluhöhe [m]
SAAMEX	03/1990	Ostsee	274	3.3	66
MASTEX	06/1990	Mittelmeer (Kreta)	293 - 298	7.6 - 11.6	30 - 66
UK-Flights	05/91	vor England	282 - 283	4.5 - 7.3	61 - 65
FATE	11/1991	tropischer Atlantik	297 - 298	11.5 - 15.8	61 - 70
ASTEX	06/1992	Atlantik (Azoren)	291	5.1 - 5.3	30

Tabelle 11: Experimente und vorherrschende Bedingungen, die der Validierung des Oberflächenmodells REFMOD mit Flugzeugmessungen (MARSS) zugrunde liegen.

## 10.2 Radiometermessungen mit MARSS (Flugzeug)

Zur weiteren Validierung von REFMOD werden flugzeuggetragene Radiometermessungen mit dem MARSS (Microwave Airborne Radiometer Scanning System) herangezogen, die vom britischen Wetterdienst (UK Met Office) freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden.

MARSS ist ein quer zur Flugrichtung, rotierend abtastendes Radiometer, das bei 9 abwärtsgerichteten und 9 aufwärtsgerichteten Blickwinkeln die mischpolarisierte Helligkeitstemperatur bei 89 GHz und 157 GHz mißt. Während des drei Sekunden dauernden Umlaufes erfolgen zwei interne Warm - Kalt - Kalibrierungen. Der abgetastete Winkelbereich erstreckt sich über  $-45^\circ < \Theta < 45^\circ$ . Das Radiometer ist auf einem Flugzeug des Typs C-130 installiert, mit dem Messungen bei einer Flughöhe von  $h = 30$  bzw.  $60$  m durchgeführt werden. Sie dienen im wesentlichen der Vorbereitung und Kalibrierung der AMSU-B Instrumente (Advanced Microwave Sounding Unit), die zur Messung des atmosphärischen Feuchteprofils auf den Satelliten der NOAA Serie eingesetzt werden sollen. Diese messen bei 89 GHz, 150 GHz und 183 GHz (English et al. 1994).

Der Einsatz von MARSS erfolgte im Rahmen von SAAMEX (Surface and Atmospheric Airborne Microwave EXperiment), MASTEX (Mediterranean Aircraft and Ship Transmission EXperiment), FATE (First ATSR<sup>1</sup> Tropical Experiment), ASTEX (Atlantic Stratocumulus Transition EXperiment) und bei diversen Flügen vor der englischen Küste. In Tab.(11) sind die Experimente und meteorologischen Bedingungen aufgeführt, die zum Vergleich herangezogen wurden. Die Validierung erfordert eine korrekte Berücksichtigung der Anteile, die bei der Messung zum Signal beitragen: ein zeitgleich ausgeführter Radiosondenaufstieg gab Aufschluß über den atmosphärischen Zustand. Aus dem Profil wurden die Strahlungstemperaturen der emittierenden Atmosphäre zwischen dem Flugzeug und der Wasseroberfläche mit dem Strahlungstransportmodell MWMOD berechnet. Die Helligkeitstemperaturen der abwärts emittierenden Atmosphäre oberhalb des Flugzeuges wurden den aufwärtsgerichteten Messungen ent-

<sup>1</sup>Along Track Scanning Radiometer auf ERS - 1

N = 270	89 GHz		157 GHz	
	Modell	Messung	Modell	Messung
$\bar{T}B$	204.6	206.7	254.3	259.9
$\sigma$	12.34	11.04	16.02	16.17
r	0.96		0.95	
B	93 %		90 %	
bias	-2.08		-5.50	
rms (Diff)	3.95		7.54	
$\Delta TB_{Rad+RS}$	2.12		5.08	
$\Delta TB_{Gesamt}$	2.78		5.39	

Tabelle 12: Statistische Größen und Gütemaße bezüglich der Differenz von Modellsimulationen — Radiometermessungen bei 89 GHz und 157 GHz.  $r$  = Korrelationskoeffizient,  $B$  = erklärte Varianz,  $\Delta TB_{Rad+RS}$  = mittlerer absoluter Fehler infolge der Fehler aus Radiometer- und Radiosondenmessung,  $\Delta TB_{Gesamt}$  = mittlerer absoluter Gesamtfehler aus Radiometer-, Radiosonde-, Wind- und SST - Messung. Signifikanzniveau = 97.5 %, Freiheitsgrade = 34.

nommen. Ihre reflektierten Beiträge sowie der von der Atmosphäre aufwärts emittierte Anteil müssen von der am Flugzeug gemessenen Temperatur abgezogen werden. Die vom Oberflächenmodell gelieferten horizontal und vertikal polarisierten Helligkeitstemperaturen werden über Gl.(61) in eine mischpolarisierte Helligkeitstemperatur  $TB_{mix}$  überführt, die der gemessenen Strahlungstemperatur entspricht.

$$TB_{mix} = TB_H \cos^2(\Theta) + TB_V \sin^2(\Theta) \quad (61)$$

Die Radiometermessungen stellen zeitliche Mittelwerte über eine Dauer von 10 - 20 Minuten dar. Jedem Mittelwert wurde eine Modellrechnung für eine meteorologische Situation gegenübergestellt, die durch ein Atmosphärenprofil und eine mittlere SST und Windgeschwindigkeit beschrieben wird (Mittlungszeitraum = Dauer der Radiometermessung). Da keine Information über die bodennahe Lufttemperatur vorliegt, wurde bei allen Rechnungen von einer neutral geschichteten Grenzschicht ausgegangen.

Das Ergebnis aus den Differenzen der Modellsimulationen und den Radiometermessungen ist in Tab.(12) aufgelistet. Bei beiden Frequenzen unterschätzt das Modell geringfügig. Die mittlere Differenz (bias) nimmt mit  $\Delta TB_{89} = -2.08$  K und  $\Delta TB_{157} = -5.50$  K ähnliche Werte wie der Gesamtfehler  $\Delta TB_{Gesamt}$  an. Dieser setzt sich wie folgt zusammen:

- zu jeder Messung vorliegender Radiometerfehler
- für jede Messung angenommener Fehler in der berechneten Helligkeitstemperatur der atmosphärischen Schicht durch Annahme eines Radiosondenmeßfehlers

$$(\Delta T = \pm 1K, \Delta RH = \pm 5 \%)$$

- Fehler in der Bestimmung der Windgeschwindigkeit  $\Delta U = \pm 1.5 \text{ m/s}$
- Fehler in der Bestimmung der Wasseroberflächentemperatur  $\Delta SST = \pm 1K$

Die ersten beiden Fehler sind durch  $\Delta TB_{Rad+RS}$  beschrieben und tragen am stärksten zum Gesamtfehler bei. Die Varianz nimmt mit der Frequenz zu, so daß bei 157 GHz 10 % der gesamten Varianz nicht durch die Messungen und das Modell erklärt werden können. Bei 89 GHz sind dies 7 %.

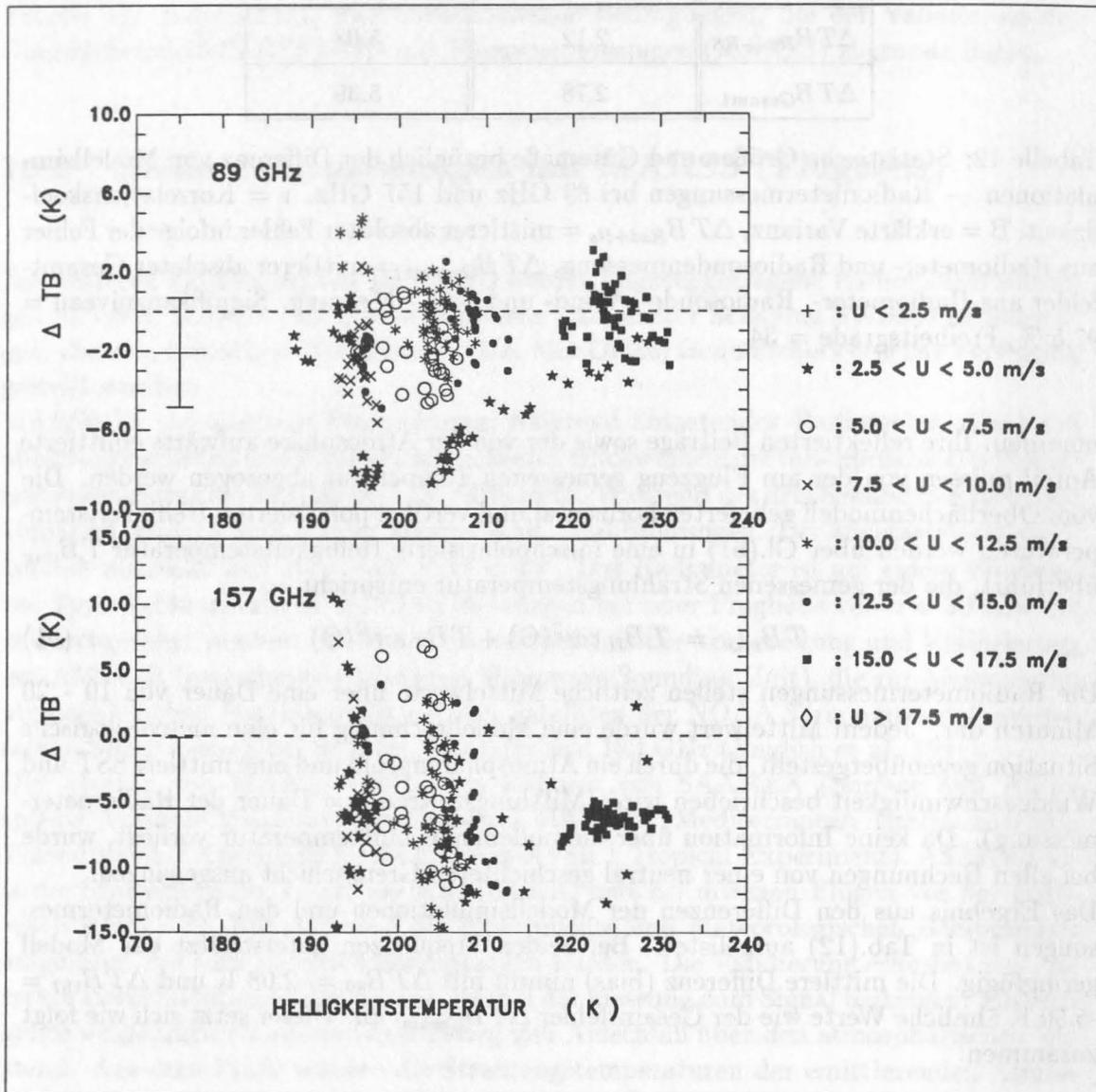


Abbildung 38: Differenzen der Helligkeitstemperaturen (Modell – Messung) aus REF-MOD und aus Radiometermessungen mit MARSS bei 89 GHz und 157 GHz nach Windklassen getrennt. Die Fehlerbalken stellen den Gesamtfehler  $\Delta TB_{Gesamt}$  aus Tab.(12) dar und sind an der mittleren Differenz angetragen.

Windgeschwindigkeit in m/s:	U	5.0	7.5	10.0	12.5	U
	<	<	<	<	<	>
	5.0	7.5	10.0	12.5	15.0	15.0
<b>89 GHz :</b>						
N	63	36	27	54	36	54
bias	-5.61	-2.87	-2.41	0.16	-1.04	-0.20
$\sigma$	4.02	3.01	1.59	1.71	1.62	1.38
rms	6.88	4.13	2.87	1.70	1.90	1.38
<b>157 GHz :</b>						
bias	-4.99	-4.05	-6.26	-6.37	-4.57	-6.44
$\sigma$	6.66	5.03	5.56	5.53	4.91	0.79
rms	8.28	6.40	8.31	8.40	6.66	6.49



Tabelle 13: Statistische Größen aus dem Vergleich von Radiometermessungen mit Modellsimulationen bei 89 GHz und 157 GHz nach Windklassen geordnet. Alle Werte beziehen sich auf die Differenz (Modell - Messung) und sind in Kelvin.

Abb.(38) zeigt das Streuverhalten der Differenzen gegen die gemessenen Helligkeitstemperaturen. Um eine Abhängigkeit des Fehlers von der Windgeschwindigkeit festzustellen, wurden die Wertepaare in Windklassen eingeteilt. Man erkennt, daß die größten Differenzen bei 89 GHz bei geringen Windgeschwindigkeiten auftreten, jedoch ist die Variabilität hier ebenfalls am größten. Tab.(13) gibt die Statistik für jede Windklasse wieder. Für 89 GHz nimmt die Unterschätzung des Modells, aber auch die Streuung und die rms - Differenz mit der Windgeschwindigkeit ab. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Unterschätzung des Beitrages der Kapillarwellen, der in der zweiten Skala bei geringen bis mittleren Schubspannungsgeschwindigkeiten vom Modell als zu gering angenommen wird (s. Abb(21)).

Bei 157 GHz ist ein solcher Trend nicht festzustellen. Möglicherweise sind hier die Beiträge der zweiten Skala ohnehin sehr klein. Die Variabilität hingegen ist sehr viel größer und zeigt die mit der Frequenz zunehmende Sensitivität gegenüber hydrodynamischen und atmosphärischen Einflüssen.

Eine Klassifizierung der Differenzen nach Winkeln gibt Aufschluß über eine mögliche Winkelabhängigkeit und ist in Abb.(39) dargestellt. Entgegen der Abb.(38) ist hier keine Systematik bezüglich der Differenzen in einer Klasse zu erkennen. Diese scheinen zufällig verteilt. Der Eindruck wird durch die statistische Auswertung in Tab.(14) bestätigt. Hiernach ist keine eindeutige Winkelabhängigkeit festzustellen. Hingegen fällt die Unterschätzung des Modells für  $\Theta > 40^\circ$  mit  $\Delta TB = -4.26$  K am größten aus, zugleich ist die Varianz in dieser Klasse am höchsten.

Bei 157 GHz ergeben sich für die systematische Unterschätzung ebenfalls für Winkel

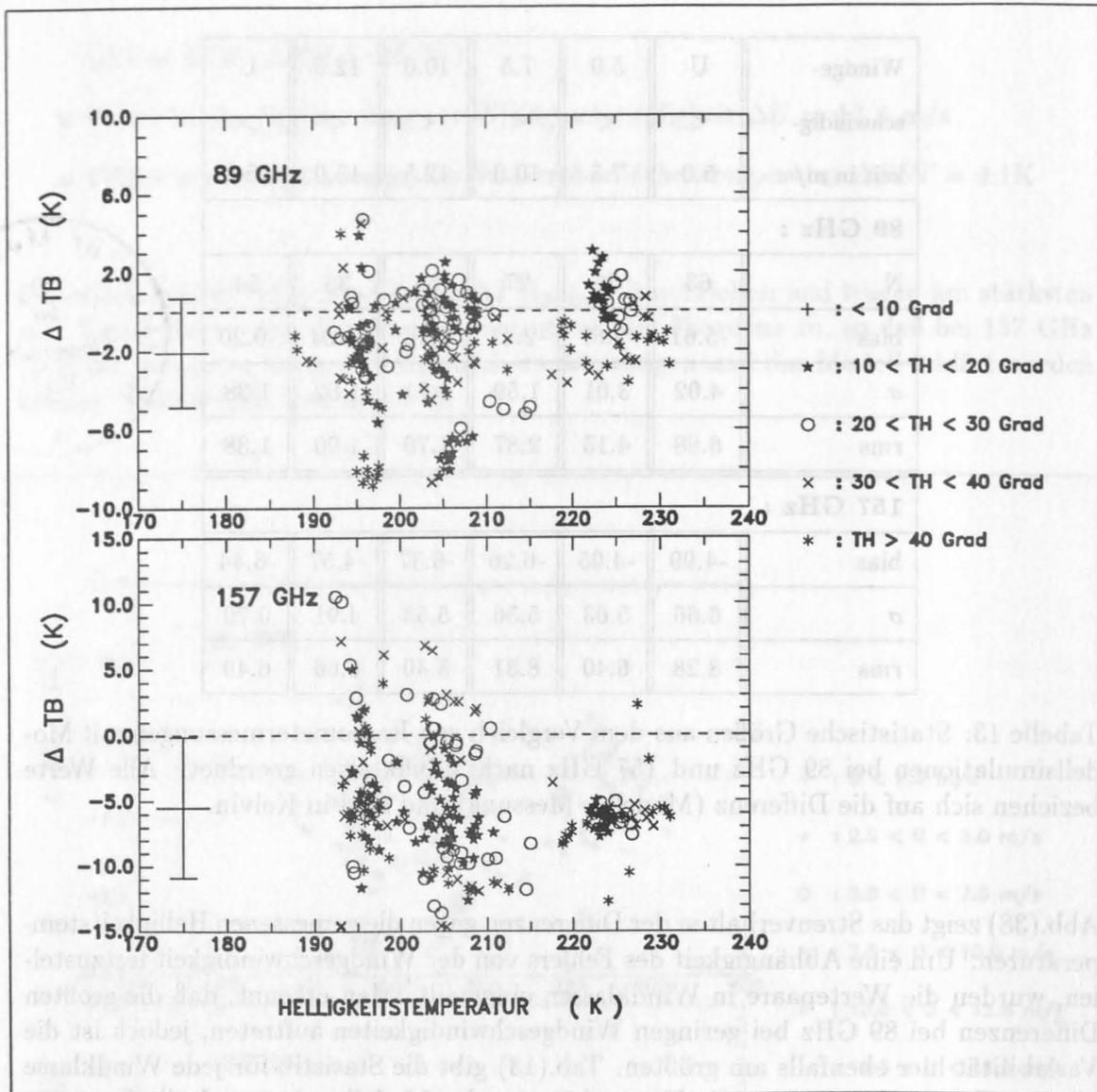


Abbildung 39: Differenzen der Helligkeitstemperaturen (Modell – Messung) aus REF-MOD und aus Radiometermessungen mit MARSS bei 89 GHz und 157 GHz nach Winkelklassen getrennt. Die Fehlerbalken stellen den Gesamtfehler  $\Delta TB_{Gesamt}$  aus Tab.(12) dar und sind an der mittleren Differenz angetragen. TH = Blickwinkel  $\Theta$ .

$\Theta > 40^\circ$  den größten Wert, jedoch nimmt hier die Streuung gegenüber den anderen Winkelbereichen ab. Eine Tendenz in der Winkelabhängigkeit kann auch bei dieser Frequenz nicht festgestellt werden.

Aufgrund der Variabilität zwischen den Klassen kann vermutet werden, daß die systematische Unterschätzung vornehmlich durch die Unterschiede in den Windgeschwindigkeiten geprägt sind. Die zum Teil sehr große Variabilität innerhalb einer Windklasse läßt vermuten, daß andere, hier noch nicht diskutierte Effekte, das Mikrowellensignal bei der Messung beeinflußt haben müssen. Ein Beispiel hierzu zeigt Abb.(40) mit zwei Vergleichen bei sehr ähnlichen Windgeschwindigkeiten bei unterschiedlichen Experimenten. Es sind dies zum einen Messungen vor der englischen Küste, zum anderen

Blickwinkel	10	20	30	$\Theta$
in Grad :	<	<	<	>
	20	30	40	40
<b>89 GHz :</b>				
N	95	58	52	65
bias	-1.56	-0.87	-1.64	-4.26
$\sigma$	3.24	2.21	2.11	4.19
rms	3.58	2.36	2.66	5.95
<b>157 GHz :</b>				
bias	-5.77	-4.55	-4.51	-6.76
$\sigma$	2.88	5.36	7.63	4.96
rms	6.44	7.00	8.80	8.36

Tabelle 14: Statistische Größen aus dem Vergleich von Radiometermessungen mit Modellsimulationen bei 89 GHz und 157 GHz nach Winkelklassen geordnet. Alle Werte beziehen sich auf die Differenz Modell – Messung und sind in Kelvin angegeben.

während ASTEX auf dem Atlantik. Trotz ähnlicher Oberflächenrauigkeiten werden sehr unterschiedliche Strahlungstemperaturen gemessen, deren Differenzen bei 89 GHz mehr als  $\Delta TB = 6$  K betragen, während bei 157 GHz nicht diese Differenzen, wohl aber eine unterschiedliche Variabilität in den Messungen auftritt. Da diese Unterschiede nur bei 89 GHz auftreten, können meteorologische Ursachen (falsche Windgeschwindigkeit, Stabilität der Grenzschicht unterschiedlich) und solche bezüglich der Oberflächeneigenschaften (Kontaminierung) nahezu ausgeschlossen werden. Es ist eher ein gerätespezifischer Grund zu vermuten, der hierfür ursächlich sein kann.

Die in diesem Kapitel diskutierten Messungen lassen keine Aussagen bezüglich der Blickrichtung des Radiometers relativ zu den Wellen zu. Wentz (1992) hat gezeigt, daß die Helligkeitstemperatur eine azimutale Abhängigkeit besitzt. Sie wird von ihm für die vertikale Polarisation um  $\Delta TB = 2$  K höher angegeben, wenn statt mit den Wellen gegen diese geblickt wird. Bei der horizontalen Polarisation fallen die Unterschiede bei Blickrichtung quer zu den Wellen um  $\Delta TB = 3.5$  K niedriger aus, als wenn diese mit dem Wind abgetastet werden. Seine Untersuchungen beziehen sich auf Messungen bei 37 GHz.

Sollte eine große Anzahl der Flugzeugmessungen mit einer Orientierung des Radiometers gegen bzw. mit den Wellen statt quer zu ihnen vorgenommen worden sein, könnte damit ein Teil der Differenzen zwischen Modell und Messung erklärt werden.

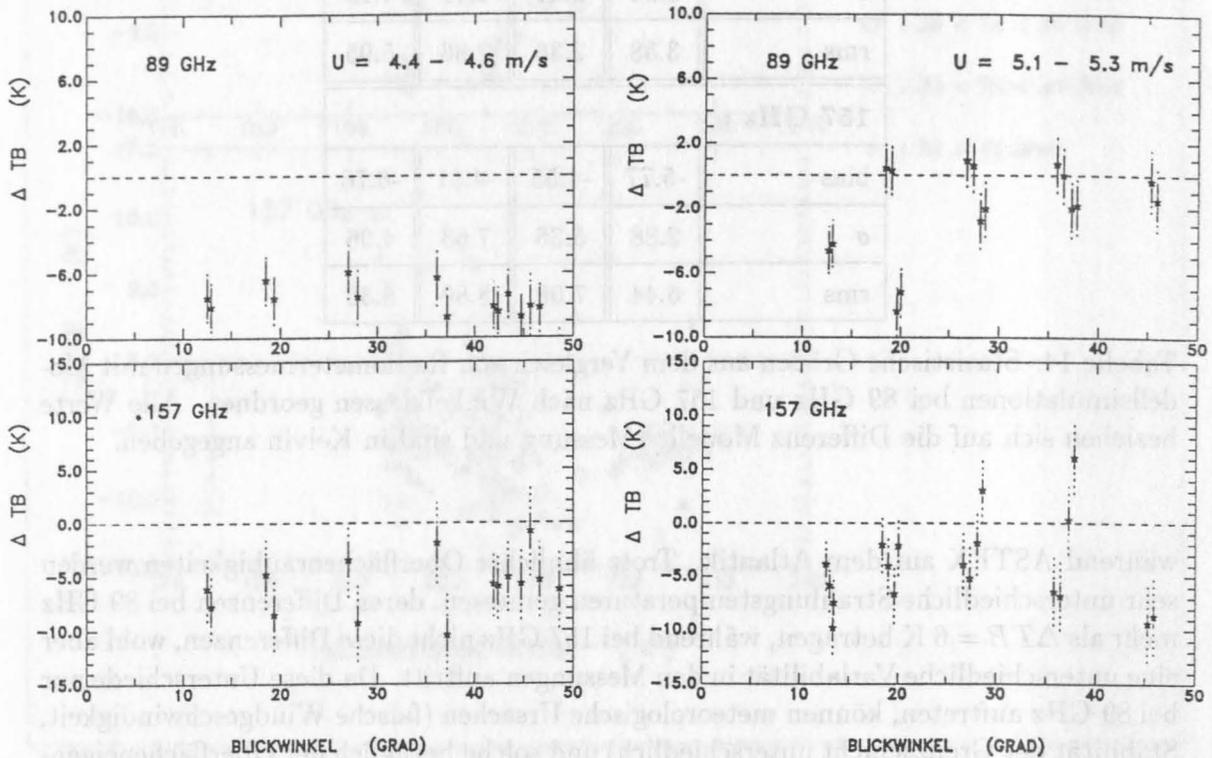


Abbildung 40: Differenzen der Helligkeitstemperaturen (Modell – Messung) aus REF-MOD und aus Radiometermessungen mit MARSS bei 89 GHz und 157 GHz in Abhängigkeit vom Blickwinkel bei ähnlichen Oberflächenrauigkeiten. *links*: Messungen vor der englischen Küste. *rechts*: Messungen während ASTEX im Atlantik. Die Striche stellen die Fehlerbalken des Radiometers (—) sowie den Fehler in TB durch die Radiosondenmessung (- - -) dar.

# 11 Modellvergleiche

In diesem Kapitel werden Vergleiche von REFMOD mit anderen in der Literatur zitierten Modellen bzw. Teilmodellen gezeigt. Die Diskussion der Unterschiede beschränkt sich auf eine qualitative Betrachtung. Die hieraus gewonnenen Erkenntnisse können zur Interpretation von Ergebnissen, die mit diesen Modellen in der Vergangenheit gewonnen wurden, herangezogen werden.

Abb.(41) zeigt einen Vergleich der Messungen von Hollinger, die im letzten Kapitel vorgestellt wurden, mit Modellrechnungen der Helligkeitstemperatur aus verschiedenen Modellansätzen. Die durchgezogene Kurve entspricht dem bereits diskutierten Ergebnis aus dem Modell REFMOD (siehe Abb.(37)). Die gestrichelte Kurve wurde mit einem analytischen Modell von Wu & Fung (1972) zur Bestimmung des Beitrages der Emissivität der kleinskaligen Strukturen (2. Skala) berechnet, bei dem die Polarisation mitberücksichtigt wird (s. Kap. 6). Es unterschätzt den Beitrag der sehr kurzen Wellen zu der Emissivität bei kleinen Winkeln, sowie bei großen Winkeln für die vertikal polarisierte Temperatur. Ihr Modell zur Modifizierung der Fresnel'schen Koeffizienten verwendet das Wellenspektrum *direkt* und berücksichtigt die dielektrischen Eigenschaften der kurzen Wellen. Letztere werden im Ansatz von REFMOD ignoriert, die Information des Wellenspektrums ist in der Parametrisierung für  $\zeta$  enthalten. Offensichtlich ist der Fehler, der bei dieser Annahme gemacht wird, nicht groß. Die Berechnungen mit REFMOD repräsentieren die Messungen im Falle der vertikalen Polarisation sogar besser. Es ist zu vermuten, daß der Einfluß des Rauigkeitsspektrums auf die Emissivität in dem Ansatz von Wu & Fung nicht ausreichend Berücksichtigung findet.

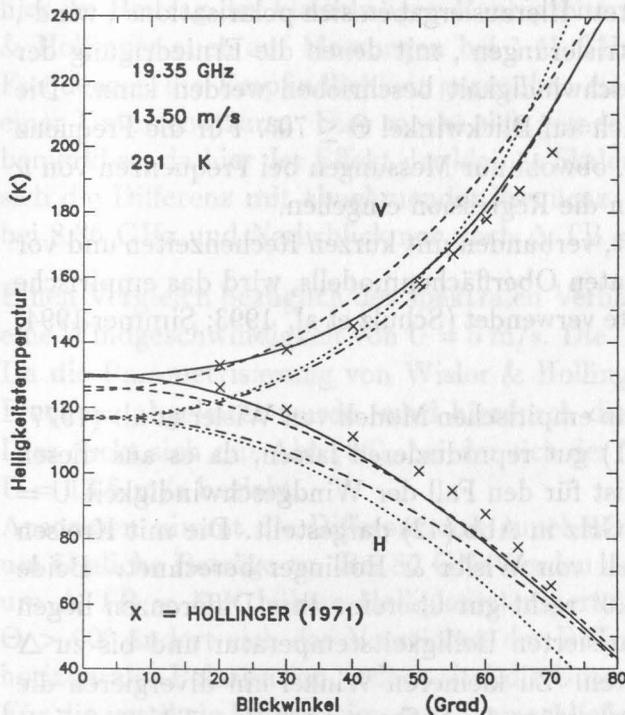


Abbildung 41 :

Gemessene und mit verschiedenen Modellen berechnete Helligkeitstemperaturen bei 19.35 GHz und einer Windgeschwindigkeit von 13.5 m/s in Abhängigkeit vom Blickwinkel. — = REFMOD, - - - = REFMOD mit einem Modell für die 2.Skala von Wu & Fung (1972) (s.Text), -.-.- = nur Facettenmodell, ..... = spiegelnde Reflexion, X = Messungen (HOLLINGER 1971)

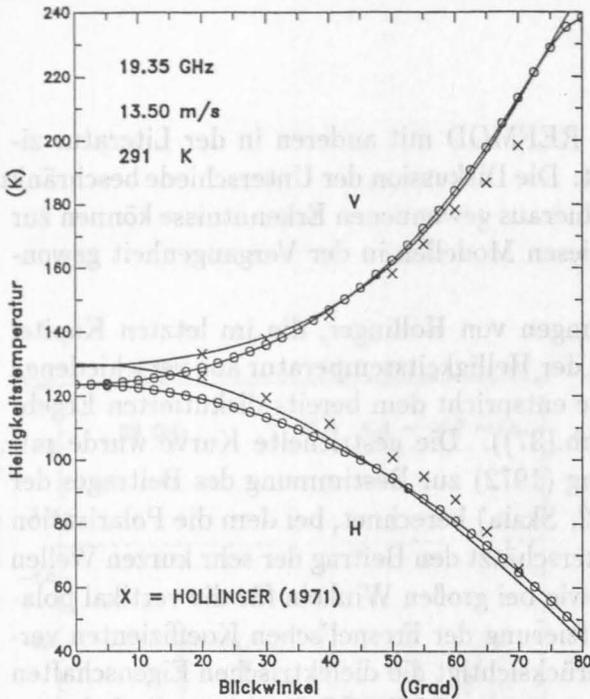


Abbildung 42 :  
 Modellierte Helligkeitstemperaturen aus REFMOD (—) und aus dem empirischen Modell von Wisler & Hollinger (1977) (o o o) in Abhängigkeit zum Blickwinkel für 19.35 GHz. X = Messungen von Hollinger (1971), auf denen das empirische Modell beruht.

Bei der strichpunktierten Kurve wurde nur das Facettenmodell herangezogen. Die Differenzen machen deutlich, daß es mit dem Facettenmodell alleine über alle Winkel nicht gelingt, die Emissivität der Ozeanoberfläche bei diesen Windgeschwindigkeiten zu bestimmen.

Die in den Vergleichen bei 8.36 GHz und 19.35 GHz herangezogenen, gemessenen Helligkeitstemperaturen wurden von Wisler und Hollinger (1977) bezüglich der Änderung der Emissivität mit dem Wind ausgewertet. Hieraus ergaben sich polarisations-, wind-, winkel- und frequenzabhängige Parametrisierungen, mit denen die Erniedrigung der Reflektivität mit zunehmender Windgeschwindigkeit beschrieben werden kann. Die Gültigkeit dieses Ansatzes beschränkt sich auf Blickwinkel  $\Theta \leq 70^\circ$ . Für die Frequenz wird keine Beschränkung ausgesprochen, obwohl nur Messungen bei Frequenzen von  $\nu = 1.41$  GHz, 8.36 GHz und 19.35 GHz in die Regression eingehen.

Aufgrund seiner leichten Handhabbarkeit, verbunden mit kurzen Rechenzeiten und vor dem Hintergrund eines fehlenden adäquaten Oberflächenmodells, wird das empirische Modell von Wisler & Hollinger noch heute verwendet (Schulz et al. 1993; Simmer 1994; Kummerow 1994).

Es darf erwartet werden, daß sich mit dem empirischen Modell von Wisler et al. (1977) die Messungen von Hollinger (1970,1971) gut reproduzieren lassen, da es aus diesen gewonnen wurde. Ein solcher Vergleich ist für den Fall der Windgeschwindigkeit  $U = 13.5$  m/s und einer Frequenz von 19.35 GHz in Abb.(42) dargestellt. Die mit Kreisen unterlegte Kurve wurde mit dem Modell von Wisler & Hollinger berechnet. Beide Modelle stimmen für Blickwinkel  $\Theta > 40^\circ$  recht gut überein. Ihre Differenzen liegen bei  $\Delta TB \approx 1$  K bei der vertikal polarisierten Helligkeitstemperatur und bis zu  $\Delta TB = 3$  K bei der horizontal polarisierten. Zu kleineren Winkel hin divergieren die Modellergebnisse jedoch. Bei Nadirblick beträgt die Differenz  $\Delta TB = 7$  K, wobei es

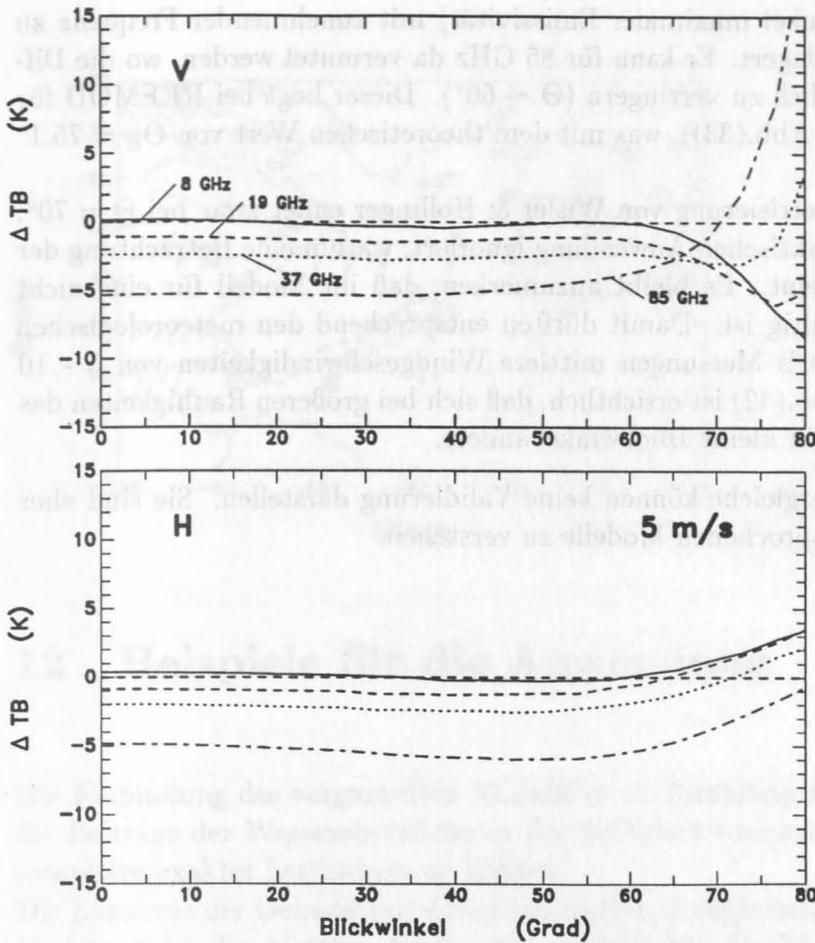


Abbildung 43 :  
Differenzen der Helligkeitstemperaturen (REFMOD - WISL & HOL) für eine Windgeschwindigkeit von 5 m/s bei 8 GHz, 19 GHz, 37 GHz und 85 GHz.

mit REFMOD besser gelingt, die Messungen zu reproduzieren. Die Ursache ist auch hier im Beitrag der kleinskaligen Rauigkeiten zu suchen. Da das Modell von Wisler & Hollinger auch auf Messungen bei 1.41 GHz und 8.36 GHz beruht und bei diesen Frequenzen die Empfindlichkeit gegenüber diesen Strukturen gering ist, führt das zu einer Unterschätzung. Dies macht sich gerade bei kleinen Blickwinkeln am stärksten bemerkbar, da hier der Effekt der kleinen Skalen am größten ist. Tatsächlich verringert sich die Differenz mit abnehmender Frequenz. Sie beträgt für den Fall  $U = 13.5$  m/s bei 8.36 GHz und Nadirblick nur noch  $\Delta TB = 5$  K.

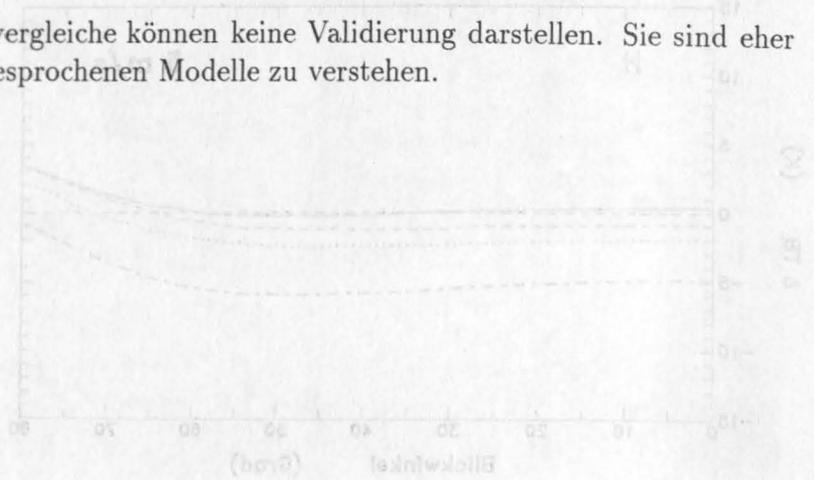
Einen Vergleich bezüglich des spektralen Verhaltens beider Modelle zeigt Abb.(43) für eine Windgeschwindigkeit von  $U = 5$  m/s. Die Übereinstimmung bei 8 GHz ist sehr gut. Da die Parametrisierung von Wisler & Hollinger im Mittel aus Messungen bei dieser Frequenz abgeleitet wurde, wird hierdurch die Genauigkeit von REFMOD bestätigt. Dies deckt sich mit Abb.(36), bei der sich der Vergleich auf eine Windgeschwindigkeit  $U = 13.5$  m/s bezieht.

Ansonsten nimmt die Differenz mit zunehmender Frequenz für beide Polarisierungen um ähnliche Beträge zu. Bei 85 GHz werden nach dem Modell von Wisler & Hollinger um  $\Delta TB = 5$  K höhere Helligkeitstemperaturen berechnet. Für einen Blickwinkel  $\Theta > 60^\circ$  ändert sich das Vorzeichen der Differenz bei den niedrigen Frequenzen und horizontaler Polarisation, jedoch sind die Unterschiede mit  $\Delta TB = 2 - 3$  K nur gering. Für die vertikale Polarisation muß man schließen, daß sich bei dem empirischen Modell

der *Brewster-Winkel* (Winkel maximaler Emissivität) mit zunehmender Frequenz zu kleineren Winkeln hin verlagert. Er kann für 85 GHz da vermutet werden, wo die Differenz beginnt, sich merklich zu verringern ( $\Theta \sim 60^\circ$ ). Dieser liegt bei REFMOD für 85 GHz bei  $\Theta \sim 76^\circ$  (s. Abb.(33)), was mit dem theoretischen Wert von  $\Theta_B = 75.1^\circ$  recht gut übereinstimmt.

Die Gültigkeit der Parametrisierung von Wisler & Hollinger endet zwar bei  $\Theta = 70^\circ$ , dies wird jedoch in der praktischen Anwendung ignoriert, warum eine Betrachtung der Differenzen wichtig erscheint. Es bleibt anzumerken, daß ihr Modell für eine nicht allzu raue Oberfläche gültig ist. Damit dürften entsprechend den meteorologischen Bedingungen bei Hollinger's Messungen mittlere Windgeschwindigkeiten von 5 - 10 m/s gemeint sein. Aus Abb.(42) ist ersichtlich, daß sich bei größeren Rauigkeiten das Vorzeichen der Differenz für kleine Blickwinkel ändert.

Die diskutierten Modellvergleiche können keine Validierung darstellen. Sie sind eher als Verifizierung der angesprochenen Modelle zu verstehen.



mit REFMOD beachtet, die Messungen zu reproduzieren. Die Fläche ist auch hier im Bereich der streulichen Anteile zu suchen. Da das Modell von Wisler & Hollinger auch auf Messungen bei 1.41 GHz und 8.36 GHz beruht, und bei diesen Frequenzen die Empfindlichkeit gegenüber der Strahlung gering ist, führt das zu einer Unterschätzung. Dies macht sich gerade bei kleinen Blickwinkeln am stärksten bemerkbar, da hier der Blick auf das Meer schon am größten ist. Tatsächlich verringert sich die Differenz mit zunehmender Frequenz, die beträgt für den Fall  $\Theta = 15^\circ$  bei 8.36 GHz und  $\Delta T_B$  nur noch  $\Delta T_B = 5K$ .

Einen Vergleich bezüglich des vertikalen Vertiefens beider Modelle zeigt Abb.(43) für eine Windgeschwindigkeit von  $U = 5 \text{ m/s}$ . Die U-Vertiefungsmenge ist  $U^2$  proportional. Da die Parametrisierung von Wisler & Hollinger im Mittel aus Messungen bei dieser Frequenz abgeleitet wurde, wird hierdurch die Genauigkeit von REFMOD bestätigt. Hierbei sieht man Abb.(36), bei der sich der Vergleich auf eine Windgeschwindigkeit  $U = 13.2 \text{ m/s}$  bezieht.

Ausgabe nimmt die Differenz mit zunehmender Frequenz für beide Polarisationen um ähnliche Beträge zu. Bei 85 GHz werden nach dem Modell von Wisler & Hollinger um  $\Delta T_B = 5 \text{ K}$  höhere Helligkeitstemperaturen berechnet. Ein einziger Blickwinkel  $\Theta > 60^\circ$  ändert sich das Vorzeichen der Differenz bei den meisten Frequenzen und horizontaler Polarisation, jedoch sind die Unterschiede mit  $\Delta T_B = 2 - 3 \text{ K}$  nur gering. Für die vertikale Polarisation muß man schließen, daß sich bei dem empirischen Modell

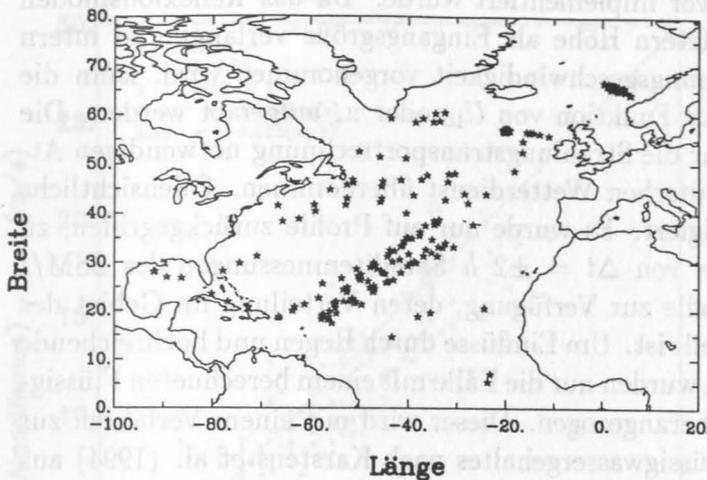


Abbildung 44:  
Geographische Verteilung der Radiosondenaufstiege, die zur Ableitung eines Windalgorithmus herangezogen werden.

## 12 Beispiele für die Anwendung

Die Einbindung des vorgestellten Modells in ein Strahlungstransportmodell soll helfen, die Beiträge der Wasseroberfläche zu der Helligkeitstemperatur am Oberrand der Atmosphäre exakter bestimmen zu können.

Die Zunahme der Genauigkeit der so simulierten Helligkeitstemperaturen führt zu einer Verbesserung der hieraus abgeleiteten statistischen Verfahren zur Bestimmung geophysikalischer Parameter. Im Falle der Bestimmung des Gesamtwasserdampfgehaltes  $W$ , des Grenzschichtwasserdampfgehaltes  $W_{850}$ , des Flüssigwassergehaltes LWP, der Regenrate RR und anderen atmosphärischen Parametern sollte das Hintergrundsignal besser wiedergegeben werden.

Einen anderen Schwerpunkt der Anwendung stellt die Ableitung oberflächennaher Größen dar, die die Wechselwirkung Ozean- Atmosphäre beschreiben. Hierzu zählen der Impulsfluß sowie der Fluß latenter und sensibler Wärme. Hierfür bietet die Mikrowellenfernerkundung die Möglichkeit einer flächendeckenden Erfassung.

Es sollen zwei Beispiele der Anwendungsmöglichkeiten der passiven Mikrowellenfernerkundung mittels statistischer Verfahren gezeigt werden.

### 12.1 Wind- und Schubspannungsgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der oberflächennahen Windgeschwindigkeit wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Algorithmus abgeleitet, der mittels multipler Regression aus simulierten Helligkeitstemperaturen und der zu jeder gerechneten Strahlungstemperatur vorgegebenen Windgeschwindigkeit gewonnen wurde. Die Berechnung wurde mit dem Strahlungs-

transportmodell MWMOD durchgeführt, in welches das Oberflächenmodell REFMOD in der hier vorgestellten Form zuvor implementiert wurde. Da das Reflexionsmodell die Windgeschwindigkeit in 10 Metern Höhe als Eingangsgröße verlangt und intern eine Umrechnung zur Schubspannungsgeschwindigkeit vorgenommen wird, kann die simulierte Helligkeitstemperatur als Funktion von  $U_{10}$  oder  $u_*$  aufgefaßt werden. Die bodennahen Meßgrößen und die für die Strahlungstransportrechnung notwendigen Atmosphärenprofile wurden vom Deutschen Wetterdienst übernommen. Offensichtliche Fehler in den Daten wurden korrigiert. Es wurde nur auf Profile zurückgegriffen, zu denen innerhalb eines Zeitfensters von  $\Delta t = \pm 2 h$  Satellitenmessungen des SSM/I vorlagen. Damit standen 250 Profile zur Verfügung, deren Verteilung im Gebiet des Nordatlantiks in Abb.(44) dargestellt ist. Um Einflüsse durch Regen und hochreichende konvektive Wolken auszuschließen, wurden nur die Fälle mit einem berechneten Flüssigwassergehalt  $LWP < 0.1 kg/m^2$  herangezogen. Dieser wird mit einem Verfahren zur Bestimmung des adiabatischen Flüssigwassergehaltes nach Karstens et al. (1994) aus den Radiosondenprofilen abgeleitet.

Aus verschiedenen linearen und nichtlinearen Kombinationen der Helligkeitstemperaturen bei 19 GHz, 22 GHz und 37 GHz stellte sich ein nichtlinearer Fünfkanalalgorithmus als derjenige dar, der die Windgeschwindigkeit im Vergleich zu den Bodenmessungen am genauesten zu bestimmen vermag:

$$U = a_1 \ln(280 - TB_{19V}) + a_2 TB_{19H} + a_3 TB_{22V} + a_4 \ln(280 - TB_{37V}) + a_5 TB_{37H} + a_0. \quad (62)$$

Die Koeffizienten  $a_i$  sind in Tab.(15) aufgeführt. Die obere Zeile gilt für die Bestimmung der Windgeschwindigkeit. Wird die simulierte Helligkeitstemperatur in Abhängigkeit zu der Schubspannungsgeschwindigkeit gesetzt, dann wird ein Algorithmus erhalten, dessen Bestimmungsvermögen ebenfalls unter Verwendung der drei niedrigen SSM/I - Frequenzen am genauesten ist. Die Schubspannungsgeschwindigkeit wurde dabei innerhalb des Regressionsmodells mit dem gleichen Ansatz wie im Oberflächenmodell REFMOD bestimmt. Die zugehörigen Koeffizienten sind in der zweiten Zeile von Tab.(15) aufgeführt. In diesem Fall gilt Gl.(62) für die Schubspannungsgeschwindigkeit entsprechend.

Die Anwendung von gemessenen Helligkeitstemperaturen in Gl.(62) erfolgt mit Strahlungstemperaturen des SSM/I, zu dem es innerhalb eines Zeitfensters von  $\pm 2 h$  eine Beobachtung des Bodenwindes gibt. Das Streudiagramm in Abb.(45) zeigt den Vergleich aus Satellitenmessungen abgeleiteter gegen gemessene Windgeschwindigkeiten. Aus dem Vergleich der mit dem Algorithmus bestimmten Windgeschwindigkeit mit in situ - Messungen ergibt sich eine Genauigkeit von  $rms = 2.74 m/s$ . Die vom Satelliten

	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$
U :	-398.55	17.77	0.3869	- 0.1980	57.64	0.5168
$u_*$ :	- 1550.25	51.854	2.6877	- 1.3528	261.25	1.3519

Tabelle 15: Koeffizienten  $a_i$  des nichtlinearen Algorithmus (Gl.(62)) zur Bestimmung der bodennahen Windgeschwindigkeit U in m/s und der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  in cm/s.

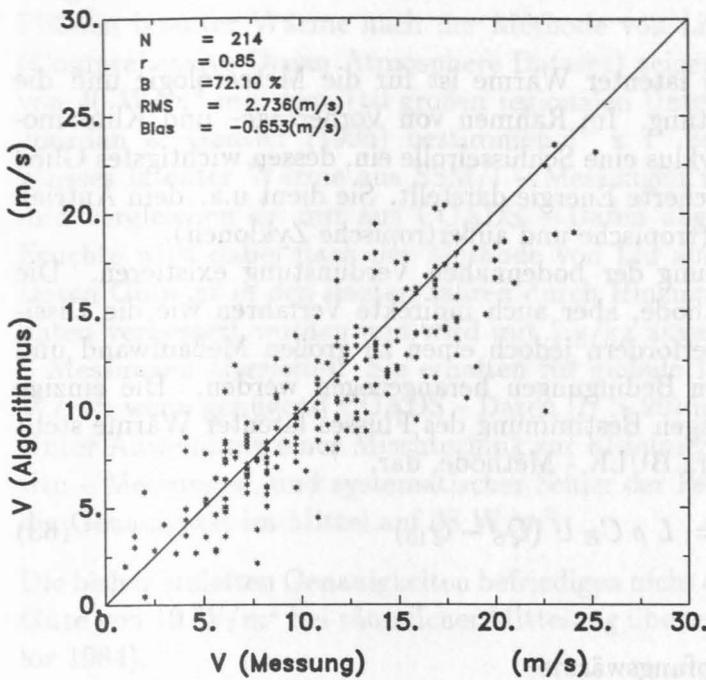


Abbildung 45:

Streudiagramm der Windgeschwindigkeiten aus Satellitenmessungen gegen in situ - Messungen.  $r$  = Korrelationskoeffizient,  $B$  = erklärte Varianz,  $LWP < 0.1 \text{ kg/m}^2$ , Zeitfenster:  $\pm 2 \text{ h}$

aus bestimmten Windgeschwindigkeiten werden systematisch um  $0.65 \text{ m/s}$  zu niedrig abgeleitet. Die Differenz tritt jedoch bei allen Windgeschwindigkeiten auf, d.h. es existiert kein Trend. Dies ist eine Verbesserung gegenüber den bisher in MWMOD verwendeten Oberflächenmodellen (Schrader und Liu 1995). Sie führten entweder zu einer systematischen Differenz von  $\Delta U = 2.77 \text{ m/s}$  (Wisler & Hollinger) oder zeigten einen deutlichen Trend mit der Windgeschwindigkeit (Zweiskalenmodell mit parametrisierter 2. Skala).

Der Meß- und Kollokationsfehler bei einem Zeitfenster von  $\pm 2 \text{ h}$  muß mit  $\Delta U_{Mes+Kol} = 2 \text{ m/s}$  angenommen werden (Niekamp 1994). Die absolute Genauigkeit des Algorithmus in Gl.(62) liegt damit bei  $\Delta U_{abs} = 1.87 \text{ m/s}$ . Ihm liegt ein Regressionsfehler von  $\Delta U_{Reg} = 0.8 \text{ m/s}$  zu Grunde. Hieraus ergibt sich ein Gesamtfehler von  $rms = 2.15 \text{ m/s}$ . Bei einer Varianz der gemessenen Windgeschwindigkeiten von  $24.5 \text{ m}^2/\text{s}^2$  führt dies zu einer Varianz von  $81.1 \%$ , die bei Verwendung des vorliegenden Datensatzes maximal erklärt werden kann. Damit werden durch den vorliegenden Algorithmus mit  $B = 72.1 \%$  bereits ein großer Teil der maximal erklärbaren Varianz beschrieben.

Die Regressionsrechnung zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit zeigt eine höhere Korrelation zwischen  $u_*$  und der Helligkeitstemperatur. Die Schubspannungsgeschwindigkeit ist folglich besser geeignet, um die das Satellitensignal beeinflussende Rauigkeit der Meeresoberfläche zu beschreiben, da mit ihr Änderungen der Rauigkeit infolge der Stabilitätsverhältnisse der Grenzschicht erfaßt werden. Der abgeleitete Algorithmus (Tab.(15)) vermag  $74.1 \%$  der erklärten Varianz zu beschreiben. Die Schubspannungsgeschwindigkeit kann mit einer Genauigkeit von  $rms = 10.1 \text{ cm/s}$  bei einem bias von  $-2.2 \text{ cm/s}$  aus den Messungen der Helligkeitstemperaturen bestimmt werden. Das Streudiagramm zeigt eine ähnliche Verteilung wie Abb.(45) und ist daher nicht gezeigt.

## 12.2 Fluß latenter Wärme

Die genaue Kenntnis des Flusses latenter Wärme ist für die Meteorologie und die Ozeanographie von großer Bedeutung. Im Rahmen von Vorhersage- und Klimamodellen nimmt der hydrologische Zyklus eine Schlüsselrolle ein, dessen wichtigstes Glied die im Wasserdampf latent gespeicherte Energie darstellt. Sie dient u.a. dem Antrieb meso- und makroskaliger Wirbel (tropische und außertropische Zyklonen).

Mehrere Methoden zur Bestimmung der bodennahen Verdunstung existieren. Die (genaueste) Kreuzkorrelationsmethode, aber auch indirekte Verfahren wie die Dissipations- und die Profilmethode, erfordern jedoch einen zu großen Meßaufwand und können nur unter experimentellen Bedingungen herangezogen werden. Die einzige praktikable Lösung zur großräumigen Bestimmung des Flusses latenter Wärme stellt die bulk aerodynamic method, kurz BULK - Methode, dar.

$$LE = L \rho C_E U (Q_S - Q_{10}) \quad (63)$$

mit

$L_{LE}$  = Verdampfungswärme

$\rho$  = Dichte der Luft

$C_E$  = Daltonzahl

$U$  = Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe

$Q_S$  = Sättigungsfeuchte über der Wasseroberfläche

$Q_{10}$  = spezifische Feuchte in 10 m Höhe

Die in die BULK - Formel eingehenden Meßgrößen können prinzipiell aus Mikrowellenmessungen bestimmt werden. Die größeren Ungenauigkeiten treten bei der Bestimmung der spezifischen Feuchte und der Windgeschwindigkeit auf. Erste Ansätze verwendeten daher eine Kombination von Messungen des SMMR<sup>2</sup> an Bord des Satelliten NIMBUS-7 und anderen Messungen.

So bestimmte Liu (1989) die spezifische Feuchte  $q$  mittels einer empirischen Beziehung  $q/W$ . Die Koeffizienten dieser Beziehung wurden aus global verteilten Radiosondenaufstiegen in Form ihrer Monatsmittelwerte bestimmt. Er gibt die Genauigkeit des hiermit abgeleiteten Flusses latenter Wärme für den tropischen Pazifik mit  $rms = 26 \text{ W/m}^2$  an.

Crewell et al. (1991) kommen im Rahmen einer Fallstudie für den Nordatlantik zu einer Genauigkeit von  $rms = 34 \text{ W/m}^2$  im Monatsmittel über ein  $1^\circ \times 1^\circ$  großes Gebiet. Hierzu wurde die Windgeschwindigkeit aus einem objektiv analysierten Wind- und Druckfeld aus Schiffsbeobachtungen (Bumke und Hasse 1989) herangezogen, sowie die SST aus Infrarotmessungen des AVHRR<sup>3</sup> abgeleitet.

<sup>2</sup>Scanning Microwave Multichannel Radiometer

<sup>3</sup>Advanced Very High Resolution Radiometer

Vergleiche von Esbensen et al. (1993) zwischen aus SSM/I-Messungen abgeleiteten Flüssen latenter Wärme nach der Methode von Liu und solchen aus COADS-Daten (Comprehensive Ocean Atmosphere Dataset) zeigen einen monatlich mittleren Fehler von  $40 \text{ W/m}^2$  mit zum Teil großen regionalen Unterschieden.

Jourdan & Gautier (1995) bestimmen  $1^\circ \times 1^\circ$  Felder monatlicher Mittelwerte des Flusses latenter Wärme aus SSM/I - Messungen über eine Periode von drei Jahren und vergleichen sie mit aus COADS - Daten abgeleiteten Flüssen. Die spezifische Feuchte wird dabei nach der Methode von Liu aus der  $q/W$  - Beziehung bestimmt. Deren Güte ist in den letzten Jahren durch Hinzunahme von verschiedenen Eingangsdaten verbessert worden und wird mit  $1 \text{ g/kg}$  angegeben. Die SST wird aus AVHRR - Messungen abgeleitet. Sie erhalten für globale Daten eine rms - Differenz von  $50 \text{ W/m}^2$ , wenn genügend COADS - Daten ( $N > 20$ ) in jedem Feld zur Verfügung stehen. Unter Anwendung einer Mischtechnik zur Eliminierung des Sampling - Fehlers, der in situ - Messungen, und systematischer Fehler der Fernerkundungsverfahren erhöht sich die Genauigkeit im Mittel auf  $28 \text{ W/m}^2$ .

Die bisher erzielten Genauigkeiten befriedigen nicht die von Klimamodellierern geforderte Güte von  $10 \text{ W/m}^2$  bei räumlicher Mittelung über ein Gebiet von  $500 \times 500 \text{ km}^2$  (Taylor 1984).

Der Fluß latenter Wärme wird von der Windgeschwindigkeit dominiert. Durch die Ungenauigkeit ihrer routinemäßigen Bestimmung auf See kann sie mit bis zu 50 % zum Fehler von LE beitragen (Crewell et al. 1991). Ruprecht und Simmer (1991) schlagen vor, die Stabilitätsabhängigkeit des Flusses zu berücksichtigen, indem man Verfahren zur Fernerkundung des Produktes  $C_E U$  ableitet. Dem Vorschlag liegt die Idee zugrunde, daß der Satellit die Oberflächenrauigkeit sieht, die, bei festem 10 Meter Wind, mit zunehmender Stabilität abnimmt, wie auch  $C_E$ . Führt man diesen Gedanken weiter fort, so ist es aus der Sicht der Fernerkundung sinnvoller U durch die Schubspannungsgeschwindigkeit auszudrücken, da diese wie gezeigt (Kap.(12.1)) mit der gemessenen Helligkeitstemperatur höher korreliert ist:

$$LE = L \rho \frac{C_E}{\sqrt{C_D}} u_* (Q_S - Q_{10}) \quad (64)$$

$u_*$  beschreibt dabei die Wirkung des Impulsflusses infolge der Windgeschwindigkeit und der Stabilität auf die Rauigkeit der Meeresoberfläche. Damit enthält die gemessene Helligkeitstemperatur Information über die Schichtungsverhältnisse in der maritimen Grenzschicht. Durch die Verwendung der Schubspannungsgeschwindigkeit in der Bulk - Formulierung wird eine zusätzliche Abhängigkeit von  $C_D$  eingebracht. Dieses gereicht jedoch zum Vorteil, wenn angenommen wird, daß  $C_E$  und  $C_D$  eine ähnliche Abhängigkeit in der Windgeschwindigkeit besitzen. Eine Bestätigung hierfür findet sich in der Parametrisierung von De Cosmo et al. (1994), die einen Zusammenhang mit einem Korrelationskoeffizienten  $r = 0.63$ , jedoch hoch signifikant, für die neutralen Koeffizienten herstellt und keine Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit zeigt:

$$C_{EN} 10^3 = 1.26 (C_{DN} 10^3)^{1/2} - 0.49 \quad (65)$$

Der Vorteil durch das Einbringen von  $C_D$  in Gl.(64) zeigt sich in einer Reduzierung der Stabilitätsabhängigkeit des Vorfaktors, die sich nach  $u_*$  verlagert.

Hierin ist nicht die Abhängigkeit von  $C_D$  von dem Wellenalter enthalten, obwohl dieses

das Radiometersignal beeinflusst, da es einen Teil der Rauigkeit der Wasseroberfläche ausmacht. Untersuchungen müssen darüber Aufschluß geben, wie aus der Helligkeitstemperatur eine Information über das Wellenalter erhalten werden kann. Hierzu bietet das vorgestellte Dreiskalenmodell die Voraussetzung, da das Wellenspektrum ganz oder in Anteilen über ihre statistischen Parameter eingeht und so deren Effekt auf die Helligkeitstemperatur abgeschätzt werden kann.

Grundsätzlich bieten sich für die Fernerkundung der bodennahen Parameter mittels passiver Mikrowellenmessungen niederfrequent gemessene Helligkeitstemperaturen an, da der Einfluß atmosphärischer Störungen auf die Helligkeitstemperatur minimiert ist (Wilheit 1979). Hier steht der 19 GHz Kanal des SSM/I z.Zt. zur Verfügung. Besser ist jedoch der geplante 10 GHz Kanal auf MIMR<sup>4</sup>.

Die bisher erhaltenen Genauigkeiten betragen nicht die von Klimamodellen geforderte Güte von 10 W/m<sup>2</sup> bei räumlicher Mittelung über ein Gebiet von 500 x 500 km<sup>2</sup> (Taylor 1984).

Der Fuß latenter Wärme wird von der Windgeschwindigkeit dominiert. Durch die Ungenauigkeit ihrer routinemäßigen Bestimmung auf See kann sie mit bis zu 30 % zum Fehler von  $\lambda E$  beitragen (Crowell et al. 1981). Ruprecht und Sinner (1981) schlagen vor, die Stabilitätsabhängigkeit des Flusses zu berücksichtigen, indem man Verfahren zur Fernerkundung des Produktes  $C_p U$  anbietet. Dem Vorschlag legt die Idee zugrunde, daß der Stabilitätskoeffizient nicht, wie bei festem 10 Meter Wind, mit zunehmender Stabilität abnimmt, wie auch  $C_p$ . Fürs was diesen Gedanken weiterführt, so ist es nur der stichförmigen Fernerkundung einzelner U durch die Schwebepanngeschwindigkeit auszuweichen, da diese wie gezeigt (Kap. 12.11) mit der gemessenen Helligkeitstemperatur höher korreliert.

$$E_{\text{net}} = E_{\text{net}}^{\text{net}} - E_{\text{net}}^{\text{net}} \quad (12.11)$$

Es besteht dabei die Wirkung des Impulsübertrags durch die Windgeschwindigkeit und der Stabilität auf die Helligkeit der Meereshöhle. Man enthält die gemessene Helligkeitstemperatur Information über die Schwebepanngeschwindigkeit in der Helligkeitstemperatur. Durch die Verwendung der Schwebepanngeschwindigkeit in der Helligkeitstemperatur wird eine zusätzliche Abhängigkeit von  $C_p$  einbezogen. Dieses geschieht durch die Annahme, wenn angenommen wird, daß  $C_p$  und  $C_p$  eine ähnliche Abhängigkeit in der Windgeschwindigkeit besitzen. Eine Bestätigung hierfür findet sich in der Fernerkundung von De Cosmo et al. (1991), die einen Zusammenhang mit einem Korrelationskoeffizienten  $r = 0,8$ , jedoch nicht signifikant, für die neunten Korrelationskoeffizienten und keine Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit zeigen.

$$C_p U = 1,30 (C_p U)^{0,7} \quad (12.12)$$

Der Vorteil durch das Einbringen von  $C_p$  in Gl.(12.11) zeigt sich in einer Verbesserung der Stabilitätsabhängigkeit des Vorfaktors, die sich aus Gl.(12.11) ergibt.

<sup>4</sup>Multifrequency Imaging Microwave Radiometer

## 13 Schlußbetrachtung

Das vorgestellte Modell ermöglicht die Berechnung der Reflektivität einer windaufgerauhten Ozeanoberfläche im Mikrowellenspektralbereich. Die Lösung des Reflexionsproblems basiert auf einem analytischen Modell, dem Kirchhoff- oder Facettenmodell, mit dem es aber nur gelingt, den Beitrag der Oberflächenwellen zu erfassen, die deutlich länger als die abtastenden Mikrowellen sind. Zur vollständigen Berücksichtigung aller Strukturen wird ein anderer, zusätzlicher Ansatz eingebracht. Der Beitrag hydrodynamischer Wellen, die kürzer als die elektromagnetischen sind, kann so erfaßt werden. Ein realistisches Seegangsspektrum zur korrekten Beschreibung der Rauigkeit der Ozeanoberfläche bildet für die erfolgreiche Anwendung der Modelle eine wesentliche Grundlage. Darüber hinaus werden die Auswirkungen von Schaumstrukturen, sowie Mehrfachstreu- und Abschattungseffekte in die Berechnung des Gesamtsignals mit einbezogen. Um das beschriebene Modell als Arbeitsmodell anwendbar zu machen, werden rechenintensive Schritte ( Mehrfachintegrale) durch Parametrisierungen und Näherungen ersetzt. Das Modell zeichnet sich durch seine weitestgehende Unabhängigkeit aus, d.h. es werden keinerlei Anpassungen an Messungen verwendet.

Die durchgeführten Validierungen mit Messungen bei verschiedenen meteorologischen und ozeanographischen Bedingungen haben gezeigt, daß es mit dem Dreiskalenmodell gelingt, das Reflexionsverhalten recht gut zu beschreiben. Der Vergleich mit den Ergebnissen anderer Oberflächenmodelle hat deutlich gemacht, daß es mit diesem Modell gelingt, die gemessenen Reflektivitätseigenschaften der Oberflächenstrukturen genauer wiederzugeben. Dabei besitzt es einen weitaus größeren Gültigkeitsbereich, der von sehr niedrigen bis zu hohen Mikrowellenfrequenzen reicht. Dieser dürfte eher durch die Gültigkeit der dielektrischen Funktionen beschränkt sein, als durch die Formulierung der Untermodelle (z.B. Facettenmodell) des Dreiskalenansatzes.

Die Verifizierung des Modells konnte für die niedrigen Frequenzen nur qualitativ mittels der Beobachtungen von Hollinger (1977) durchgeführt werden, da weitere Radiometermessungen aus geringer Höhe fehlen.

Eine zusätzliche Möglichkeit der Validierung stellen flugzeuggetragene Radiometermessungen der NASA mit dem AMPR<sup>5</sup> dar, das bei 10.6 GHz, 19 GHz, 37 GHz und 85 GHz mit einem Blickwinkel  $0 < \Theta < 45^\circ$  aus einer Höhe von  $\sim 18$  Kilometern Helligkeitstemperaturen gemessen hat. Die Flüge wurden im Rahmen von TOGA - COARE<sup>6</sup> im äquatorialen Ostpazifik von Januar bis März 1993 durchgeführt.

Diese Daten dienen zugleich der Verifizierung des gesamten Strahlungstransportmodells (Simmer 1994), in dem das Oberflächenmodell implementiert ist. Die Ergebnisse werden gegenwärtig ausgewertet.

Es hat sich herausgestellt, daß hydrodynamisch wenig bedeutende, kurze Wellen einen wichtigen radiometrischen Beitrag liefern. Dieser wird vom Modell zwar als deutliches Signal in der Helligkeitstemperatur abgebildet, ist im Vergleich zu Messungen aber noch um  $\sim 50\%$  zu niedrig. Damit könnten die zwar geringen, aber systematischen

<sup>5</sup>Advanced Microwave Precipitation Radiometer

<sup>6</sup>Tropical Ocean Global Atmosphere - Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment

Unterschätzungen bei hohen Frequenzen erklärt werden.

Eine umfangreiche Betrachtung der spektralen Eigenschaften von Schaum wird seiner Bedeutung am Mikrowellensignal der Oberfläche gerecht. Es hat sich dabei gezeigt, daß es noch zu wenige und ungenügende in situ gemessene Daten der Emissivität von Schaumkronen und Schaumstreifen gibt. Dies gilt besonders für die Blickwinkel der satellitengetragenen Radiometer um  $\Theta = 50^\circ$ . Die Kenntnis des Beitrages von Gischt zum Strahlungsfeld ist noch unzureichender bekannt, so daß noch nicht einmal gesagt werden kann, ob hiervon ein signifikanter Beitrag ausgeht. Folglich wurden Gischteffekte in diesem Modell nicht berücksichtigt. Zukünftige Arbeiten werden diese Fragen beantworten müssen.

Zur Beschreibung der Rauigkeit der Wellen der ersten Skala werden Neigungsvarianzen verwendet, die aus dem Seegangsspektrum von Bjerkaas & Riedel (1979) bestimmt wurden und als Parametrisierungen in das Oberflächenmodell eingehen. Diese gelten für ein voll entwickeltes Wellenspektrum, von dem auf dem offenen Ozean in guter Näherung ausgegangen werden kann. Soll dieses Modell jedoch die Reflexionseigenschaften einer Meeresoberfläche simulieren, dessen Wellenbild als nicht voll entwickelt angenommen werden kann (z.B. Nebenmeere, Polargebiete mit eisfreien Flächen), dann muß mit einer Unterschätzung der simulierten Reflektivität (Überschätzung der Helligkeitstemperaturen) gerechnet werden. Es wäre daher für solche Anwendungen empfehlenswert, neue Parametrisierungen der Neigungsvarianzen aus einem repräsentativem Wellenspektrum herzuleiten.

Das vorgestellte Modell berücksichtigt zwar die Anisotropie der Ozeanoberfläche durch die Verwendung der Neigungsvarianzen längs und quer zum Wind, jedoch nur implizit bei der Berechnung der Streukoeffizienten. Dies Signal wird verwischt, da die Streukoeffizienten über alle Azimutwinkel integriert und dann gemittelt werden. Dadurch geht die explizite azimutale Abhängigkeit verloren. Ihre vollständige Berücksichtigung würde die Komplexität und den Rechenaufwand eines Oberflächenmodells erheblich erhöhen.

Untersuchungen von Wentz (1992) bezüglich einer Richtungsabhängigkeit in den Helligkeitstemperaturen zeigen, daß Differenzen auftreten können, die bis zu 3.5 K betragen. Bei der Anwendung von aktuellen Satellitenmessungen (z.B. Fallstudien, Kurzfristvorhersage) gewinnt die Betrachtung der azimutalen Abhängigkeit an Bedeutung. Dies gilt auch für die klimatologische Interpretation von Radiometermessungen eines Gebietes mit einer Vorzugsrichtung in der Laufrichtung der Wellen (z.B. Passatgebiete). Vor diesem Hintergrund wäre die Erweiterung des Modells von Vorteil, so daß eine explizite Berücksichtigung der Azimutalabhängigkeit möglich ist. Dies würde die Genauigkeit der Modellergebnisse weiter erhöhen und helfen, Radiometermessungen besser interpretieren zu können. Zudem würde es die Möglichkeiten erweitern, meteorologische bzw. ozeanographische Größen mittels passiver Mikrowellenmessungen zu bestimmen (z.B. Windvektor).

Trotz dieser Unzulänglichkeiten stellt das hier vorgestellte Modell bereits eine erhebliche Verbesserung bei der Modellierung der Reflexionseigenschaften der Ozeanoberfläche dar. Es bietet somit die Möglichkeit, eine wichtige Lücke innerhalb der heutigen Strahlungstransportmodelle aufzufüllen, um deren Leistungsfähigkeit gerecht zu werden. Damit werden Ungenauigkeiten, die ihre Ursache in dem Oberflächenbeitrag



## Literaturverzeichnis

- Abe, T.A., 1957:** A Supplementary Note on the Foaming of Sea Water. *Rec. Oceanogr. Works Japan*, **4**(1), 1-7.
- Anderson, R.J. und S.D. Smith, 1991:** Wind Stress on the Sea Surface during HEXMAX. In *Preprints of the Fifth Conference on Meteorology and Oceanography of the Coastal Zone, American Meteorological Society, Boston*, pages 147-150.
- Andreas, E.L., J.B. Edson, E.C. Monahan, M.P. Roualt, und S.D. Smith, 1995:** The Spray Contribution to Net Evaporation from the Sea: a Review of Recent Progress. *Boundary-Layer Meteorology*, **72**, 3-52.
- Banner, M.L., I.S.F. Jones, und J.C. Trinder, 1989:** Wavenumber Spectra of Short Gravity Waves. *J.Fluid Mechanics*, **198**, 321-344.
- Bezzabotnov, V.S., 1985:** Certain Results of Field Measurements of the Structure of Sea-Foam Formation. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, **21**(1), 77-79.
- Bjerkaas, A.W. und F.W. Riedel, 1979:** Proposed Model for the Elevation Spectrum of a wind-roughened Sea Surface. *Technical Memorandum*(JHU/APL TG 1328), pp. 31.
- Bordonskiy, G.S., I.B. Vasil'kova, V.M. Veselov, N.N. Vorsin, Yu. A. Milit-skiy, V.G. Mirovskiy, V.V. Nikitin, V.Yu. Rayzer, Yu.B. Khapin, Ye.A. Sharkov, und V.S. Etkin, 1978:** Spectral Characteristics of the Emissivity of Foam Formations. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, **14**(6), 464-469.
- Bortkovskii, R.S., 1987:** Air-Sea Exchange of Heat and Moisture during Storms. *D.Reidel Publ.Comp.*, 31.
- Bumke, K. und L. Hasse, 1989:** An Analysis Scheme for Determination of true Surface Winds at Sea from Ship synoptic Wind and Pressure Observations. *Boundary-Layer Meteorology*, **47**, 295-308.
- Cox, C. und W. Munk, 1954:** Statistics of the Sea Surface derived from Sun Glitter. *Journal of Marine Research*, **13**(2), 198-227.
- Crewell, S., E. Ruprecht, und C. Simmer, 1991:** Latent Heat Flux over the North Atlantic Ocean - a Case Study. *Journal of Applied Meteorology*, **30**(12), 1627-1635.
- Dombrovskiy, L.A., 1979:** Calculation of the Thermal Radiation Emission of Foam on the Sea Surface. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, **15**(3), 193-198.
- Donelan, M.A. und W.J. Jr. Pierson, 1987:** Radar Scattering and Equilibrium Ranges in Wind-Generated Waves with Application to Scatterometry. *Journal of Geophysical Research*, **92**(C5), 4971-5029.
- Droppleman, J.D., 1970:** Apparent Microwave Emissivity of Sea Foam. *Journal of Geophysical Research*, **75**(3), 696-698.

- Edgerton, A., G. Trexler, A. Poe, S. Stogryn, J. Sakamoto, J. Jenkins, D. Meeks, and F. Soltis, 1970:** Passive Microwave Measurements of Snow, Soils, and Oceanographic Phenomena. *Tech. Rep. 6 SD 9016-16*, Aerojet-General Corp., El Monte, Calif.
- English, S., C. Guillou, C. Prigent, and D.C. Jones, 1994:** Aircraft Measurements of Water Vapour Continuum Absorption at Millimeter Wavelengths. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*(120), 603–625.
- Esbensen, S.K., D.B. Chelton, D. Vickers, and J. Sun, 1993:** An Analysis of Errors in SSM/I Evaporation Estimates Over the Global Oceans. *Journal of Geophysical Research*, **98**(C4), 7081–7101.
- Fuchs, H.-H., 1991:** Measurements of the Windspeed Dependence of the Normalized Radar cross Section (NRCS) carried out with a 94 GHz Radar from the North Sea Research Tower during the SAXON-FPN Experiment. *IEEE*, **74**, 1995–1998.
- Fuhrhop, R., 1995:** Fehleranalyse passiver Mikrowellenmessungen des Special Sensor Microwave Imager (SSM/I): Technical Report Nr. 267, Berichte aus dem Institut für Meereskunde.
- Fung, A.K. und H.J. Eom, 1981:** Multiple Scattering and Depolarization by Randomly Rough Kirchhoff Surface. *IEEE Trans. Ant. and Propag.*, **AP-29**(3), 463–471.
- Ginsburg, A.I., A.M. Shutko, M.A. Antipychiev, and A.G. Grankov, 1982:** Microwave Radiation from Water Surface as related to its Temperature Variations in the Presence of Ripples (a Laboratory Study). *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **OE-7**(1), 33–34.
- Glazman, R.E., 1987:** Wind-fetch Dependence of Seasat scatterometer Measurements. *International Journal of Remote Sensing*, **8**(11), 1641–1647.
- Glazman, R.E., G.G. Pihos, and J. Ip, 1988:** Scatterometer Wind Speed Bias Induced by the Large-Scale Component of the Wave Field. *Journal of Geophysical Research*, **93**(C2), 1317–1328.
- Guissard, A., C. Baufays, and P. Sobieski, 1986:** Sea Surface Description Requirements for Electromagnetic Scattering Calculations. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C2), 2477–2492.
- Guissard, A., P. Sobieski, and A. Laloux, 1994:** Radiative Transfer Equation with Surface Scattering for Ocean and Atmospheric Parameters Retrieval from Radiometric Measurements. *International Journal of Remote Sensing*, **15**(9), 1743–1760.
- Guissard, A. und P. Sobieski, 1987:** An approximate Model for the Microwave Brightness Temperature of the Sea. *International Journal of Remote Sensing*, **8**(1), 1607–1627.

- Hasse, L., 1992:** On the Contribution of Spray Droplets to Evaporation. *Boundary-Layer Meteorology*, **61**, 309–313.
- Hasse, L., 1994:** Reply to ANDREAS (1994). *Boundary-Layer Meteorology*, **69**, 335–339.
- Hasselmann, K. et al., 1973:** Measurements of Wind-Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project(JONSWAP). *Dtsch. Hydrolog. Zeitschrift*, **A(12)**, 1–95.
- Hollinger, J.P., 1970:** Passive Microwave Measurements of the Sea Surface. *Journal of Geophysical Research*, **75(27)**, 5209–5213.
- Hollinger, J.P., 1971:** Passive Microwave Measurements of the Sea Surface. *IEEE Trans. Geosc. Electronics*, **9(3)**, 165–169.
- Huhnerfuss, H., W. Alpers, A. Cross, W.D. Garrett, W.C. Keller, P.A. Lange, W.J. Plant, F. Schlude, und D.L. Schuler, 1983:** The Modification of X and L Band Radar Signals by Monomolecular Sea Slicks. *Journal of Geophysical Research*, **88(C14)**, 9817–9822.
- Jähne, B. und K.S. Riemer, 1990:** Two-Dimensional Wave Number Spectra of Small-Scale Water Surface Waves. *Journal of Geophysical Research*, **95(C7)**, 11531–11546.
- Jessup, A.T., W.C. Keller, und W.K. Melville, 1990:** Measurements of Sea Spikes in Microwave Backscatter at moderate Incidence. *Journal of Geophysical Research*, **95(C6)**, 9679–9688.
- Jones, I., Y. Sugimori, und Stewart R.W., 1993:** *Satellite Remote Sensing of the Oceanic Environment*. Seibutsu Kenkyusha Co Ltd.
- Jourdan, D. und C. Gautier, 1995:** Comparison between Global Latent Heat Flux Computed from Multisensor (SSM/I and AVHRR) and from In Situ Data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12**, 46–72.
- Karstens, U., C. Simmer, und E. Ruprecht, 1994:** Remote Sensing of Cloud Liquid Water. *Meteorology and Atmosph. Physics*(54), 157–171.
- Kondo, J., 1975:** Air - Sea Bulk Transfer Coefficients in Diabatic Conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, **9**, 91–112.
- Kummerow, C., 1994.** persönliche Mitteilungen.
- Large, W.G. und S. Pond, 1981:** Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds. *Journal of Physical Oceanography*, **11**, 324–336.
- Liu, W.T., 1989:** Moisture and Latent Heat Flux Variabilities in the Tropical Pacific derived from Satellite Data. *Journal of Geophysical Research*, **93(C6)**, 6749–6760.
- Longuet-Higgins, M. S. und J.S. Turner, 1974:** An 'Entraining Plume' Model of a Spilling Breaker. *Journal Fluid Mech.*, **63(1)**, 1–20.

- Melle, van M.J., H.H. Wang, and W.F. Hall, 1973:** Microwave Radiometric Observations of simulated Sea Surface Conditions. *Journal of Geophysical Research*, **78**, 969–976.
- Mitsuyasu, H., 1977:** Measurement of High-Frequency Spectrum of Ocean Surface Waves. *Journal of Physical Oceanography*, **7**, 882–891.
- Monahan, E.C. und I.G. O’Muircheartaigh, 1986:** Whitecaps and the passive Remote Sensing of the Ocean Surface. *International Journal of Remote Sensing*, **7**(5), 627–642.
- Monahan, E.C. und C.R. Zietlow, 1969:** Laboratory Comparisons of Fresh-Water and Salt-Water Whitecaps. *Journal of Geophysical Research*, **74**(28), 6961–6966.
- Niekamp, K., 1994.** persönliche Mitteilungen.
- Nordberg, W., J. Conaway, und P. Thaddeus, 1969:** Microwave Observations of Sea State from Aircraft. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **95**, 408–413.
- Nordberg, W., J. Conaway, D.B. Ross, und T. Wilheit, 1971:** Measurements of Microwave Emission from a Foam-covered, Wind-Driven Sea. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**, 429–435.
- Petty, G.W. und K.B. Katsaros, 1994:** The Response of the SSM/I to the Marine Environment. PART II: A Parametrization of the Sea Surface Slope Distribution on Emission and Reflection. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11**(3), 617–628.
- Phillips, O.M., 1977:** *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, New York.
- Pierson, W.J. und R.A. Stacy, 1973:** The Elevation, Slope, and Curvature Spectra of a Wind Roughened Sea Surface. *NASA report, CR-2247*(N74-15068).
- Plant, W.J., 1986:** A Two-Scale Model of Short Wind-Generated Waves and Scatterometry. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C9), 10735–10749.
- Rayzer, V.Yu. und Ye.A. Sharkov, 1980:** On the Dispersed Structure of Sea Foam. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, **16**(7), 548–550.
- Rice, S.O., 1951:** Reflection of Electromagnetic waves from Slightly Rough Surfaces. *Communications on pure and applied mathematics*, **4**, 351–378.
- Ross, D.B. und V. Cardone, 1974:** Observations of Oceanic Whitecaps and their Relation to Remote Measurements of Surface Wind Speed. *Journal of Geophysical Research*, **79**(3), 444–452.
- Ruprecht, E. und C. Simmer, 1991:** Fluxes of Latent Heat over the Oceans: Climatological Studies and Application of Satellites Observations. *Dyn. Atmos. Oceans*, **16**, 111 – 121.

- Schrader, M. und Q.H. Liu, 1995:** *On the Use of Different Ocean Surface Models in Radiative Transfer Calculation*, volume Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment, pages 379–388. VSP International Science Publishers, Niederlande.
- Schulz, J., P. Schlüssel, und H. Grassl, 1993:** Water Vapour in the atmospheric Boundary Layer over Oceans from SSM/I Measurements. *International Journal of Remote Sensing*, **14**(15), 2773–2789.
- Semyonov, B.I., 1966:** Approximate Computation of Scattering of electromagnetic Waves by rough Surface Contours. *Radio Engineering and Electron. Physics*, **II**, 1179–1187.
- Shemdin, O.H. und P.A. Hwang, 1988:** Comparison of measured and predicted Sea Surface Spectra of Short Waves. *Journal of Geophysical Research*, **93**(C11), 13883–13890.
- Simmer, C., 1994:** *Satellitenfernerkundung hydrologischer Parameter der Atmosphäre mit Mikrowellen*. Verlag Dr. Kovac, Hamburg.
- Smith, B.G., 1967:** Geometrical Shadowing of a Random Rough Surface. *IEEE Trans. Ant. and Propag.*, **15**(5), 668–671.
- Smith, S.D., 1981:** Wind Stress and Heat Flux over the Ocean in Gale Force Winds. *Journal of Physical Oceanography*, **10**, 709–726.
- Smith, P., 1988:** The Emissivity of Sea Foam at 19 and 37 GHz. *IEEE Trans. Geosc. and Remote Sensing*, **26**(5).
- Smith, S. D., 1988:** Coefficients for Sea Surface Wind Stress, Heat Flux, and Wind Profiles as a Function of Windspeed and Temperature. *Journal of Geophysical Research*, **93**(C12), 15467–15472.
- Smith, S.D., R.J. Anderson, W.A. Oost, C. Kraan, N. Maat, J. DeCosmo, K.B. Katsaros, K.L. Davidson, K. Bumke, L. Hasse, und H.M. Chadwick, 1992:** Sea Surface Wind Stress and Drag Coefficients: HEXOS Results. *Boundary-Layer Meteorology*, **60**, 109 – 142.
- Stogryn, A., 1967:** The Apparent Temperature of the Sea at Microwave Frequencies. *IEEE Trans. Ant. and Propag.*, **AP-15**, 278–286.
- Stogryn, A., 1972:** The Emissivity of Sea Foam at Microwave Frequencies. *Journal of Geophysical Research*, **77**(9), 1658–1666.
- Stolte, S., 1991:** Measurements of Ocean Short Scale Roughness. *Report der Forschungsanstalt der Bundeswehr für Wasserschall - und Geophysik*, 2005–2008.
- Tang, C.C.H., 1974:** The Effect of Droplets in the Air-Sea Transition Zone on the Sea Brightness Temperature. *Journal of Physical Oceanography*, **4**, 579–593.
- Tang, S. und O.H. Shemdin, 1983:** Measurement of high frequency waves using a wave follower. *Journal of Geophysical Research*, **88**, 9832–9840.

- Taylor, P.K., 1984:** *Large - Scale Oceanographic Experiments and Satellites*, chapter The Determination of Surface Fluxes of Heat and Water by Satellite Microwave Radiometry and In-Situ- Measurements in Large-Scale Oceanographic Experiments and Satellites, pages 223-246. C.Gautier and M.Fieux (eds.), D.Reidel Pub. Co.
- Thorpe, S.A., 1986:** *Bubble clouds: A Review of their Detection by Sonar, of related Models, and of how  $k_v$  may be determined*, pages 57-68. D Reidel Publishing Company.
- Toba, Y., 1973:** Quantitative Expression of the Breaking of Wind Waves on the Sea Surface. *Rec. Oceanogr. Works Jpn.*, **12**, 1-11.
- Troitsky, V.S., 1962:** *Radio Emission of the Moon, its physical State and the Nature of its Surface*, chapter The Moon, page 475pp. Academic Press, New York.
- Ulaby, F.T., R.K. Moore, und A.K. Fung, 1981:** Microwave Remote Sensing, active and passive, Volume I:Fundamentals and Radiometry. *Addison Wesley Publ. Comp., London, I*.
- Ulaby, F.T., R.K. Moore, und A.K. Fung, 1982:** Microwave Remote Sensing, active and passive, Volume II:Surface Scattering and Emission Theory. *Addison Wesley Publ. Comp., London, II*, 232ff.
- Ulaby, F.T., R.K. Moore, und A.K. Fung, 1986:** Microwave Remote Sensing, active and passive, Volume III:From Theory to Applications. *Addison Wesley Publ. Comp., London, III*.
- Valenzuela, G.R., 1970:** The Effective Reflection Coefficients in Forward Scatter from a Dielectric Slightly Rough Surface. *Proc. IEEE*, **58**, 1279.
- Webster, W.J., T.T. Wilheit, D.B. Ross, und P. Gloersen, 1976:** Spectral Characteristics of the Microwave Emission From a Wind-Driven Foam-Covered Sea. *Journal of Geophysical Research*, **81**(18), 3095-3099.
- Wentz, F.J., 1975:** A Two-Scale Scattering Model for Foam-Free Sea Microwave Brightness Temperatures. *Journal of Geophysical Research*, **80**(24), 3441-3446.
- Wentz, F.J., 1983:** A Model Function for Ocean Microwave Brightness Temperatures. *Journal of Geophysical Research*, **88**(C3), 1892-1908.
- Wentz, F.J., 1992:** Measurement of Oceanic Wind Vector Using Satellite Microwave Radiometers. *IEEE Trans. Geosc. and Remote Sensing*, **30**(5), 960-972.
- Wentz, F.J., Mattox L.A., und S. Peteherych, 1986:** New Algorithms for Microwave Measurements of Ocean Winds: Applications to SEASAT and the Special Sensor Microwave Imager. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C2), 2289-2307.
- West, J.C., P.A. Hwang, R.K. Moore, J.C. Holtzman, und O.H. SHEMDIN, 1990:** The Modulation of a Radar Signal from the Ocean Surface due to Slope and Hydrodynamic Effects. *Journal of Geophysical Research*, **95**(C9), 16291-16297.

- Wilheit, T.T., Jr., 1979:** A Model for the Microwave Emissivity of the Ocean's Surface as a Function of Wind Speed. *IEEE Trans. Geosc. Electronics*, **GE-17**, 244-249.
- Williams, G.F., Jr., 1969:** Microwave Radiometry of the Ocean and the Possibility of Marine Wind Velocity Determination from Satellite Observations. *Journal of Geophysical Research*, **74**(18), 4591-4594.
- Williams, G.F., Jr., 1971:** Microwave Emissivity Measurements of Bubbles and Foam. *IEEE Trans. Geosc. Electronics*, **GE-9**(4), 221-224.
- Wisler, M.M und J.P. Hollinger, 1977:** Estimation of Marine Environmental Parameters using Microwave Radiometric Remote Sensing Systems. *Naval Research Laboratory Memo Rept. 3661*.
- Wu, J., 1969:** Wind Stress and Surface Roughness at Air-Sea Interface. *Journal of Geophysical Research*, **74**, 444-555.
- Wu, J., 1979:** Oceanic Whitecaps and Sea State. *Journal of Physical Oceanography*, **9**, 1064-1068.
- Wu, J., 1990:** Mean Square Slopes of the Wind-Disturbed Water Surface, their Magnitude, Directionality and Composition. *Radio Science*, **25**(1), 37-48.
- Wu, S.T. und A.K. Fung, 1972:** A Noncoherent Model for Microwave Emissions and Backscattering from the Sea Surface. *Journal of Geophysical Research*, **77**(30), 5917-5929.
- Zhang, X., 1994:** Wavenumber Spectrum of Very Short Wind Waves: An Application of Two-Dimensional Slepian Windows to Spectral Estimation. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11**, 489-505.

# A ANHANG Seegangsspektrum von Bjerkaas & Riedel (1979)

Das Seegangmodell von Bjerkaas & Riedel (1979) beschreibt den richtungsunabhängigen Anteil der Spektraldichte des vollentwickelten Seegangs. Es setzt sich aus vier Teilspektren zusammen  $S_i(K, u_*)$  ( $i=1,4$ ) zusammen:

$$S(K, u_*) = \begin{cases} S_1(K, u_*) : 0 < K < K_1 & \text{PIERSON - MOSKOWITZ Bereich} \\ S_2(K, u_*) : K_1 < K < K_2 & \text{KITAIGORODSKI Bereich} \\ S_3(K, u_*) : K_2 < K < K_\nu & \text{MITSUYASU - HONDA Bereich} \\ S_4(K, u_*) : K_\nu < K < \infty & \text{COX viskoser Kapillarwellenbereich} \end{cases}$$

mit

$$S_1(K, u_*) = \frac{\alpha}{2K^3} \exp(-BK^{-2})$$

$$S_2(K, u_*) = 0.4375 \left( \frac{2\pi}{\sqrt{g}} \right)^{p-1} \frac{1 + \frac{3K^2}{K_m^2}}{\left[ K_2 \left( 1 + \frac{K^2}{K_m^2} \right) \right]^{\frac{p-4}{2}} \left[ K \left( 1 + \frac{K^2}{K_m^2} \right) \right]^{5/2}}$$

$$S_3(K, u_*) = 0.4375 \frac{(2\pi)^{p-1} \left( 1 + \frac{3K^2}{K_m^2} \right)}{g^{\frac{p-1}{2}} \left[ K \left( 1 + \frac{K^2}{K_m^2} \right) \right]^{\frac{p+1}{2}}}$$

$$S_4(K, u_*) = 1.473 \times 10^{-4} \frac{u_*^3 K_m^6}{K_9}$$

Die Parameter lauten:

$$K = \text{Wellenzahl in } cm^{-1} \quad (66)$$

$$p = 5 - \log_{10}(u_*) \quad (67)$$

$$u_* = \text{Schubspannungsgeschwindigkeit in cm/s} \quad (68)$$

$$\alpha = 0.0081 \quad (69)$$

$$\beta = 0.74 \quad (70)$$

$$B = \frac{\beta g^2}{U_{19.5}^4} \quad (71)$$

$$U_{19.5} = \text{Windgeschwindigkeit in 19.5 m Höhe} \quad (72)$$

$$K_m = \sqrt{\frac{g\rho}{\tau}} = 3.63 \text{ rad/cm} \quad (73)$$

$$g = 981 \text{ cm/s}^2 \quad (74)$$

$$\rho = 1.025 \text{ g/cm}^3 \quad (75)$$

$$\tau = 76.3 \text{ dyn/cm} \quad (76)$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und die Windgeschwindigkeit in 19.5 Metern Höhe  $U_{19.5}$  stehen über das logarithmische Windprofil zueinander in Verhältnis:

$$U(Z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{Z}{z_0(u_*)} \quad (77)$$

Hierbei ist  $Z$  die Höhe in cm und  $\kappa$  die von Karman Konstante ( $\kappa = 0.41$ ). Die Rauigkeitslänge  $z_0$  in cm wird bestimmt mit:

$$z_0(u_*) = \frac{0.684}{u_*} + 4.28 \times 10^{-5} u_*^2 - 0.0443 \quad (78)$$

Der Wellenzahlenraum, innerhalb derer die Teilspektren angewendet werden sollten, um das Wellenspektrum korrekt zu beschreiben, ist durch die  $K_i$ ,  $i = (1, 2, \nu)$  beschrieben. Die in dieser Arbeit bestimmten und verwendeten Grenzwellenzahlen sind in Tab(16) für ausgesuchte Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit aufgeführt.

$K_i$	Schubspannungsgeschwindigkeit $u_*$ in cm/s							
	12	24	36	48	60	72	84	96
$K_1$	.873	.2206	.0987	.0557	.0358	.0249	.0184	.0142
$K_2$	2.639	2.639	2.639	2.639	2.639	2.639	2.639	2.639
$K_\nu$	7.7	9.3	10.8	12.0	12.3	13.0	13.3	14.0

Tabelle 16: Wellenzahlengrenzen für die Teilspektren des Seegangmodell von Bjerkaas & Riedel (1979).

## B ANHANG: Kirchhoff- oder Facettenmodell

Der bistatische Streukoeffizient  $\gamma_{pq}^0$  wird mit dem Kirchhoff-Modell unter Annahme einer stationären Phase berechnet. Eine Formulierung für dieses auch als Facettenmodell bezeichnete Oberflächenstreumodell geben Ulaby et al. (1986) und Simmer (1994):

$$\gamma_{pq}^0(\Omega, \Omega_s) = \frac{(k_{em} |\bar{Q}| |U_{pq}|)^2}{2Q_z^4 \sigma_{quer} \sigma_{gegen}} \exp \left[ -\frac{1}{2Q_z^2} \left( \frac{Q_x^2}{\sigma_{quer}^2} + \frac{Q_y^2}{\sigma_{gegen}^2} \right) \right] \quad (79)$$

mit

$$k_{em} = \text{Wellenzahl in Luft} = 2\pi/\lambda_{em}$$

$$\hat{n} = \hat{x} \sin\Theta \cos\Phi + \hat{y} \sin\Theta \sin\Phi - \hat{z} \cos\Theta$$

$$\hat{n}_s = \hat{x} \sin\Theta_s \cos\Phi_s + \hat{y} \sin\Theta_s \sin\Phi_s + \hat{z} \cos\Theta_s$$

$$Q = k(\hat{n}_s - \hat{n})$$

$$Q_x = k(\sin\Theta_s \cos\Phi_s - \sin\Theta \cos\Phi)$$

$$Q_y = k(\sin\Theta_s \sin\Phi_s - \sin\Theta \sin\Phi)$$

$$Q_z = k(\cos\Theta_s + \cos\Theta)$$

$$U_{hh} = C[R_{\parallel}(\Theta_*)(\hat{h}_s \cdot \hat{n})(\hat{h} \cdot \hat{n}_s + R_{\perp}(\Theta_*)(\hat{v}_s \cdot \hat{n})(\hat{v} \cdot \hat{n}_s))]$$

$$U_{vh} = C[R_{\parallel}(\Theta_*)(\hat{v}_s \cdot \hat{n})(\hat{h} \cdot \hat{n}_s - R_{\perp}(\Theta_*)(\hat{h}_s \cdot \hat{n})(\hat{v} \cdot \hat{n}_s))]$$

$$U_{hv} = C[R_{\parallel}(\Theta_*)(\hat{h}_s \cdot \hat{n})(\hat{v} \cdot \hat{n}_s - R_{\perp}(\Theta_*)(\hat{v}_s \cdot \hat{n})(\hat{h} \cdot \hat{n}_s))]$$

$$U_{vv} = C[R_{\parallel}(\Theta_*)(\hat{v}_s \cdot \hat{n})(\hat{v} \cdot \hat{n}_s + R_{\perp}(\Theta_*)(\hat{h}_s \cdot \hat{n})(\hat{h} \cdot \hat{n}_s))]$$

$$\hat{h}_s = -\hat{x} \sin\Phi_s + \hat{y} \cos\Phi_s$$

$$\hat{v}_s = \hat{x} \cos\Theta_s \cos\Phi_s + \hat{y} \cos\Theta_s \sin\Phi_s - \hat{z} \sin\Theta_s$$

$$\hat{h} = -\hat{x} \sin\Phi + \hat{y} \cos\Phi$$

$$\hat{v} = \hat{x} \cos\Theta \cos\Phi - \hat{y} \cos\Theta \sin\Phi - \hat{z} \sin\Theta$$

$$C = \frac{Q}{k[(\hat{n} \hat{h}_s)^2 + (\hat{n} \hat{v}_s)^2]}$$

$$\cos\Theta_* = -\Omega \Omega_s = \frac{Q |Q_z|}{2kQ_z}$$

Hierbei stellen  $\hat{n}$  und  $\hat{n}_s$  die Einheitsvektoren in Einfallsrichtung  $\Omega$  und Streurichtung  $\Omega_s$  dar.  $Q$  ist der Normalenvektor bezüglich der Facette, an der spiegelnde Reflexion entlang dem Richtungspaar  $\hat{n}$ ,  $\hat{n}_s$  auftritt.  $\hat{v}$ ,  $\hat{v}_s$  sind die Einheitsvektoren der vertikalen Polarisation bezüglich der Einfalls- und der Streurichtung und  $\hat{h}$ ,  $\hat{h}_s$  die Einheitsvektoren der horizontalen Polarisation bezüglich der Einfalls- und der Streurichtung.  $R_{\parallel}(\Theta_*)$  und  $R_{\perp}(\Theta_*)$  stellen die Fresnel Reflexionskoeffizienten für die vertikale bzw. horizontale Polarisation der Facette mit Normalenvektor  $Q$  dar. Die Winkelgeometrie einer Facette und ihre Einheitsvektoren sind in Abb.(46) schematisch dargestellt.

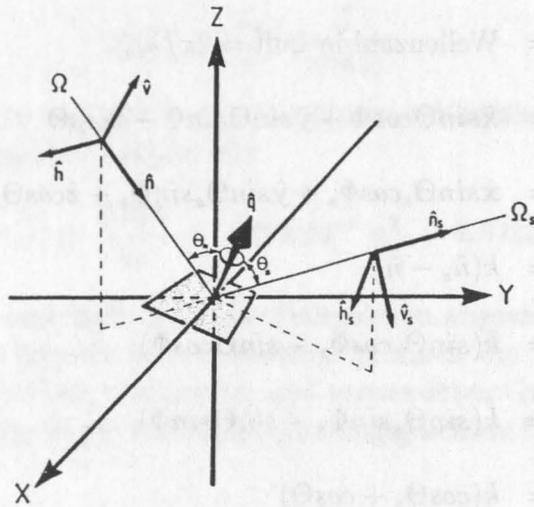


Abbildung 46: Winkelgeometrie und Einheitsvektoren zur Beschreibung der Reflexion nach dem Facettenmodell (aus Simmer (1994) ).

## Danksagung

Ich danke meinem Doktorvater Prof. Dr. E. Ruprecht, mir die Gelegenheit gegeben zu haben, diese Arbeit anzufertigen und mich bei ihrer Entstehung vielseitig unterstützt zu haben.

Für seine immer wieder motivierende und fachliche Unterstützung danke ich ebenfalls Dr. habil. Clemens Simmer.

Prof. Dr. L. Hasse danke ich für wertvolle Anregungen vor allem die Thematik des Schaumes betreffend.

Für das Zustandekommen einer solchen Arbeit tragen alle Kolleginnen und Kollegen einer Abteilung und Arbeitsgruppe bei, wofür ich mich bei *allen* für ihre großen und kleinen Hilfen bedanke!

Meinen Eltern einen herzlichen Dank dafür, daß sie mir in jeder Hinsicht die Möglichkeiten geschaffen haben, daß es überhaupt so weit kommen konnte.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Freundin Jule bedanken, durch deren Verständnis und Entgegenkommen diese Arbeit erst fertiggestellt werden konnte. Meine kleine Tochter Mia hat mich bisher nur flüchtig gesehen – sie soll mich aber jetzt erstmal richtig kennenlernen...

Diese Arbeit ist im Rahmen des Sonderforschungsprogrammes 133 der Deutschen Forschungsgemeinschaft "Warmwassersphäre des Atlantiks" entstanden und finanziert worden.