

Untersuchung dreidimensionaler Atmosphärenstrukturen mittels Radarinterferometrie

Masterarbeit
angefertigt am Institut für Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Rostock
und am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik
in Kühlungsborn

von Svenja Lara Sommer, geb. am 10. Februar 1988 in Hamburg

1. Betreuer: Prof. Dr. Markus Rapp, Universität Rostock

2. Betreuer: Dr. Marius Zecha, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik

Rostock, 14. September 2012

Abstract

The aim of this Master's Thesis is to apply interferometric methods on tilted radar beams. At first, two different methods are compared, whereas the best results are obtained using coherent radar imaging. Subsequently both methods are used to analyse the aspect sensitivity of polar mesospheric summer echoes. While using coherent radar imaging at large tilt angles, the consideration of the beam pattern is quite problematic. Yet, the measurements indicate that polar mesospheric summer echoes are aspect sensitive. This is demonstrated by analysing the location of the main backscattering which is near the zenith up to tilt angles of $\Theta < 4^\circ$. The use of coherent radar imaging led to this result.

Zusammenfassung

Diese Masterarbeit beschäftigt sich mit Interferometrie bei geschwenkten Radarstrahlen. Es werden zwei verschiedene Methoden miteinander verglichen, wobei mit der Coherent Radar Imaging-Methode die besten Ergebnisse erzielt werden. Anschließend wird die Aspektsensitivität von Polaren Mesosphärischen Sommerechos quantitativ mit diesen Methoden untersucht. Dabei zählt zu den größten Herausforderungen des Coherent Radar Imaging bei großen Schwenkwinkeln die Berücksichtigung des Strahlungsdiagramms. Trotzdem deuten die Messungen darauf hin, dass Polare Mesosphärische Sommer Echos aspektsensitiv sind. Dies zeigt sich daran, dass das Hauptrückstreuungszentrum bei der Coherent Radar Imaging-Interferometriemethode bei Schwenkwinkeln von $\Theta < 4^\circ$ im Zenit liegt.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Grundlagen	5
2.1	Die Atmosphäre und PMSE	5
2.2	Radar	7
2.3	MAARSY	10
3	Interferometrie-Methoden	17
3.1	Mathematische Beschreibungen	17
3.1.1	Mean Angle of Arrival	18
3.1.2	Minimierungs-Methoden	21
3.2	Anwendung der Methoden auf synthetische Signale	24
4	Ergebnisse	31
4.1	Quantitative Abschätzung der Aspektsensitivität von PMSE aus den mittleren Empfangswinkeln	33
4.1.1	Methode	33
4.1.2	Messung	34
4.1.3	Auswertung	34
4.2	Verifizierung der CRI-Methode mit Meteoren	37
4.3	Qualitative Abschätzung der Aspektsensitivität von PMSE mit CRI	40
4.3.1	Methode	40
4.3.2	Auswertung	42
4.4	Anwendung der Capon-Methode auf geschwenkte Radarstrahlen und Vergleich mit herkömmlicher Methode	44
5	Diskussion und Zusammenfassung	49
	Literaturverzeichnis	53

Kapitel 1

Motivation

Die Atmosphäre ist nicht nur in der Troposphäre, in der das Wetter entsteht, sondern auch in höheren Schichten wie der Mesosphäre von Interesse. Hier haben aufgrund der geringeren Dichte Wellen eine größere Amplitude und Klimatrends können sich so verstärkt zeigen. Ein besonderes Phänomen in der Höhe von ca. 80 km bis 90 km sind Radarechos, die in sommerlichen polaren Breiten auftreten. Aufgrund dieses spezifischen Vorkommens wurden sie Polare Mesosphärische Sommerechos (PMSE) genannt [Czechowsky et al., 1979, Balsley et al., 1979, Röttger et al., 1988, Hoppe et al., 1988]. Dem aktuellen Verständnis nach entstehen sie durch Neutralgas-Turbulenz in Zusammenhang mit einer herabgesetzten Diffusität von Elektronen aufgrund von Eisteilchen [Rapp and Lübken, 2004]. Diese Eisteilchen können sich wegen der sehr tiefen Temperaturen von ungefähr 130 K [Lübken and Müllemann, 2003] in der Sommermesopause bilden und führen zu nachleuchtenden Wolken (NLC). Die NLCs entstehen durch Eisteilchen, die in Höhen wachsen, in denen der Sättigungsgrad der Luft größer eins ist. Die Eisteilchen wachsen, sinken durch die Gravitation ab und werden als NLC sichtbar; sie spielen auch bei PMSE eine Rolle. Da aber die genauen Entstehungsprozesse der PMSE noch nicht vollständig geklärt wurden, gibt es hier weiteren Forschungsbedarf. Daher wurde ein neues Radar in Nordnorwegen, das MAARSY-Radar in Andenes, gebaut und 2010 in Betrieb genommen. Es wurde so konstruiert, dass der Radarstrahl bis zu 40° (abhängig vom Azimutwinkel) aus dem Zenit geschwenkt und einen großen Bereich des Himmels mit einem vergleichsweise schmalen Radarstrahl (3,6° bei 3 dB) abgetastet werden kann [Latteck et al., 2012]. Dieses neue Radarsystem ermöglicht es, durch räumlich getrennte Empfänger mittels Interferometrie die Struktur der PMSE näher zu untersuchen. Dabei ist zum einen die räumliche Struktur, zum anderen die Aspektsensitivität von Interesse. Letztere kann Aufschluss über die Art der Rückstreuung (inkohärent oder kohärent) und damit über die Art der Streuer geben [Hocking et al.,

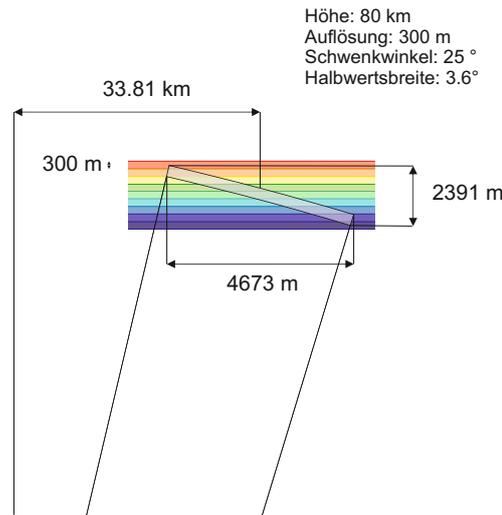


Abb. 1.1: Ein Entfernungskanal des geschwenkten Radarstrahls überdeckt mehrere Höhenkanäle. Daher ist die Lage der Rückstreuzentren im Radarstrahl von großer Bedeutung und wird mit der CRI-Methode bestimmt.

1986, Tsuda et al., 1986, Hocking et al., 1990, Swarnalingam et al., 2011, Smirnova et al., 2012]. Da PMSE wahrscheinlich nicht homogen über den Raum verteilt sind, kann die Radarinterferometrie verwendet werden, um Aufschluss über die Struktur der Streuer innerhalb des Radarstrahls zu bekommen. Beim Herausschwenken des Radarstrahls aus dem Zenit muss ein Entfernungskanal mehreren Höhenkanälen zugeordnet werden (s. Abb. 1.1). Daher muss bei Schwenkwinkeln außerhalb des Zenits die genaue Lage der Rückstreuer bekannt sein, um eine Struktur auch im geschwenkten Strahl messen und eine eindeutige Höhenbestimmung der Rückstreuer vornehmen zu können. Dabei gibt es verschiedene Verfahren, zum einen das Mean Angle of Arrival (MAOA)-Verfahren, das es ermöglicht, einen Rückstreuer im Radarstrahl zu lokalisieren; zum anderen wird das Coherent Radar Imaging (CRI)-Verfahren genutzt, das in der Lage ist, in einem Radarstrahl mehrere Rückstreuzentren zu lokalisieren. Sowohl das MAOA- als auch das CRI-Verfahren beruhen dabei auf Interferometrie zwischen einzelnen Radarempfängern. Über die Phasenunterschiede zwischen den Empfängern aufgrund unterschiedlicher Laufzeiten lassen sich mehrere Rückstreuer im Radarstrahl lokalisieren.

Von weiterem Interesse ist, wie schon erwähnt, die Aspektsensitivität der PMSE. Bisherige Studien zur Aspektsensitivität haben nur kleine Schwenkwinkel hinsichtlich des Zenits untersucht. Durch das MAARSY-Radar sind wir in der Lage, auch größere Winkelbereiche zu untersuchen. Dafür ist sowohl das CRI-Verfahren als auch das MAOA-Verfahren interessant. Letzteres basiert zwar auch auf Interferometrie, kann

aber im Gegensatz zum CRI-Verfahren nur das Hauptrückstreuzentrum lokalisieren. Beide Verfahren sollen hier für die Untersuchung der Aspektsensitivität angewendet werden.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es, zunächst verschiedene Interferometrie-Verfahren miteinander zu vergleichen. Weiterhin soll auch die Aspektsensitivität von PMSE mit interferometrischen Methoden untersucht werden. Zudem soll die Capon-Methode des CRI-Verfahrens auf dreidimensionale Untersuchungen der Atmosphäre angewendet werden, um Strukturen, die ansonsten nicht aufgelöst werden können, sichtbar zu machen.

In dieser Arbeit gehe ich zunächst kurz auf die Grundlagen der Radartechnik ein, dann beschreibe ich die verwendeten Interferometrie-Methoden näher und nutze zur Verifizierung ein synthetisches Signal. Anschließend untersuche ich die Aspektsensitivität mit dem MAOA-Verfahren über einen großen Schwenkbereich und dann mittels der CRI-Methode im zenitnahen Bereich. Das CRI-Verfahren wende ich dann ebenfalls auf einen großen Schwenkbereich an. Dabei gehe ich auf die Anwendung der Capon-Methode bei geschwenkten Radarstrahlen sowie auf auftretende Probleme ein und vergleiche diese Methode mit einer Interpolationsmethode zwischen den einzelnen Strahlpositionen, um die Möglichkeiten für die Analyse von Strukturen in PMSE untersuchen zu können.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Die Atmosphäre und PMSE

Die Atmosphäre lässt sich aufgrund unterschiedlicher physikalischer Eigenschaften in verschiedene Höhenbereiche aufteilen. Wird das Temperaturprofil zugrunde gelegt, spricht man von Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre. Dazwischen liegen Tropopause, Stratopause und Mesopause (s. Abb. 2.1). Der Verlauf der Temperatur ist abhängig von Breite und Jahreszeit, daher kommt es zu unterschiedlichen Temperaturprofilen. So ist zum Beispiel die Mesopause im Winter wärmer als im

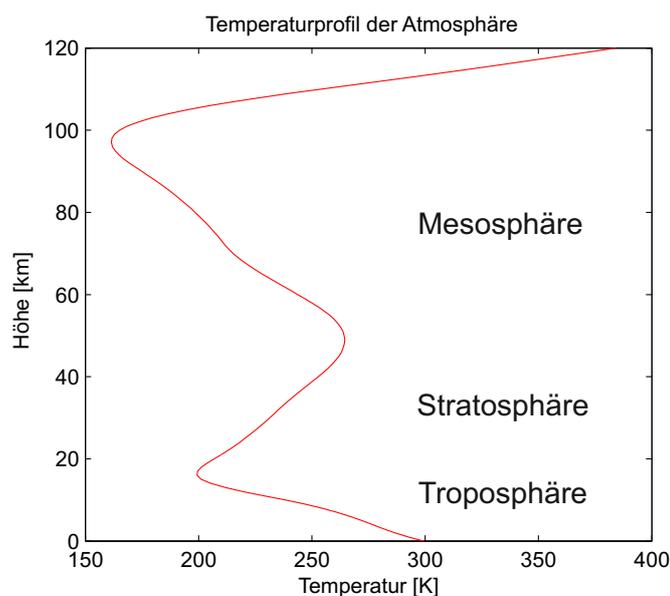


Abb. 2.1: Temperaturprofil der Atmosphäre in polaren Breiten (69°N) im Sommer. Daten des MSIS-Modells.

Sommer.

Hier ist insbesondere die Mesopausenregion von ca. 80 km bis 90 km Höhe von Interesse. In polaren Breiten kommt es aufgrund der sehr kalten Temperaturen zu Radarechos, die im Sommer beobachtet werden (PMSE). Dabei kann das Signal-Rausch-Verhältnis im Sommer im Maximum etwa 30 dB erreichen. Ein ähnliches Radarsignal tritt in dieser Höhe auch im Winter auf, dabei handelt sich dann um ein Polares Mesosphärisches Winterecho (PMWE). Es ist schwächer als im Sommer und der Entstehungsprozess ist noch weitestgehend unbekannt [Rapp et al., 2011b].

Da es zu Rückstreuung von Wellen kommt, muss eine Änderung im Brechungsindex vorliegen. Diese Änderung kann durch inkohärente Streuung, zum Beispiel thermische Bewegung von Elektronen, oder kohärente Streuung hervorgerufen werden. Die kohärente Streuung kann nur erfolgen, wenn die Wellenlänge des verwendeten Radars die Bragg-Bedingung erfüllt. Diese Bedingung gibt an, dass die Irregularitäten Skalengrößen bei $\lambda/2$ aufweisen müssen, damit es zur Rückstreuung kommt. Bei dem hier verwendeten VHF-Radar mit 53,5 MHz liegt diese Skalengröße bei etwa 2,8 m. Diese Skalengrößen können mit Turbulenz neutraler Luft nicht erklärt werden, denn hierzu müssten die Heizraten der Atmosphäre sehr viel größer als die tatsächlich beobachteten Heizraten sein [Lübken, 1997]. Daher kann die Entstehung von PMSE nicht mit reiner Neutralgas-Turbulenz erklärt werden. Ein weiterer Erklärungsversuch waren nachleuchtende Wolken (noctilucent clouds; NLC); die Eispartikel in diesen Wolken werden aber nicht groß genug, um allein die Bragg-Bedingung zu erfüllen. Daher muss der Elektronendichtegradient anders erklärt werden. Die Diffusität D der Elektronen muss deutlich kleiner sein als die kinematische Viskosität der Luft ν , um Strukturen in Größenordnungen der Bragg-Bedingung hervorrufen zu können. Die Schmidtzahl $Sc = \nu/D$ muss also größer 1 sein. Dies könnte mit mikrophysikalischen Prozessen erklärt werden, bei denen sich Elektronen an Eisteilchen anlagern. Wenn genügend Wasserdampf vorhanden ist, könnten sich durch eingetragenen Meteorstaub Aerosolteilchen bilden. Diese entstandenen Eisteilchen sinken durch die Gravitation ab [Rapp, 2003]. Zusammen mit diesen schweren geladenen Teilchen und Turbulenz sollte es möglich sein, einen grundlegenden Entstehungsprozess von PMSE zu erklären. Die Elektronendichtefluktuationen liegen im Bereich der Bragg-Bedingung für VHF-Radarsysteme [Rapp and Lübken, 2004]. Der genaue Entstehungsprozess ist aber noch nicht eindeutig geklärt, und gerade die Feinstruktur, wie zum Beispiel Doppelschichten, aber auch die horizontale Struktur wurden noch nicht ausreichend untersucht.

Um die PMSE und den Entstehungsprozess genauer zu analysieren, wird unter anderem die Aspektsensitivität betrachtet. Die Aspektsensitivität θ_s beschreibt dabei die

Abhängigkeit des Radarsignals vom Herausschwenken des Radarstrahls aus dem Zenit heraus. Abhängig davon, ob die Aspektsensitivität mit dem Herausschwenken aus dem Zenit zunimmt, können Aussagen über die Streuprozesse getroffen werden. Nimmt die Aspektsensitivität mit zunehmendem Zenitwinkel ab, deutet es darauf hin, dass es sich um spiegelnde Streuer handelt. Dies könnte bei Fresnel-Streuung der Fall sein. Ist die Aspektsensitivität unabhängig vom Zenitwinkel des Radarstrahls, handelt es sich um isotrope Streuprozesse [Rapp, 2003]. Bisherige Arbeiten auf diesem Gebiet legen nahe, dass die Aspektsensitivität um ca. $\theta_s = 10^\circ$ liegt; verschiedene Arbeiten variieren hier. So finden Zecha et al. [2001] mit verschiedenen Verfahren $\theta_s = 3,5^\circ$ und $\theta_s = 7^\circ - 10^\circ$, Swarnalingam et al. [2011] $\theta_s = 11^\circ - 15^\circ$ und Smirnova et al. [2012] $\theta_s = 2,9^\circ - 3,7^\circ$ sowie $\theta_s = 9^\circ - 11^\circ$.

2.2 Radar

Bei dem hier verwendeten Radar handelt es sich um das Middle Atmosphere Alomar Radar System (MAARSY). Es befindet sich in Andenes auf der Insel Andøya ($69,30^\circ\text{N}$, $16,04^\circ\text{E}$) in Nord-Norwegen [Latteck et al., 2012]. Die Hauptaufgabe dieses Radars soll die unbeaufsichtigte, kontinuierliche Beobachtung von der Troposphäre bis zur unteren Thermosphäre sein. Das Hauptaugenmerk liegt hier auf der Beobachtung von PMSE. Bei einem Radar wird eine elektromagnetische Welle ausgesendet. Wird diese Welle reflektiert und wieder empfangen, kann über eine Laufzeitmessung die Entfernung des Rückstreuers berechnet werden [Richards, 2005].

$$L = \frac{c \cdot t}{2} \quad (2.1)$$

Hier ist L die Entfernung zwischen Radar und Rückstreuer, c die Lichtgeschwindigkeit und t die Zeit, die das Signal für die Strecke gebraucht hat. Da (meistens) nur ein Teil des Signals zurückgestreut wird, propagiert die restliche Energie weiter. Die zurückgestreute Energie kann mit der Radargleichung

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} \quad (2.2)$$

beschrieben werden, wobei P_r die empfangene Leistung, P_t die ausgesendete Leistung, G der Antennengewinn, λ die Wellenlänge, σ die Radar cross section (Rückstreuquerschnitt) und R der Abstand zwischen Streuer und Radar ist (z. B. Skolnik [1989]).

Nun werden aufgrund der Laufzeit die Amplitude und Phase des empfangenen Signals einem Höhenbereich zugeordnet. Die Höhenauflösung des Radars ist dabei über die Pulslänge bestimmt. Kürzere Pulse erfordern eine größere Bandbreite des Radars. Diese ist aufgrund der technischen Möglichkeiten begrenzt und damit die Pulslänge nicht beliebig kurz wählbar. Daher werden die empfangenen Signale Höhenkanälen zugeordnet. Befindet sich der Rückstreuer senkrecht über dem Radar, entspricht die Entfernung der tatsächlichen Höhe. Sobald der Radarstrahl geschwenkt wird, bleibt bei gleicher Laufzeit die Entfernung gleich, die Höhe des Rückstreuers liegt nun aber tiefer. Dies ist in Abb. 2.2 gezeigt. Hier sind 17 verschiedene Schwenkwinkel abgebildet. Die blauen Quadrate stellen die Flächen dar, die später mit der Interferometrie-Methode untersucht werden. Rot dargestellt ist die Breite des Radarstrahls bis zu 3 dB bei MAARSY. Durch die Wahl der Radarpositionen kann die Abdeckung der Kugeloberfläche optimiert werden. Es soll eine möglichst lückenlose Abdeckung der Oberfläche erreicht werden.

Es gibt mehrere Möglichkeiten, einen Radarstrahl zu schwenken. Die Möglichkeiten hängen von der Bauart des Radars ab. Handelt es sich um Parabolantennen, kann durch Drehen der Schüssel der Strahl geschwenkt werden. Dies erfolgt aufgrund der Größe der Antenne relativ langsam. Eine schnellere Möglichkeit ist mit den Phased-Array-Radars gegeben. Hierbei handelt es sich um Stabantennen, die in einem festgelegtem räumlichen Abstand zueinander stehen und zu Gruppenantennen zusammengefasst werden. Durch die Möglichkeit, die Gruppen einzeln anzusteuern, kann die Phase für jede Gruppe vorgegeben werden. Dies kann durch Einbringen von zusätzlichen Kabeln geschehen, um so eine längere Laufzeit des Signals zur Antenne zu erzeugen, oder durch einen eigenen Transmitter für jede Gruppe. Die zweite Methode ermöglicht es, die Richtwirkung des Radars zu erhöhen und den Strahl zu bündeln sowie den Strahl in nahezu jede beliebige Richtung zu schwenken. Werden nun zusätzliche Phasen in das Signal eingebracht, wird die Wellenfront gekippt und der Strahl geschwenkt [Skolnik, 1989].

Da sich der Rückstreuer nicht notwendigerweise in Ruhe zum Radar befindet, kann es zu einer Dopplerverschiebung mit der Frequenz f_D kommen. Das empfangene Signal besteht nun aus einer Überlagerung des Trägersignals mit der Dopplerverschiebung durch die Bewegung. Es entstehen zwei Komponenten der Dopplerverschiebung; eine, die sich in Phase mit dem Trägersignal befindet, und eine andere, die 90° dazu phasenverschoben ist. Die erste wird die Inphasenkomponente i genannt und durch den Realteil dargestellt, die zweite Quaturkomponente j ; sie ist der Imaginärteil. Es

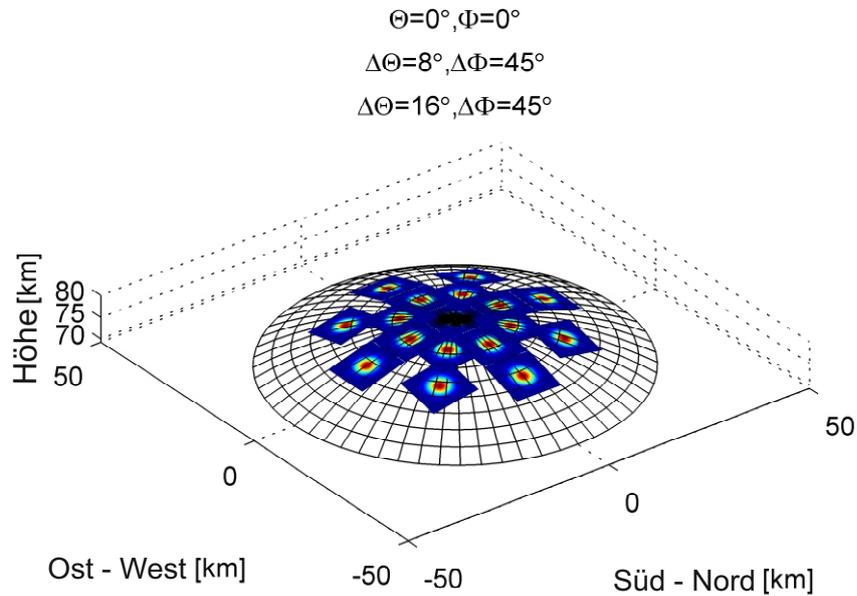


Abb. 2.2: Beispielhafte Verteilung der Radarstrahlen. Farblich kodiert ohne absolute Einheit ist die Lage der Rückstreuzentren bei Scans von jeweils 4° zonal und meridional.

handelt sich hierbei also um ein Signal der Form

$$s(t) = A \cdot e^{j(2\pi f_D t + \varphi_0)} \tag{2.3}$$

$$= i + jq \tag{2.4}$$

A ist die Amplitude des Signals, t die Zeit und φ_0 die Phasenlage zum Ausgangssignal. Die Signalstärke lässt sich dann mit

$$P = \sqrt{i^2 + q^2} \tag{2.5}$$

berechnen. Die zurückgestreute Signalstärke ist beispielhaft in Abb. 2.3 dargestellt. Es wird ein stärkeres Signal aus dem Höhenbereich von ca. 83 km bis 86 km empfangen; hierbei handelt es sich um PMSE. Die Zerlegung der Zeitreihe in einer Höhe von 84 km in Inphasen- und Quadraturkomponente wird beschrieben in Abb. 2.4. Da die Phasenlage abhängig ist von der Entfernung des Empfängers zum Rückstreuer und bei einem Phased-Array-Radar die Antennengruppen räumlich getrennt voneinander sind, empfängt jede Antennengruppe eine andere relative Phasenlage.

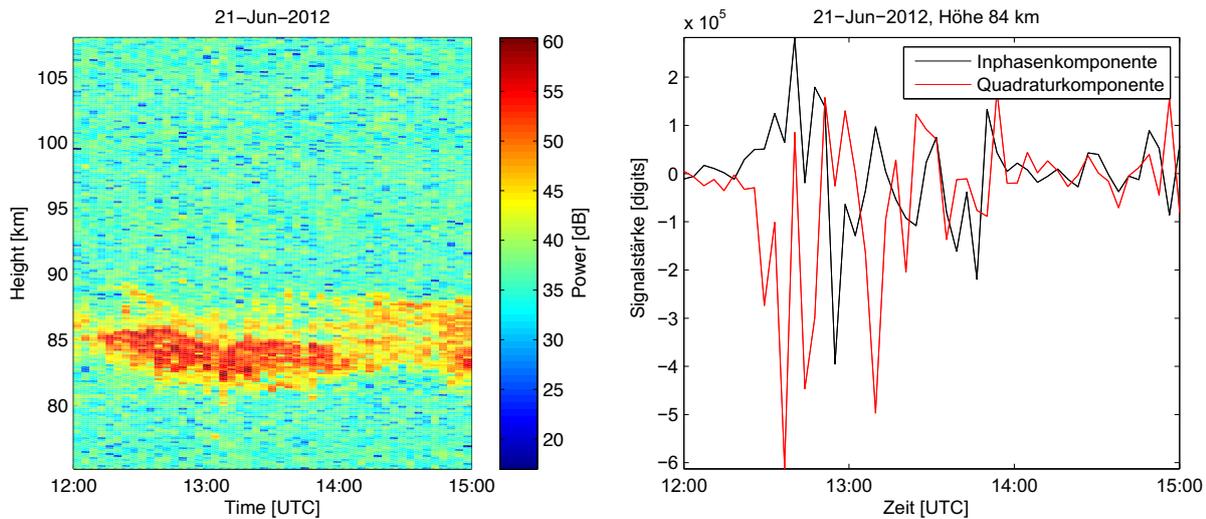


Abb. 2.3: Zurückgestreute Signalstärke über Höhe und Zeit. Im Bereich von 85 km sind PMSE erkennbar. **Abb. 2.4:** Inphase- und Quadraturkomponente des Signals in einer Höhe von 84 km.

Da der Radarstrahl mit zunehmender Höhe divergiert, nimmt auch das Radarvolumen zu. Das Radarvolumen wird dabei von der Entfernungsauflösung und dem Öffnungswinkel bestimmt. Das Radarvolumen kann in mesosphärischen Höhen sehr groß werden (s. Abschnitt 2.3). Damit kann die Lage der Rückstreuer von der nominellen Blickrichtung abweichen und die Rückstreuzentren müssen innerhalb des Radarstrahls lokalisiert werden, um eine Höhenkorrektur vornehmen zu können. Hierfür kann die Interferometrie genutzt werden. Sie macht sich die Phasendifferenzen zunutze, siehe dazu Kapitel 3.

2.3 MAARSY

Bei MAARSY handelt es sich um ein MST (Mesosphäre, Stratosphäre, Troposphäre)-Radar. Es kann dazu genutzt werden, sowohl die Struktur und Dynamik der Atmosphäre selbst als auch Meteore zu beobachten [Schult, 2012]. Die wichtigsten technischen Parameter werden in Tab. 2.1 beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung von MAARSY befindet sich in Latteck et al. [2012]. Es ist ein VHF-Radar mit einer Frequenz von 53,5 MHz und einer Bandbreite von 4 MHz und somit geeignet, die drei oben genannten Schichten der Atmosphäre zu untersuchen. Aufgrund der im Vergleich mit anderen MST-Radars hohen Sendeleistung, der großen Apertur von 6300 m² (Durchmesser: 90 m) und dem kleinen Öffnungswinkel von 3,6° ist es besonders dazu nutzbar, die Mesosphä-



Abb. 2.5: Foto des MAARSY-Radars. Zu erkennen sind sechs Container, in denen die Technik untergebracht ist. Auf dem Radarfeld sind die Einzelantennen und die Kabelstränge, die die Antennen mit den Containern verbinden, zu sehen. Foto: Toralf Renkwitz

re zu untersuchen. Das Radar besteht aus 433 Yagi-Stabantennen, die wiederum aus einem Reflektor, Dipol und Direktor bestehen. Sie befinden sich in den Schnittpunkten eines Dreiecksgitters mit Seitenlängen von 4 m. Die Spitzenleistung beträgt 800 kW, der maximale Richtungsgewinn 33,5 dBi und die maximal mögliche Pulswiederholfrequenz liegt bei unter 30 kHz. Aufgrund einer kurzen Pulslänge von minimal $0,33 \mu\text{s}$ ist eine Höhenauflösung von bis zu 50 m möglich [Latteck et al., 2012]. Bei MAARSY können die Phasenbeziehungen zwischen den 433 Antennen einzeln gesteuert werden, da zur Phasenlagensteuerung keine festen Kabellängen benutzt wurden, sondern jede Antenne durch einen eigenen Transceiver angesteuert wird. Daher ist es möglich, eine beliebige Anzahl Strahlpositionen innerhalb des möglichen Zenitwinkelbereichs von bis zu 40° anzusteuern. Das Strahlungsdiagramm für einen um 5° geschwenkten Strahl ist in Abb. 2.6 dargestellt. Es wurde mit einem NEC (Numerical Electromagnetics Code) berechnet. Dabei sind die Nebenzipfel, die sich ringförmig um den Hauptzipfel befinden, erkennbar. Die Stärke und Lage dieser Nebenzipfel sind abhängig von der Schwenkrichtung und der Leistung, die in die Nebenzipfel gelangt. Sie werden stärker, je weiter der Strahl aus dem Zenit herausgeschwenkt wird.

Empfangsseitig werden die Antennen Gruppen, hier sieben, und diesen wiederum Empfangskanäle zugeordnet. MAARSY hat insgesamt 16 Empfangskanäle; ein Sammeln von Daten von jeder einzelnen Antenne würde zu einer zu großen Datenmenge führen. Zudem führt ein Zusammenlegen von mehreren Antennen zu einem verbesserten Signal-Rausch-Verhältnis. Diese Zusammenfassung ist in Abb. 2.7 zu sehen. Jede Gruppe ist dabei mit einem Container am Rand des Radarfeldes verbunden. In diesem Container

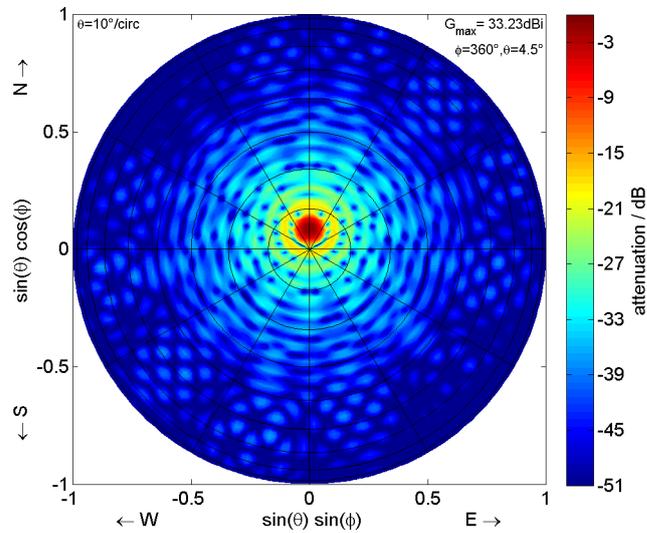


Abb. 2.6: NEC-Modell des Strahlungsdiagramms von MAARSY; der Strahl ist um 5° aus dem Zenit nach Norden herausgeschwenkt.

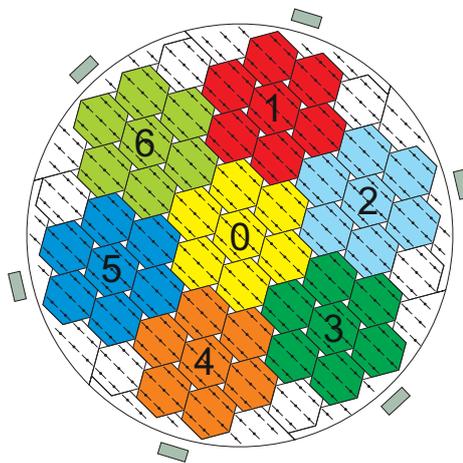


Abb. 2.7: Schematische Darstellung des Radars. Die Hexagone geben die Zusammenfassung von sieben Einzelantennen wieder. Sieben Hexagone werden wiederum zu der Form einer Anemone zusammengefasst, wobei die einzelnen Anemonen farblich verschieden dargestellt wurden. Einzelantennen, die nicht in farblich markierten Hexagonen liegen, wurden bei dem Experiment empfangsseitig nicht verwendet.

Parameter	Beschreibung
Ort	Andenes, Norwegen, 69,30°N, 16,04°E
Benutzte Frequenz	53,5 MHz
Bandbreite	4 MHz
Spitzenleistung	800 kW
Pulswiederholfrequenz	≤ 30 kHz
Pulslänge	$\geq 0,33 \mu\text{s}$
Entfernungsauflösung	≥ 50 m
Strahlbreite bei halber Leistung	3,6°
Anzahl und Typ Antennen	433, Yagi-Stabantennen
maximaler Richtungsgewinn	33,5 dBi
Empfangskanäle	16

Tab. 2.1: Auflistung der wichtigsten technischen Parameter des MAARSY-Radars nach Latteck et al. [2012].

befinden sich die Transceiver für die einzelnen Antennen sowie weitere Hardware. Es wurde versucht, beim Bau durch eine gleiche Kabellänge von 12λ die Phasenbeziehung zwischen den Antennen nicht zu beeinflussen. Die Empfänger können wie zum Senden in Gruppen zusammengefasst werden. Hier wird die Anemonenstruktur verwendet (Abb. 2.7). Dafür werden jeweils sieben Hexagone zu einer Anemone zusammengefasst. Die Hexagone bestehen wiederum aus sieben Einzelantennen. Die Phasenlage der Anemonen ist nicht konstant zueinander, daher befindet sich in Tab. 2.2 eine Übersicht über die Phasenbeziehungen der sieben Gruppenempfänger, gemessen zum empfangenen, hardware-kombinierten Signal aller Antennen. Dafür wurde über einen ganzen Tag die Herkunft des Signals untersucht und der Empfangswinkel bestimmt. Der mittlere Empfangswinkel muss hierbei, gemittelt über den ganzen Tag, der Zenit sein. Da dies nicht der Fall war, wurden die Phasenkorrekturen aus Tab. 2.2 eingeführt. Mit ihrer Hilfe wurden die Signale so korrigiert, dass im Mittel des ganzen Tages das Signal aus dem Zenit kam.

In der Abb. 2.8 sind die Abmessungen des Radarvolumens bei verschiedenen Schwenkwinkeln dargestellt. Bei kleinen Schwenkwinkeln ist die Abweichung vom Zenitstrahl gering. Die Entfernung des Radarvolumens entspricht noch nahezu der Höhe. Bei größeren Schwenkwinkeln ist dies nicht mehr der Fall, hier muss eine Höhenkorrektur eingeführt werden. In größeren Höhen, wie zum Beispiel in 80 km (Abb. 2.8), wird

Empfangsgruppe	Phasendifferenz zum Gesamtempfänger [°]
0	153,3
1	156,0
2	158,0
3	147,4
4	170,3
5	155,0
6	169,1

Tab. 2.2: Übersicht über die Phasendifferenzen der einzelnen Empfangsgruppen in Bezug auf das empfangene Signal des gesamten Radars im Zenitstrahl.

aufgrund der Breite des Radarstrahls bei großen Schwenkwinkeln von 25° statt einer Höhenabdeckung von 300 m ein Höhenbereich von 2400 m abgedeckt. Hier ist der kleine Öffnungswinkel von $3,6^\circ$ von Vorteil, denn je größer das Radarvolumen ist, desto größer wird bei geschwenktem Strahl der Höhenbereich, aus dem Energie zurückgestreut werden kann.

In Zukunft soll MAARSY in der Lage sein, durch Frequency Domain Interferometry (FDI) Rückstreuzentren nicht nur horizontal, sondern auch vertikal zu lokalisieren. Hier erfolgt die Interferometrie nicht, wie in dieser Arbeit, über die räumlich separierten Empfänger, sondern über die Verwendung nahe beieinanderliegender Frequenzen [Kudeki and Stitt, 1987]. Dies bietet sich aufgrund der großen Bandbreite von 4 MHz an. Erste Messungen mit MAARSY wurden von Latteck et al. [2012] vorgenommen, hier wurde mit Hilfe von galaktischen Radioquellen das Strahlungsdiagramm untersucht. Rapp et al. [2011a] haben die erste dreidimensionale Untersuchung von PMSE mit MAARSY durchgeführt. Ein weiteres Einsatzgebiet ist die Beobachtung von Meteoren [Schult, 2012].

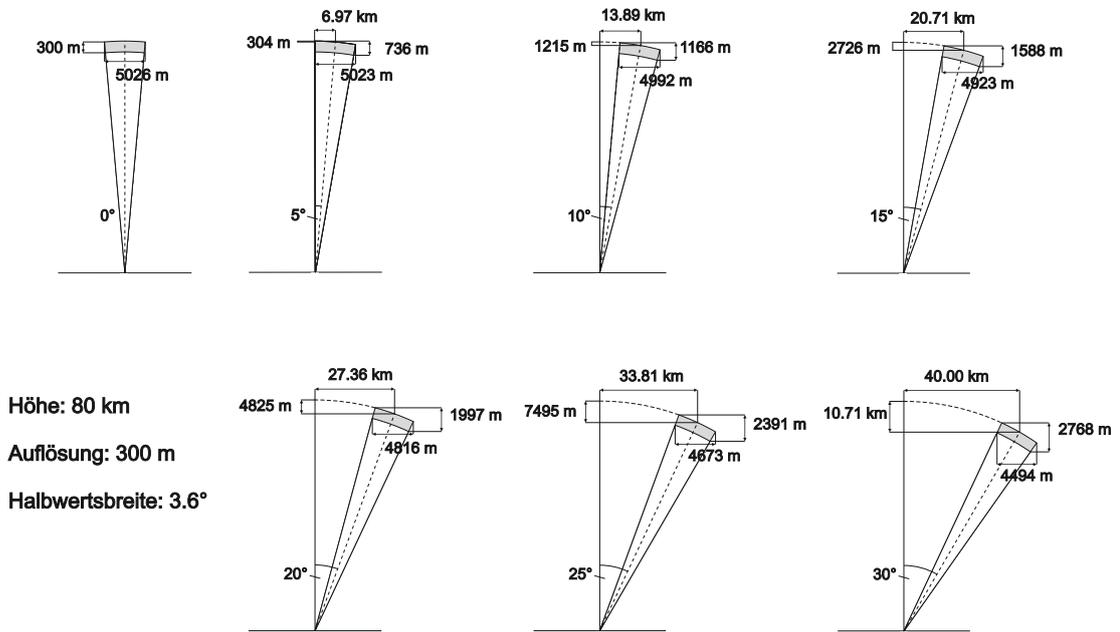


Abb. 2.8: Abmessungen des Radarvolumens von MAARSY in 80 km Höhe bei verschiedenen Schwenkwinkeln.

Kapitel 3

Interferometrie-Methoden

Wird bei einem Radar keine Interferometrie verwendet, kann nur die Entfernung des Empfängers zum Rückstreuzentrum bestimmt sowie die Annahme gemacht werden, dass das Hauptrückstreuzentrum im Mittelpunkt des Radarsvolumens liegt, denn dort hin wird die meiste Energie ausgestrahlt. Diese Annahme ist bei der Interferometrie überflüssig, zumal sie sich eventuell nicht bewahrheitet. Mit Hilfe der Interferometrie kann die Lage des Rückstreuentrums genauer bestimmt werden. Daher wurden verschiedene Interferometriemethoden entwickelt. Die MAOA-Methode lässt die Lokalisation eines Rückstreuers zu und gibt den mittleren Empfangswinkel wieder [Röttger and Vincent, 1978, Vincent and Röttger, 1980]. Eine Verbesserung stellt das CRI-Verfahren dar, das unterschiedliche Abschätzungs-Algorithmen verwendet, um die sogenannte Helligkeit (Brightness) zu bestimmen. Die Brightness ist eine Gewichtung des zurückgestreuten Signals aufgrund von Minimierungsmethoden und gibt eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Rückstreuer wieder. Dabei gibt es verschiedene Algorithmen, wie die Maximum-Entropy-Methode, den Fourier-Algorithmus oder die Capon-Methode [Woodman, 1997]. Hier wird die Capon-Methode verwendet, weil aus anderen Arbeiten ersichtlich ist, dass sie bessere Ergebnisse hinsichtlich der Eingrenzung des Streuers erzielt als die Fourier-Methode und mit weniger Rechenaufwand verbunden ist als die Maximum-Entropy-Methode [Palmer et al., 1998]. Capon- und Fourier-Methode werden auch im Abschnitt 3.2 verglichen.

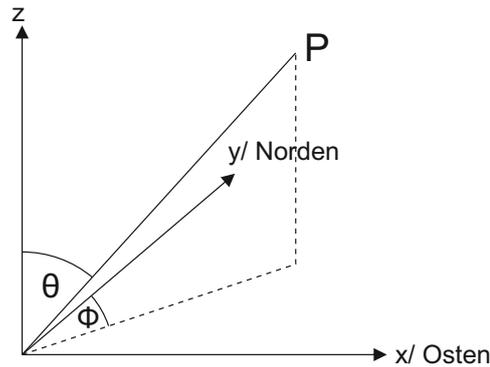


Abb. 3.1: Verwendetes Koordinatensystem. Die y-Achse zeigt nach Norden, die x-Achse nach Osten. Der Zenitwinkel θ wird von der z-Achse aus gemessen, der Azimutwinkel ϕ wird im Uhrzeigersinn von der y-Achse aus gemessen.

3.1 Mathematische Beschreibungen

In diesem Abschnitt sollen die mathematischen Algorithmen für die verschiedenen Interferometrie-Methoden dargestellt werden.

Das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem befindet sich in Abb. 3.1. Es handelt sich um ein kartesisches Koordinatensystem, bei dem die y-Achse positiv nach Norden und die x-Achse positiv nach Osten zeigt. Es ist üblich, den Azimutwinkel, im Gegensatz zum mathematischen System, im Uhrzeigersinn von der y-Achse aus abzutragen. Damit zeigt ein Azimutwinkel von 0° nach Norden. Der Zenitwinkel wird, wie im mathematischen System, von der z-Achse aus nach unten abgetragen.

3.1.1 Mean Angle of Arrival

Zunächst wird für die Untersuchung der Aspektsensitivität von PMSE die MAOA-Methode benutzt. Hierbei wird aufgrund der Phasendifferenzen zwischen einzelnen Empfängern ein Rückstreuzentrum als Punkt lokalisiert. Die Herleitung erfolgt nach Lau et al. [2006]. Dazu wird zunächst die Phasendifferenz $\Delta\varphi_{ij}$ zwischen zwei Empfängern i und j und damit zwischen zwei Signalen s_i und s_j berechnet. Dies kann mit

$$\Delta\varphi_{ij} = \angle (s_i s_j^*) = \arctan \left(\frac{\Re (s_i s_j^*)}{\Im (s_i s_j^*)} \right) \quad (3.1)$$

erfolgen. Dabei wird das Signal s_i mit dem Konjugiert-komplexen des Signals s_j^* multipliziert. Diese Phasendifferenz wird durch die unterschiedliche Weglänge aufgrund der

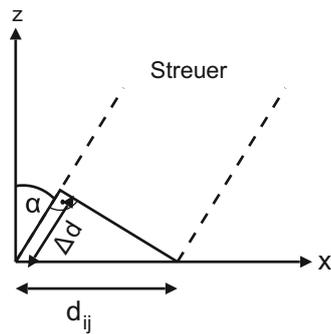


Abb. 3.2: Da der Abstand zwischen Rückstreuer und Antennen sehr viel größer ist als zwischen den einzelnen Empfängern, kann angenommen werden, dass die zurückgestreuten Wellen parallel einfallen.

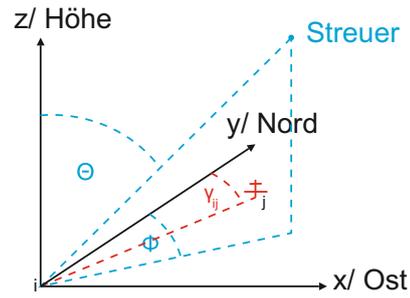


Abb. 3.3: Bezeichnung der verschiedenen Winkel im dreidimensionalen Fall. Blau dargestellt sind die Winkel, die mit dem Streuer zusammenhängen, rot der Winkel der Verbindungslinie von zwei Empfängern.

räumlichen Abstände der Empfänger hervorgerufen. Deshalb kann die Phasendifferenz geschrieben werden als

$$\Delta\varphi_{ij} = -\frac{2\pi}{\lambda}\Delta d \tag{3.2}$$

wobei λ die Wellenlänge des Radars und Δd den Wegunterschied zwischen den Empfängern i und j benennt. Ist nun der Abstand des Streuers sehr viel größer als der Abstand der Empfänger, gilt im zweidimensionalen Fall (s. Abb. 3.2):

$$\Delta d = \sin(\alpha) \cdot d_{ij} \tag{3.3}$$

Dies kann angenommen werden, da das hier untersuchte Ziel, die PMSE, sich in mindestens 80 km Höhe befindet, der Abstand der Empfänger aber weniger als 30 m beträgt. Hier muss allerdings der dreidimensionale Fall verwendet werden. Dabei wird der Abstand auf die x- und y-Achse projiziert. Dies ist in Abb. 3.3 dargestellt. Des Weiteren gilt

$$x_{ij} = \sin(\gamma_{ij}) d_{ij} \tag{3.4}$$

$$y_{ij} = \cos(\gamma_{ij}) d_{ij} \tag{3.5}$$

γ_{ij} beschreibt dabei den Winkel zwischen der y-Achse und der Verbindungslinie zwischen den Empfängern i und j . Der Wegunterschied Δd setzt sich zusammen aus den

Wegunterschieden in x- und y-Richtung.

$$\Delta d_{ij} = \Delta d_x + \Delta d_y \quad (3.6)$$

$$= \sin(\alpha_x) \cdot x_{ij} + \sin(\alpha_y) \cdot y_{ij} \quad (3.7)$$

$$= \sin(\alpha_x) \cdot \sin(\gamma_{ij}) d_{ij} + \sin(\alpha_y) \cdot \cos(\gamma_{ij}) d_{ij} \quad (3.8)$$

Die Winkel $\cos(\alpha_x)$ und $\cos(\alpha_y)$ lassen sich in Kugelkoordinaten schreiben als

$$\sin(\alpha_x) = \sin(\Theta) \sin(\phi) \quad (3.9)$$

$$\sin(\alpha_y) = \sin(\Theta) \cos(\phi) \quad (3.10)$$

Damit gilt für den Wegunterschied Δd_{ij} :

$$\Delta d_{ij} = \sin(\Theta) \sin(\phi) \cdot \sin(\gamma_{ij}) d_{ij} + \sin(\Theta) \cos(\phi) \cdot \cos(\gamma_{ij}) d_{ij} \quad (3.11)$$

Wird dies in Gl. 3.2 eingesetzt, ergibt sich für die Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Empfängern [Lau et al., 2006]

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \varphi_{01} \\ \varphi_{02} \\ \varphi_{03} \\ \vdots \\ \varphi_{0N} \end{bmatrix}}_{\mathbf{p}} = -\frac{2\pi}{\lambda} \underbrace{\begin{bmatrix} d_{01} \sin(\gamma_{01}) & d_{01} \cos(\gamma_{01}) \\ d_{02} \sin(\gamma_{02}) & d_{02} \cos(\gamma_{02}) \\ d_{03} \sin(\gamma_{03}) & d_{03} \cos(\gamma_{03}) \\ \vdots & \vdots \\ d_{0N} \sin(\gamma_{0N}) & d_{0N} \cos(\gamma_{0N}) \end{bmatrix}}_{\mathbf{S}} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \sin(\Theta) \sin(\phi) \\ \sin(\Theta) \cos(\phi) \end{bmatrix}}_{\mathbf{r}} \quad (3.12)$$

wobei φ_{ij} die Phasendifferenz, d_{ij} der Abstand und γ_{ij} der Winkel zwischen der y-Achse und der Verbindungslinie der Empfänger i und j ist. Dies lässt sich schreiben als

$$\mathbf{p} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{r} \quad (3.13)$$

wobei \mathbf{p} ein Vektor mit den Phasendifferenzen, \mathbf{S} eine Matrix mit den Abständen in x- und y-Richtung und \mathbf{r} ein Vektor mit den Koordinaten des Rückstreucentrums ist. Diese Gleichung lässt sich mit Hilfe der kleinsten Quadrate lösen, es kann durch Multiplikation mit \mathbf{S}^\top von links gezeigt werden, dass die Normalengleichung

$$\mathbf{S}^\top \mathbf{S} \mathbf{r} = \mathbf{S}^\top \mathbf{p} \quad (3.14)$$

gilt, da \mathbf{S} den vollen Rang besitzt. Dabei ist \mathbf{S} eine Matrix, \mathbf{S}^\top die Transponierte und $(\mathbf{S})^{-1}$ die Inverse. Dies wird angewendet auf die Gleichung 3.12:

$$\mathbf{r} = (\mathbf{S}^\top \mathbf{S})^{-1} \mathbf{S}^\top \mathbf{p} \quad (3.15)$$

Der Vektor \mathbf{r} lässt sich in seine Komponenten r_1 und r_2 zerlegen:

$$r_1 = \sin(\Theta) \sin(\Phi) \quad (3.16)$$

$$r_2 = \sin(\Theta) \cos(\Phi) \quad (3.17)$$

Damit gilt für den Zenit- und Azimutwinkel

$$\Theta = \arcsin\left(\sqrt{r_1^2 + r_2^2}\right) \quad (3.18)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{r_1}{r_2}\right) \quad (3.19)$$

3.1.2 Minimierungs-Methoden

Diese Methoden beruhen auf der Minimierung der sogenannten Brightness. Die Brightness stellt dabei eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Rückstreuer im Strahlvolumen dar. Die folgenden Herleitungen folgen Palmer et al. [1998]. Dabei soll die Brightness in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} geschätzt werden.

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{bmatrix} \sin(\Theta) \sin(\phi) \\ \sin(\Theta) \cos(\phi) \\ \cos(\Theta) \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

Dieser Vektor kann nun dazu genutzt werden, jeden Punkt am Himmel abzutasten. Allgemein soll ein Radar mit n Empfängern betrachtet und die empfangenen Signale der n Empfänger sollen in einem Vektor $\mathbf{s}(t)$ zusammengefasst werden. Das Signal soll mit dem zeitunabhängigen Gewichtungsvektor \mathbf{w} gewichtet werden, wobei \dagger das Transponiert-Konjugierte der Matrix symbolisieren soll.

$$y(t) = \mathbf{w}(\mathbf{k})^\dagger \mathbf{s}(t) \quad (3.21)$$

Die normierte Korrelationsfunktion des gewichteten Signals hat die folgende Form:

$$\mathbf{R}_y(t) = \mathbf{w}^\dagger \frac{\langle s_i(t+\tau)s_j^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle |s_i(t)|^2 \rangle \langle |s_j(t)|^2 \rangle}} \mathbf{w} \quad (3.22)$$

dabei ist $\langle \dots \rangle$ das zeitliche Mittel. Wird darauf die Fouriertransformation angewandt, erhält man einen Ausdruck für die Brightness:

$$\mathcal{F}(\mathbf{R}_y(t)) = \mathbf{B}(f, \mathbf{k}) = \mathcal{F} \left(\mathbf{w}^\dagger \frac{\langle s_i(t+\tau)s_j^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle |s_i(t)|^2 \rangle \langle |s_j(t)|^2 \rangle}} \mathbf{w} \right) \quad (3.23)$$

$$= \mathbf{w}^\dagger \mathcal{F} \left(\frac{\langle s_i(t+\tau)s_j^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle |s_i(t)|^2 \rangle \langle |s_j(t)|^2 \rangle}} \right) \mathbf{w} \quad (3.24)$$

$$= \mathbf{w}^\dagger \frac{\langle \mathcal{F}(s_i(t+\tau)) \mathcal{F}(s_j^*(t)) \rangle}{\underbrace{\sqrt{\langle |\mathcal{F}(s_i(t))|^2 \rangle \langle |\mathcal{F}(s_j(t))|^2 \rangle}}_{\mathbf{V}(f)}} \mathbf{w} \quad (3.25)$$

$$= \mathbf{w}^\dagger \mathbf{V}(f) \mathbf{w} \quad (3.26)$$

wobei $\mathbf{V}(f)$ die normierte Kreuzspektralmatrix darstellt mit den Einträgen V_{ij} für das Kreuzspektrum zwischen den Empfängern i und j [Palmer et al., 1998].

Dieses Ergebnis ist allgemein gültig und es gibt nun mehrere Möglichkeiten, den Gewichtungsvektor \mathbf{w} zu bestimmen.

Fourier-Methode

Bei der Fourier-Methode soll der Gewichtungsvektor \mathbf{w} so definiert werden, dass der Strahl in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} zeigt. Dabei hat \mathbf{w} die folgende Form:

$$\mathbf{w}_F = \begin{bmatrix} e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_1} \\ e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_2} \\ e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_3} \\ \vdots \\ e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_n} \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

wobei $\mathbf{D}_1 \dots \mathbf{D}_n$ die Positionen der einzelnen Empfängerantennen sind. Wird dies in Gleichung 3.26 eingesetzt, ergibt sich für die Brightness mit der Fourier-Methode

[Palmer et al., 1998]:

$$\mathbf{B}(f, \mathbf{k}) = \mathbf{w}_F^\dagger \mathbf{V}(f) \mathbf{w}_F \quad (3.28)$$

Capon-Methode

Jetzt soll die Brightness mit der Capon-Methode minimiert werden, wobei die Brightness $\mathbf{B}(f, \mathbf{k})$ überall, außer in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} , minimiert werden soll. Dabei soll der Richtungsvektor \mathbf{e} in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} zeigen [Palmer et al., 1998],

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_1} \\ e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_2} \\ e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_3} \\ \vdots \\ e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}_n} \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

wobei $\mathbf{D}_1 \dots \mathbf{D}_n$ die Positionen der einzelnen Empfängerantennen sind. Da die triviale Lösung des Minimierungsproblems die Null wäre, wird die Nebenbedingung

$$\mathbf{e}^\dagger \mathbf{w} = 1 \quad (3.30)$$

eingeführt, sie stellt die räumliche Frequenzantwort dar [Palmer et al., 1998]. Nun soll zur Lösung des Problems die Lagrange-Methode verwendet werden:

$$L(\mathbf{w}, \lambda) = \mathbf{w}^\dagger \mathbf{V} \mathbf{w} + \lambda (\mathbf{e}^\dagger \mathbf{w} - 1) \quad (3.31)$$

mit dem Lagrangeschen Multiplikator λ . Der Gewichtungsvektor \mathbf{w} muss folgende Eigenschaft erfüllen, damit das Minimierungsproblem lösbar ist:

$$\frac{dL(\mathbf{w}, \lambda)}{d\mathbf{w}} = 0 \quad (3.32)$$

$$= 2\mathbf{V}\mathbf{w} + \lambda\mathbf{e} \quad (3.33)$$

Damit ergibt sich für den Gewichtungsvektor \mathbf{w} mit Abhängigkeit des Lagrangeschen Multiplikators:

$$\mathbf{w} = -\frac{\lambda}{2}\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e} \quad (3.34)$$

Wird dies in die Nebenbedingung $\mathbf{e}^\dagger\mathbf{w} = 1$ eingesetzt, ergibt sich für λ :

$$\lambda = \frac{1}{-\frac{1}{2}\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \quad (3.35)$$

Setzen wir dies in Gl. 3.34 ein, erhalten wir einen Ausdruck für den Gewichtungsvektor \mathbf{w} ähnlich zur Fourier-Methode:

$$\mathbf{w}_c = \frac{\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \quad (3.36)$$

Anschließend wird das Ergebnis in Gl. 3.26 eingesetzt, es ergibt sich eine Gleichung für die minimierte Brightness:

$$\mathbf{B}_c(f, \mathbf{k}) = \mathbf{w}_c^\dagger\mathbf{V}(f)\mathbf{w}_c \quad (3.37)$$

$$= \left(\frac{\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}}\right)^\dagger \mathbf{V} \frac{\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \quad (3.38)$$

$$= \frac{(\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e})^\dagger}{(\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e})^\dagger} \frac{\mathbf{e}}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \quad (3.39)$$

$$= \frac{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}}{\mathbf{e}^\dagger(\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1})^\dagger} \frac{1}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \quad (3.40)$$

$$= \frac{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \frac{1}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \quad (3.41)$$

$$= \frac{1}{\mathbf{e}^\dagger\mathbf{V}^{-1}\mathbf{e}} \quad (3.42)$$

3.2 Anwendung der Methoden auf synthetische Signale

Um den programmierten Algorithmus zu überprüfen, wurde ein künstliches Signal, bei dem der Rückstreupunkt bekannt war, verwendet. Hierbei wurden ein bis drei verschiedene Rückstreuzentren simuliert. Als Radarkonfiguration wurde die MAARSY-Konfiguration gewählt. Das Signal für die Empfänger $i = 0 \dots 6$ hat dabei folgende

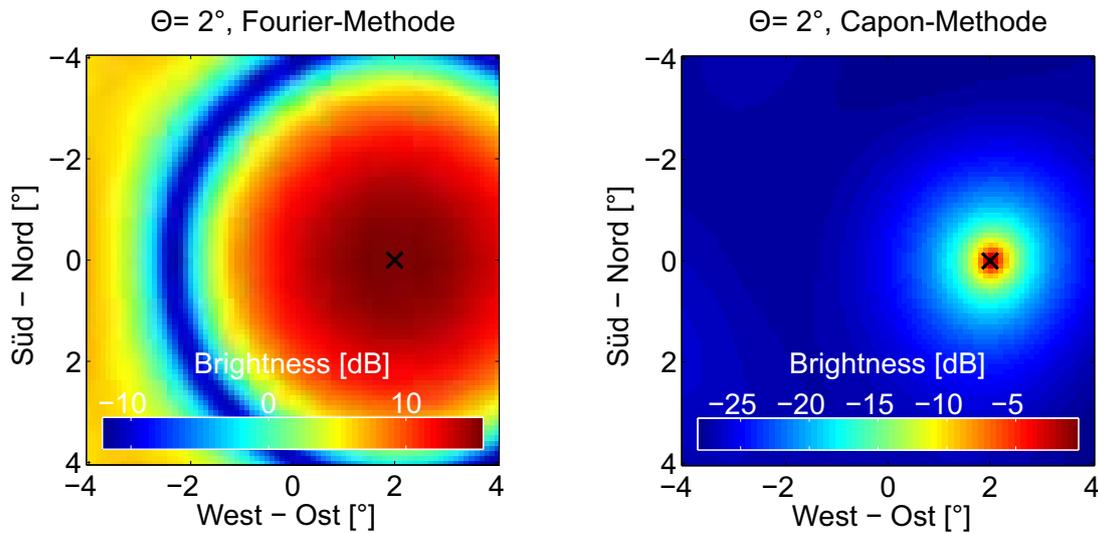


Abb. 3.4: Vergleich zwischen der Fourier- und der Capon-Methode bei einer Punktquelle. Das Kreuz gibt jeweils die vorgegebene Lage des synthetischen Signals wieder Links: Fourier-Methode. Der Peak ist sehr breit und verschmiert, am Rand kommt es zu einem Anstieg der Signalstärke. Rechts: Capon-Methode. Der Peak des Signals ist lokalisiert. In der Umgebung kommt es nicht zu einem erneuten Anstieg der Brightness.

Form:

$$s_i = A \cdot e^{j(2\pi ft + \varphi_i)} \quad (3.43)$$

wobei A die Amplitude, f die Frequenz und φ die Phase des Signals ist. Dieses Signal besteht somit aus einem Realteil, der sogenannten Inphasenkomponente, und dem Imaginärteil, der Quadraturkomponente. Die Inphasenkomponente befindet sich in Phase mit dem Trägersignal, die Quadraturkomponente ist dazu 90° phasenverschoben. Um ein künstliches Signal zu erzeugen, wird die Phase für die einzelnen Empfänger mit Hilfe der Gl. 3.12 für eine Punktquelle berechnet und in Gl. 3.43 eingesetzt. Als Amplitude wurde $A = 1$ dB gewählt. Das Signal wurde noch künstlich verrauscht mit zufälligen Werten zwischen 0 und 0,1 dB. Um das gleichzeitige Empfangen von Signalen aus verschiedenen Richtungen zu analysieren, wurden Signale aus einer Richtung anschließend additiv überlagert.

Zunächst wurde ein Vergleich zwischen der Fourier- und der Capon-Methode durchgeführt. Dafür sollte die Signalquelle einen Azimutwinkel von $\phi = 90^\circ$ und einen Zenitwinkel von $\Theta = 2^\circ$ haben. Dies ist in Abb. 3.4 dargestellt. Als Empfangskonfiguration wurde die Konfiguration von MAARSY, wie oben beschrieben, verwendet. Es ist zu erkennen, dass in der rechten Abbildung mit der Capon-Methode das Maximum sehr

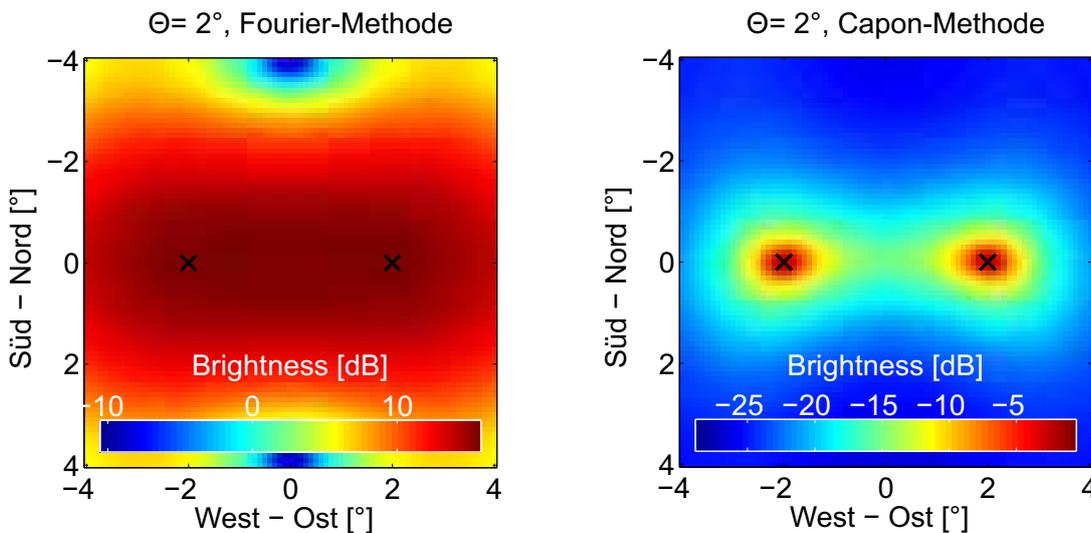


Abb. 3.5: Vergleich zwischen der Fourier- und der Capon-Methode bei einer Punktquelle. Die Kreuze geben die Richtung des synthetischen Signals wieder. Links: Fourier-Methode. Es ist ein sehr breiter Peak zu erkennen. Rechts: Capon-Methode. Beide Peaks sind getrennt erkennbar.

viel stärker lokalisiert ist als in der linken mit der Fourier-Methode. Bei beiden Methoden stimmt das Zentrum des Peaks mit der Richtung des Signals überein. Die Stärke der Brightness ist bei der Fourier-Methode sehr viel höher als bei der Capon-Methode. Hier können also nicht die absoluten Brightness-Werte miteinander verglichen werden. Dies liegt daran, dass die Capon-Methode eine Normierung beinhaltet, während bei der Fourier-Methode eine Normierung nicht stattfindet. Wird auf diese Signalquelle die MAOA-Methode angewendet, ergibt sich als Rückstreuzentrum ebenfalls $\phi = 90^\circ$ und $\Theta = 2^\circ$. Die MAOA-Methode kann also bei einem Rückstreuzentrum angewandt werden.

Da sich in der Atmosphäre mehr als ein Rückstreuzentrum im Radarvolumen befindet kann, sollen nun die Fourier- und Capon-Methode bei zwei Rückstreuzentren getestet werden. Dies ist in der Abb. 3.5 zu sehen. Bei dem Vergleich beider Methoden ist erkennbar, dass die Capon-Methode in diesem Beispiel beide Rückstreuzentren getrennt voneinander lokalisieren kann, die Fourier-Methode hingegen produziert einen breiten verschmierten Peak. Auch hier kann also geschlussfolgert werden, dass die Capon-Methode einen deutlich stärkeren Abfall vom Rückstreuzentrum zu den Randgebieten aufweist und daher die Rückstreuzentren besser lokalisieren kann. Wird die MAOA-Methode angewendet, ergibt sich ein Rückstreuzentrum mit $\phi = 272^\circ$ und $\Theta = 0,6^\circ$. Als nächstes soll die Trennung von einzelnen Rückstreuzentren mit der Capon-Methode untersucht werden. Hierfür werden zunächst zwei Signale erzeugt, deren Herkunft-

winkel bekannt sind, und anschließend überlagert. Dann wird die Capon-Methode auf dieses zusammengesetzte Signal angewendet. Dabei werden zwei Rückstreuzentren als getrennt betrachtet, wenn die Brightness zwischen den Zentren auf unter -10 dB abfällt. Für zwei Rückstreuzentren im Radarvolumen ist dies in Abb. 3.6 dargestellt. Dabei werden die Azimutwinkel von $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 270^\circ$ konstant gehalten, der Zenitwinkel des einzelnen Signals ändert sich und beträgt $0,25^\circ$, $1,0^\circ$, $1,5^\circ$, $2,0^\circ$, $2,5^\circ$ und $3,0^\circ$. Hierbei ist zu erkennen, dass es bis ca. $1,5^\circ$ zu einer Überlagerung beider Rückstreusignale kommt. Erst wenn die Differenz beider Signale im Zenitwinkel größer ist als ca. 3° , können die Rückstreuzentren einzeln lokalisiert werden. Die Möglichkeit der Trennung hängt davon ab, wie stark die Brightness zwischen den Zentren abgefallen sein soll. Für verschiedene Werte ergeben sich hier andere Zenitwinkel.

Eine ähnliche Untersuchung wurde mit drei Rückstreuzentren durchgeführt, wobei die Azimutwinkel hier 90° , 210° und 330° betragen. Die Zenitwinkel ändern sich wie oben beschrieben. Das Ergebnis findet sich in Abb. 3.7. Hier können die drei Rückstreuzentren erst als voneinander getrennt angesehen werden, wenn die Zenitwinkel der einzelnen Rückstreuer $\Theta \geq 3^\circ$ sind. Bis $\Theta < 3^\circ$ liegt das stärkste Rückstreuzentrum in der Mitte der drei Punktquellen und also im Zenit. Damit sind vier Zentren vorhanden, obwohl es sich lediglich um drei Quellen handelt. Es könnte also bei unbekannter Lage und Anzahl der Streuer nicht unterschieden werden, ob es sich um vier oder lediglich um drei Quellen handelt. Damit ist das Auflösungsvermögen der Capon-Methode abhängig von der Komplexität des Streubildes und der Lage und Anzahl der Rückstreuer. Je weiter die Rückstreuzentren voneinander entfernt sind, desto besser lassen sie sich getrennt voneinander lokalisieren.

Die Capon-Methode ist deutlich besser als die Fourier-Methode bei der Lokalisation von Punktstreuern und wird daher in dieser Arbeit als CRI-Algorithmus verwendet.

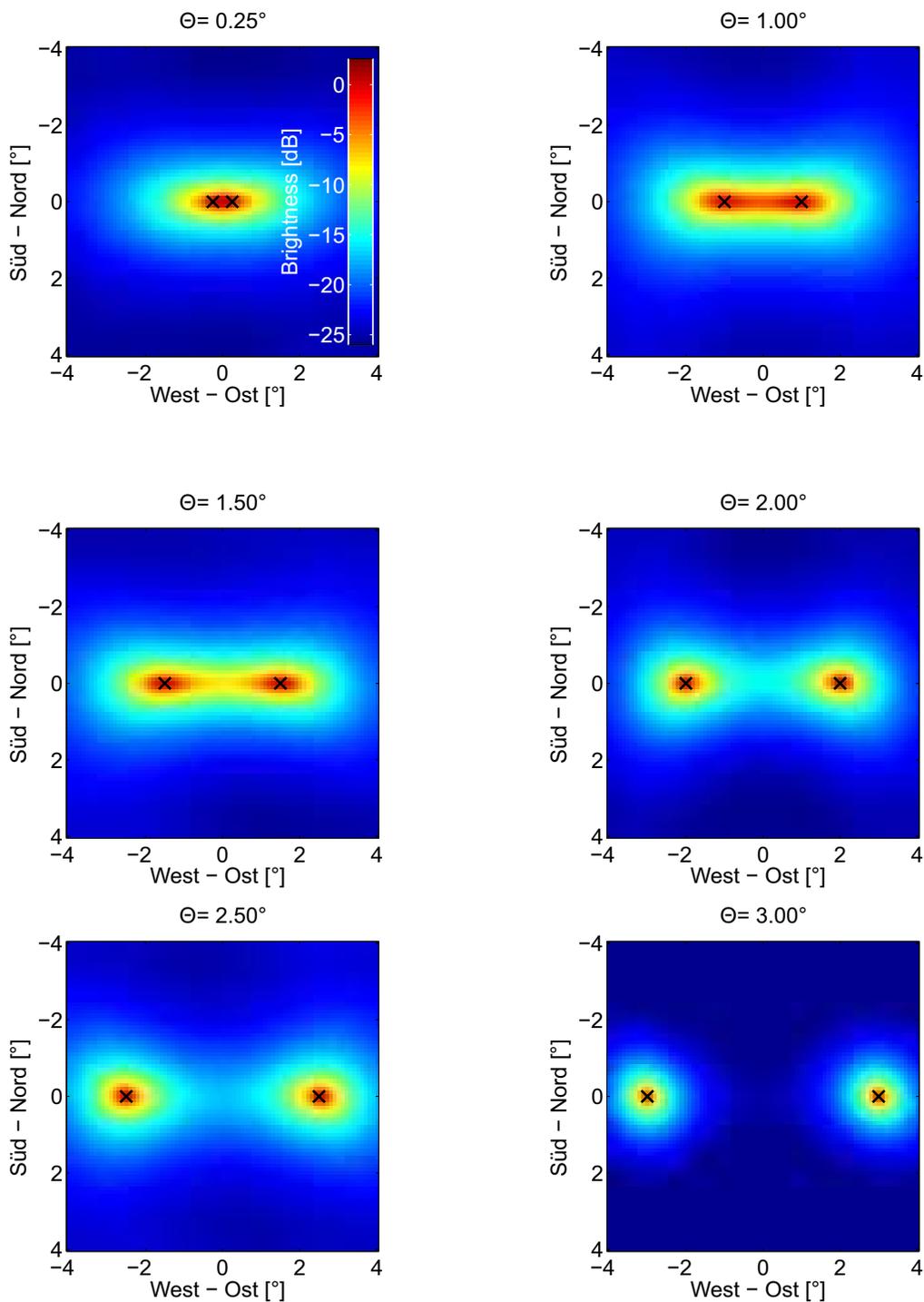


Abb. 3.6: Capon-Methode angewandt auf ein synthetisches Punktsignal, wobei es zwei Rückstreuzentren mit den Azimutwinkeln $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 270^\circ$ in Ost-West-Richtung gibt. Der Zenitwinkel der einzelnen Rücksteuer ist bekannt und gleich groß. Zu erkennen ist, dass erst bei ca. $1,5^\circ$ zwei Rückstreuzentren getrennt voneinander deutlich werden.

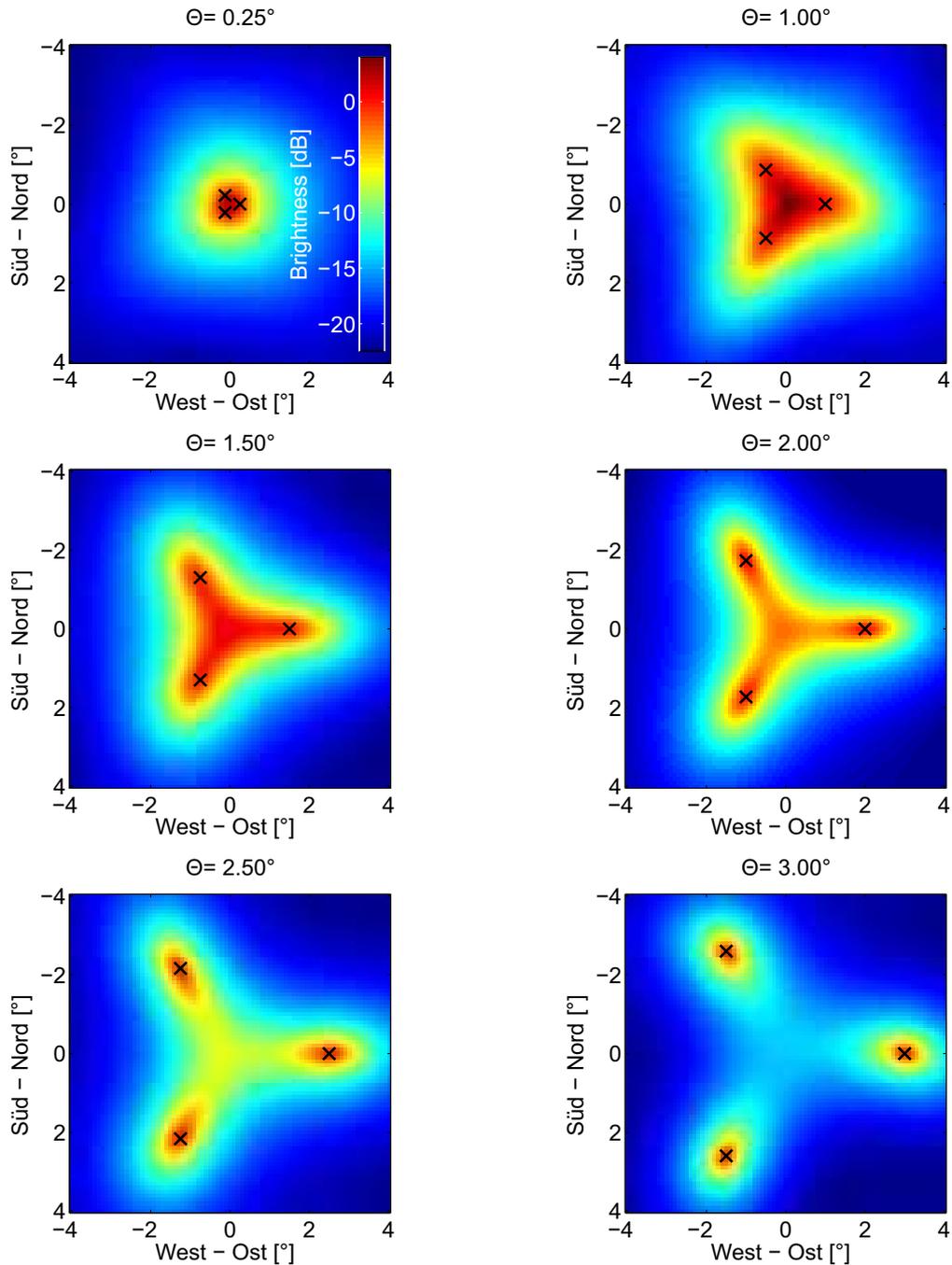


Abb. 3.7: Capon-Methode angewandt auf ein synthetisches Signal, wobei es drei Rückstreu-
zentren mit den Azimutwinkeln $\phi = 90^\circ$, $\phi = 210^\circ$ und $\phi = 330^\circ$ gibt. Der Zenitwinkel der
einzelnen Rücksteuer ist bekannt und gleich groß. Zu erkennen ist, dass erst bei ca. 3° drei
Rückstreucentren deutlich werden.

Kapitel 4

Ergebnisse

Die Experimente wurden mit MAARSY durchgeführt, eine nähere Beschreibung findet sich in Kap. 2.3. Das gesamte Experiment bestand aus neun Subexperimenten, die in der Abb. 4.1 jeweils farblich dargestellt werden. Die einzelnen Farben stellen jeweils ein Subexperiment dar, die im Uhrzeigersinn nacheinander durchgeführt wurden, wobei mit dem Experiment in der Nord-Süd-Achse begonnen wurde. Das letzte Subexperiment ist in orangefarben dargestellt. Bei jedem Subexperiment wurde zusätzlich der Zenit mit abgetastet, allerdings wurde der Zenitstrahl außer bei dem ersten Subexperiment in der Auswertung nicht genutzt. Der Zenitwinkel wurde von $\Theta = 0^\circ$ bis $\Theta = 25^\circ$ reihenweise in 5° -Schritten geschwenkt und die Azimutwinkelabstände betragen $\Delta\phi = 22,5^\circ$. Eine Sequenz dauerte ca. 4,6 min.

Die Parameter des Experiments befinden sich in Tab. 4.1. Es wurde ein Höhenbereich von 75,15 km bis 111 km mit einer Entfernungsauflösung von 150 m genutzt. Für die Analysen wurden die Entfernungskanäle von 81 km bis 88,5 km verwendet, soweit nicht anders vermerkt. Es wurde dazu ein 16-bit Komplementärkode mit einem $1\ \mu\text{s}$ -Puls verwendet. Die Pulswiederholfrequenz betrug 1250 Hz, pro Zeitreihe wurden 256 Datenpunkte verwendet. Es wurden pro Strahlrichtung zwei Pulsfolgen ausgesendet und anschließend zwei mal kohärent integriert. Die Wiederholperiode für eine Strahlrichtung innerhalb eines Subexperiments beträgt damit 0,0288 s und die Nyquistfrequenz 34,72 Hz.

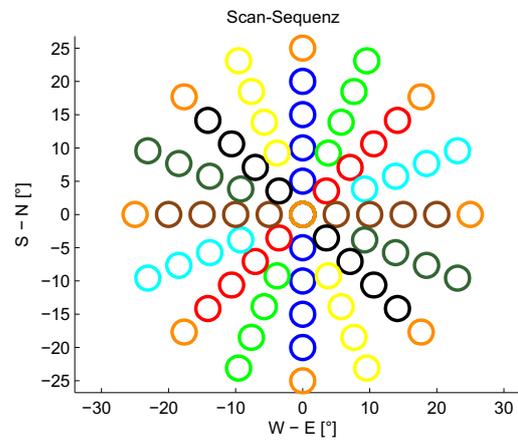


Abb. 4.1: Scansequenz für das hier verwendete Experiment. Die Azimutwinkelabstände betragen $\Delta\phi = 22,5^\circ$ und die Zenitabstände $\Delta\Theta = 5^\circ$ von 0° bis 25° . Farblich dargestellt sind die einzelnen Sequenzen innerhalb des Experiments.

Parameter	Beschreibung
Entfernungsauflösung	150 m
Untester Entfernungskanal	75 150 m
Oberster Entfernungskanal	111 000 m
Puls	16 bit coco
Wiederholfrequenz	1250 Hz
Pulslänge	$1 \mu s$
Anzahl Datenpunkte	256
Wiederholperiode für Strahlrichtung	0,0288 s
Nyquistfrequenz	34,72 Hz

Tab. 4.1: Übersicht über die Parameter des verwendeten Experiments

4.1 Quantitative Abschätzung der Aspektsensitivität von PMSE aus den mittleren Empfangswinkeln

Mittels des Mean Angle of Arrival-Verfahrens lässt sich mit mehreren räumlich getrennten Empfängern die Lage des Hauptrückstreucentrums innerhalb des Radarstrahls bestimmen. Dies geschieht über die Laufzeitunterschiede aufgrund der räumlichen Trennung der Empfänger. Mittels dieser Methode soll die Aspektsensitivität untersucht werden. Sie gibt an, wie stark die Stärke der Rückstreuung in Abhängigkeit von dem Zenitwinkel des Radars ist [Chilson et al., 2002].

4.1.1 Methode

Hier werden die Abstände und Phasen immer zur mittleren Anemone hin gemessen. Die Lage des Rückstreucentrums lässt sich über den Zenitwinkel Θ und den Azimutwinkel ϕ

$$\Theta = \arcsin \left(\sqrt{r_1^2 + r_2^2} \right) \quad (4.1)$$

$$\phi = \arctan \left(\frac{r_1}{r_2} \right) \quad (4.2)$$

mit

$$\mathbf{r} = \left(\mathbf{S}^\top \mathbf{S} \right)^{-1} \mathbf{S}^\top (\mathbf{p} + \mathbf{c}) \quad (4.3)$$

bestimmen, wobei \mathbf{S} eine Matrix mit den Abständen der Empfänger in x- und y-Richtung und \mathbf{p} ein Vektor mit den Phasendifferenzen zwischen den Anemonen ist und r_1 und r_2 die Komponenten des Vektors \mathbf{r} darstellen (s. Kap. 3.1.1). \mathbf{c} stellt dabei den Korrekturvektor für die Phasendifferenzen dar, der aufgrund der ungleichen Ausgangsphasenlagen verwendet werden muss. Dieser Vektor setzt sich wie folgt zusammen:

$$\mathbf{c} = \begin{bmatrix} \varphi_{\text{kor},0} - \varphi_{\text{kor},1} \\ \varphi_{\text{kor},0} - \varphi_{\text{kor},2} \\ \vdots \\ \varphi_{\text{kor},0} - \varphi_{\text{kor},6} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Dabei stellen $\varphi_{\text{kor},i}$ die Korrekturwerte aus Tab. 2.2 in Kap. 2.3 dar. Damit lässt sich für jeden Entfernungskanal und Datensatz ein Rückstreuzentrum bestimmen.

Zunächst wurde das Signal aus 256 Datenpunkten kohärent integriert und anschließend die Phase φ_0 zwischen Real- und Imaginärteil als Winkel zwischen 0 und 2π des Signals bestimmt.

4.1.2 Messung

Um die Abweichung des mittleren Empfangswinkels von der nominellen Strahlrichtung zu untersuchen, wurde am 21.06.2012 von 12:00 - 24:00 UTC mit 65 Schwenkwinkeln gemessen. Dabei wurde der Entfernungsbereich von 81 km bis 88,5 km mit einer Auflösung von 150 m abgetastet.

Es wurde für jede Höhe und jeden Strahl der mittlere Zenitwinkel mit der Methode des MAOA bestimmt. Dabei wurde nur die Abweichung im Zenitwinkel berücksichtigt. Es wurden drei unterschiedliche Fälle untersucht; es wurde nicht zwischen den einzelnen Zeitpunkten und Höhen innerhalb dieser Fälle unterschieden. Zum einen wurde ein Zeitraum und Entfernungsbereich gewählt, in dem der entsprechende Höhenbereich komplett mit PMSE ausgefüllt war. Des Weiteren wurde jeweils ein unteres und oberes Randgebiet gewählt, bei dem die PMSE schwächer wurden. Dann wurde die Abweichung in einem Histogramm aufgetragen und dieses Histogramm durch einen Gaußfit $f(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right)$ angenähert. Die Lage des Maximums sowie die Breite wurde anschließend in Abhängigkeit vom Schwenkwinkel des Radarstrahls aufgetragen.

4.1.3 Auswertung

In Abb. 4.2 - 4.4 ist die Abweichung $\Delta\Theta$ des Zenitwinkels des Rückstreuers zum Abstrahlwinkel des Radars dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei kleinen Schwenkwinkeln $\Theta \leq 5^\circ$ die Lage des Rückstreuzentrum in der Nähe des Zenits liegt, unabhängig davon, welcher Bereich der PMSE untersucht wurde. Dabei ist die Abweichung immer größer $\Delta\Theta > 0,5^\circ$ in positiver Richtung, das heißt, dass das Rückstreuzentrum immer einen größeren Zenitwinkel als der Mittelpunkt des Radarvolumes hat. Mit zunehmenden Schwenkwinkeln wird auch die Abweichung in positiver Richtung größer. Eine Ausnahme bildet die Untersuchung der oberen Grenze, bei $\Theta = 25^\circ$ liegt die Abweichung sehr nahe bei der Strahlrichtung des Radars. Im Vergleich zu den anderen Gebieten der PMSE hat die obere Grenzen eine größere positive Abweichung pro

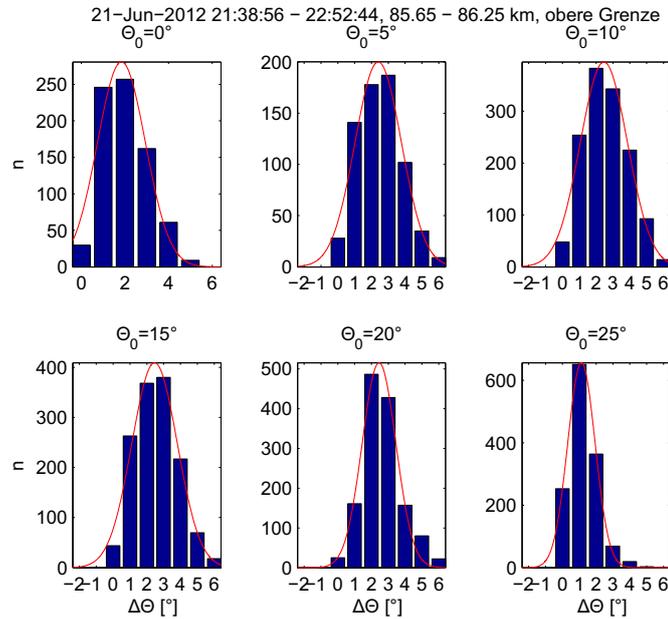


Abb. 4.2: Blau: Histogramm der Abweichung des Hauptrückstreucentrums von der Strahlrichtung. Rot: Gaußfit des Histogramms. Hier wurde ein Höhenbereich gewählt, bei dem die PMSE mit zunehmender Höhe schwächer wurden.

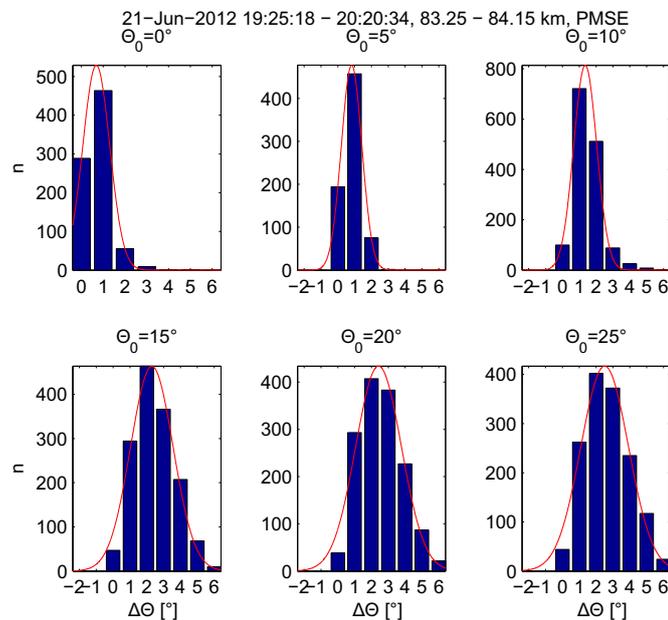


Abb. 4.3: Blau: Histogramm der Abweichung des Hauptrückstreucentrums von der Strahlrichtung. Rot: Gaußfit des Histogramms. Im gesamten untersuchten Bereich waren PMSE vorhanden.

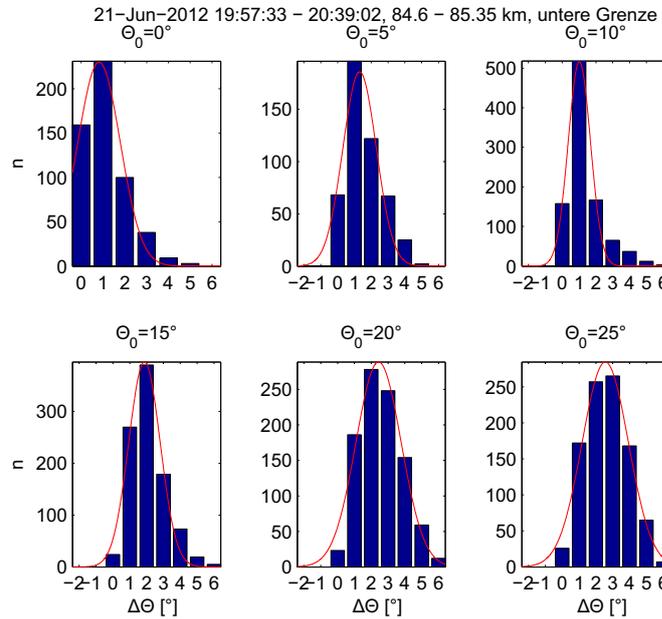


Abb. 4.4: Blau: Histogramm der Abweichung des Hauptrückstreucentrums von der Strahlrichtung. Rot: Gaußfit des Histogramms. Es wurde die untere Grenze der PMSE untersucht.

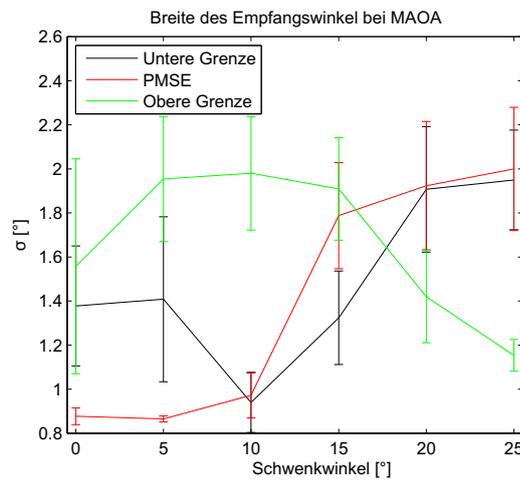
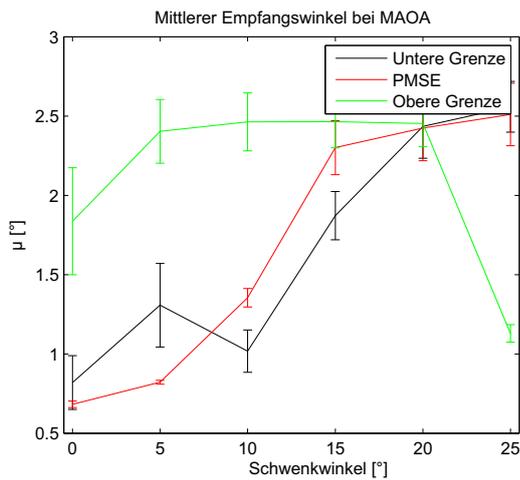


Abb. 4.5: Maximum der Gaußverteilung der Abweichung in Abhängigkeit vom Schwenkwinkel

Abb. 4.6: Breite der Gaußverteilung des Histogramms abhängig vom Schwenkwinkel

Schwenkwinkel. Das liegt an der Geometrie am oberen Rand der PMSE. Da der Strahl einen größeren Höhenbereich abdeckt (Ausnahme: im Zenit) und der Rückstreuer sich wahrscheinlich unter der Mitte des Radarvolumens aufhält, muss die Abweichung hier in positive Richtung gehen. Bei der Analyse des Gebietes, das vollständig mit PMSE ausgefüllt ist, nimmt die Abweichung mit zunehmendem Schwenkwinkel zu. Die Untersuchung der unteren Grenze der PMSE zeigt, dass die Abweichung von der Strahlrichtung unter der des Gebietes mit PMSE liegt. Dies liegt daran, analog zur oberen Grenze, dass nur der obere Teil des Radarvolumens mit PMSE gefüllt ist und daher die Abweichung kleiner ausfällt. Bezogen auf die PMSE-Kurve lässt sich durch diese geometrische Überlegung die relative Abweichung nach unten in der unteren Grenzschicht sowie nach oben in der oberen Grenzschicht erklären.

Die Breite der Gaußverteilungen sind in Abb. 4.6 dargestellt. Die Breite nimmt mit zunehmendem Schwenkwinkel für das Gebiet mit PMSE zu. Dies ist für die beiden kleinsten Winkel $\Theta = 0^\circ$ sowie $\Theta = 5^\circ$ nicht verwunderlich, da der Wertebereich des Zenitwinkels die Breite begrenzt. Die Breite der Verteilung kann als Grad für die Lokalisierung interpretiert werden. Je geringer die Breite, desto näher sind die einzelnen Rückstreuzentren um ihren Mittelpunkt herum, angegeben mit der Mitte der Gaußkurve, verteilt. Die Breite der Histogramme der oberen Grenze nimmt zunächst zu, bleibt im Bereich von $\Theta = 5^\circ$ bis $\Theta = 15^\circ$ annähernd konstant, um dann wieder abzunehmen. Die Breite der Verteilung der unteren Grenze hat ein Minimum bei $\Theta = 10^\circ$, steigt dann aber auf die Breite des Gebiets mit PMSE an.

Der mittlere Empfangswinkel weicht immer in positiver Richtung von dem Zenit-schwenkwinkel des Radars ab. Dies widerspricht der Theorie von der Aspektsensitivität. Würden die untersuchten PMSE stark aspektsensitiv sein, sollte zumindest für das Gebiet, das vollständig mit PMSE gefüllt ist, außerhalb des Zenits Winkel für den Rückstreuer kleiner als der Zenitwinkel des Radars erkennbar sein. Dies kann an einer noch nicht vollständig gelungenen Phasenkalibrierung liegen, weiterhin wird lediglich ein Rückstreuzentrum und damit nicht die Verteilung der Rückstreuer wiedergegeben, weshalb die MAOA-Methode zu Untersuchung der Aspektsensitivität von PMSE nur eingeschränkt nutzbar ist.

4.2 Verifizierung der CRI-Methode mit Meteoren

Zur Überprüfung des Koordinatensystems und der CRI-Methode wurden Meteordaten verwendet. Die Beschreibung des verwendeten Experiments befindet sich in Schult

[2012]. Hier wurden die Trajektorien von Meteoren im Zenitstrahl mit Interferometrie bestimmt. Pro Datenpunkt wurde ein Hauptrückstreuungszentrum bestimmt. Die Höhenauflösung beträgt hier 900 m. Aus diesem Datensatz wurden zwei Meteore gewählt, deren Trajektorien gut zu bestimmen waren und deren Flugbahnen in etwa 90° zueinander standen. Dies ist in Abb. 4.7 dargestellt. Der erste Meteor tritt im Norden ein und fliegt in südliche Richtung. Dabei sinkt er von einer anfänglichen Höhe von 102,2 km auf 92,6 km ab. Der zweite Meteor tritt im Osten in das Blickfeld des Radars ein und fliegt nach Westen. Der durchflogene Höhenbereich ist hier 106,4 km bis 100,2 km. Für die CRI-Methode wurden pro Meteor 200 Datenpunkte verwendet und beide Meteore in einem Datensatz zusammengefasst. Anschließend wurde dieser Datensatz kohärent integriert und die CRI-Methode, wie in 3.1.2 beschrieben, durchgeführt. Es wurde zur besseren Vergleichbarkeit der zurückgestreuten Energie die nichtnormalisierte anstatt der normalisierten Kreuzspektralmatrix verwendet. Die Kreuzspektralmatrix wurde mit

$$\mathbf{V} = s_i s_j^* e^{(\varphi_i - \varphi_j)} \quad (4.5)$$

berechnet, wobei s_i und s_j die Signale der Empfänger i und j sind; φ_i und φ_j stellen die Phasendifferenzen aus Tab. 2.2 in Kap. 2.3 dar. Die Brightness \mathbf{B} wurde mit

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\mathbf{e}^\dagger \mathbf{V}^{-1} \mathbf{e}} \quad (4.6)$$

bestimmt. \mathbf{e} ist der Richtungsvektor und \mathbf{V} die nichtnormalisierte Kreuzspektralmatrix zwischen den einzelnen Empfängern (s. Kap. 3.1.2). Dabei wurde jeweils ein Gitter

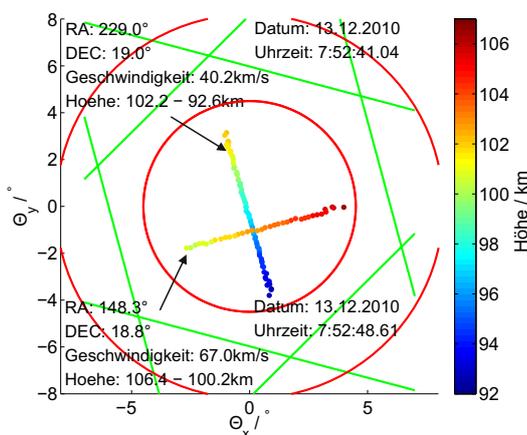


Abb. 4.7: Trajektorien zweier Meteore, zonal und meridional dargestellt. Farblich codiert ist die Höhe [Schult, 2012].

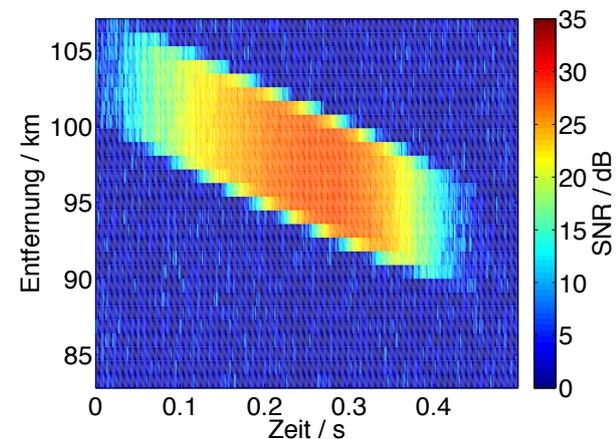


Abb. 4.8: Signal-Rausch-Verhältnis, farblich codiert, eines Meteors im Zeit-Höhen-Schnitt [Schult, 2012].

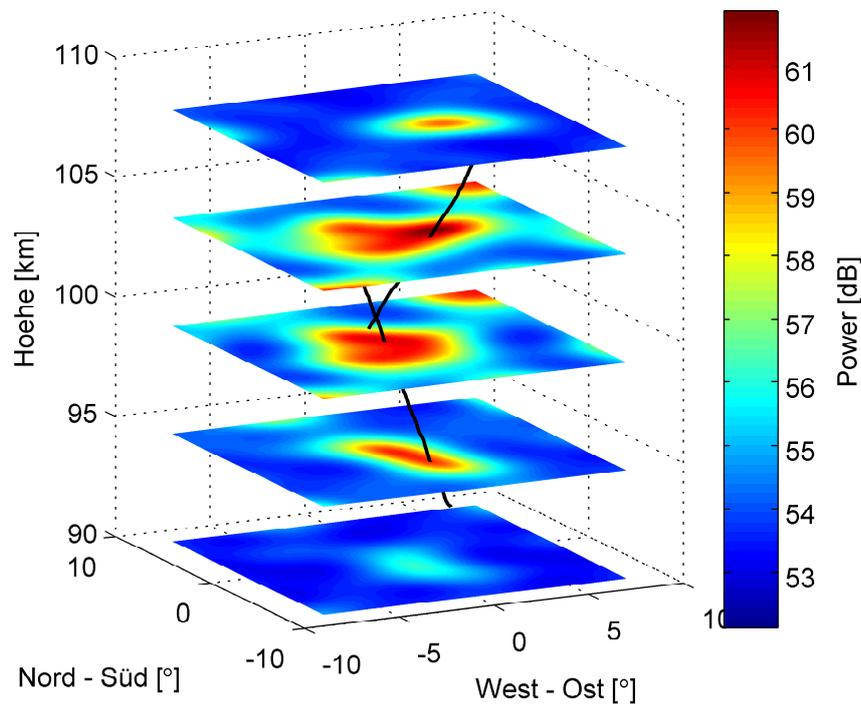


Abb. 4.9: CRI-Methode angewendet auf zwei Meteore in drei Höhenschnitten. Farblich codiert ist die Brightness. Die schwarzen Linien stellen die Trajektorien der Meteore nach Schult [2012] dar.

von -8° bis 8° in zonaler und meridionaler Richtung mit einer Auflösung von $0,1^\circ$ verwendet. Das Ergebnis ist in Abb. 4.9 dargestellt. Zu erkennen ist, dass die Trajektorien in Verlauf und Höhe mit denen nach Schult [2012] bestimmten Trajektorien übereinstimmen. Die CRI-Methode weist hier aber eine deutlich breitere Spur auf. Dies hängt zum einen ab von der Anzahl der verwendeten Datenpunkte und der Länge des Zeitraums, in dem sich der Meteor im Sichtbereich des Radars aufhält, zum anderen ist es von der verwendeten Pulslänge abhängig, da hier bei der verwendeten Höhenauflösung Oversampling stattgefunden hat. Dies findet sich beispielhaft in Abb. 4.8 wieder. Hier ist das Signal-Rausch-Verhältnis des ersten Meteors dargestellt. Der abgedeckte Höhenbereich des Signals beträgt etwa 5 km, obwohl die Plasmagröße des Meteors im Zentimeterbereich [Westman et al., 2004] liegt. Daher muss die Verbreiterung des Signals aus dem Oversampling stammen. Das Signal stellt das Objekt somit größer dar, als es ist. Dieser Effekt ist auch in der Capon-Methode wiederzufinden. Dies ist aber nicht durch die Methode bedingt, sondern liegt an der Wahl der Experimentparameter. Des Weiteren zeigt sich, dass die CRI-Methode auch in der Lage ist, komplexere Strukturen wie die kreuzartige Überlagerung aufzulösen. Dies zeigt sich gut in Abb. 4.9 im

mittleren Höhengschnitt. Zwar sind die Übergänge verschwommen, trotzdem ist hier eine kreuzartige Struktur sichtbar. Somit kann die CRI-Methode im Zenitstrahl bei einem guten Signal-Rausch-Verhältnis Strukturen innerhalb des Radarstahls sichtbar machen.

4.3 Qualitative Abschätzung der Aspektsensitivität von PMSE mit CRI

Das CRI basiert auf der unterschiedlichen Phasenlage des zurückgestreuten Signals bei den einzelnen Empfängern aufgrund der Laufzeitunterschiede. Bereits über einfache Interferometrie, wie z. B. das MAOA-Verfahren, lässt sich ein Rückstreuungszentrum pro Strahl und Höhe bestimmen. Das CRI-Verfahren zusätzlich ist in der Lage, mehrere räumlich getrennte Streuzentren in einem Entfernungskanal aufzulösen (s. 3.2). Zudem liefert das CRI-Verfahren nicht nur die Lage des Rückstreuers, sondern auch eine Breite des zurückgestreuten Signals. Diese Breite kann als Wert für die Aspektsensitivität aufgefasst werden [Chilson et al., 2002].

4.3.1 Methode

Für die Untersuchung der Aspektsensitivität wurde der Zenitstrahl des Radars verwendet. Dies wurde bereits von Chilson et al. [2002] untersucht und sollte hier mit MAARSY wiederholt werden. Es wurden die Lage und die Breite des zurückgestreuten Signals untersucht. Dabei wurde der Einfluss der Antennencharakteristik nicht berücksichtigt. Es wurde zur besseren Vergleichbarkeit der zurückgestreuten Energie die nichtnormalisierte anstatt der normalisierten Kreuzspektralmatrix verwendet. Die Kreuzspektralmatrix wurde mit

$$\mathbf{V} = s_i s_j^* e^{(\varphi_i - \varphi_j)} \quad (4.7)$$

berechnet, wobei s_i und s_j die Signale der Empfänger i und j sind; φ_i und φ_j stellen die Phasendifferenzen aus Tab. 2.2 dar. Die Brightness \mathbf{B} wurde mit

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\mathbf{e}^\dagger \mathbf{V}^{-1} \mathbf{e}} \quad (4.8)$$

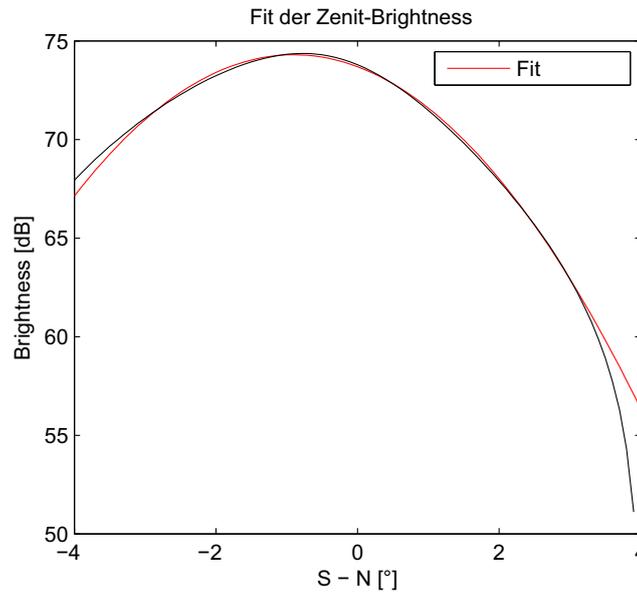


Abb. 4.10: Fit eines Brightnessprofils in meridionaler Richtung. Schwarze Linie: Brightness, rote Linie: Gaußfit. Es gibt in der Brightness einen Peak und sie kann durch eine Gaußverteilung gut beschrieben werden.

bestimmt. \mathbf{e} ist der Richtungsvektor und \mathbf{V} die Kreuzspektralmatrix zwischen den einzelnen Empfängern (s. Kap. 3.1.2). Dabei wurde jeweils ein Gitter von -4° bis 4° in zonaler und meridionaler Richtung mit einer Auflösung von $0,1^\circ$ verwendet. Anschließend wurde zunächst die Lage des Maximums der Brightness für jeden Höhenkanal bestimmt und jeweils ein meridionaler und ein zonaler Schnitt durch das Maximum gemacht. Dabei entstehen zwei Brightness-Profile, die mit einer Gaußfunktion angenähert werden können. Die Gaußfunktion hat die Form

$$f(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4.9)$$

μ gibt dabei die Verschiebung des Maximums wieder und σ die Breite der Gaußverteilung. Dabei wurde der Fit vor der Umrechnung in dB durchgeführt. Ein beispielhafter Fit ist in Abb. 4.10 dargestellt. Diese Art von Fit wurde über eine Höhe von $h = 81 \text{ km} \dots 89 \text{ km}$ im Zeitraum von 12:00 - 21:00 UTC am 21.06.2012 durchgeführt. Dabei wurde der Entfernungsbereich von 81 km bis 88,5 km mit einer Auflösung von 150 m genutzt. Der untersuchte meridionale und zonale Bereich betrug dabei jeweils $-4^\circ \dots 4^\circ$. Es wurden lediglich Höhen ausgewertet, bei denen der maximale Brightness-Wert $B > 75 \text{ dB}$ war. Damit sollte sichergestellt werden, dass PMSE vorlagen und kein Hintergrundrauschen analysiert wurde.

4.3.2 Auswertung

Die Ergebnisse des CRI-Verfahrens befinden sich in Abb. 4.11. Die Indizes x und y geben die meridionale bzw. zonale Schnittrichtung an. Im obersten Plot ist die zurückgestrahlte Leistung in digitalen Einheiten in Abhängigkeit von Höhe und Zeit farblich dargestellt. Es ist zu erkennen, dass in der Zeit von ca. 12:00 - 15:00 UTC starke PMSE auftraten und in der Zeit von 15:00 - 17:00 sowie 18:30 - 21:00 ebenfalls PMSE vorhanden waren. Die Plots (b) und (c) der Abb. 4.11 stellen farblich die Abweichung des Maximums vom Zenit in meridionaler und zonaler Richtung als Zeit-Höhen-Schnitt dar. Die Lage des Maximums in der Zeit von 13:00 - 14:00 bei ca. 85 km zeigt eine starke Abweichung in positive meridionale Richtung, d.h. nach Norden, sowie eine starke Abweichung vom Zenit in negative zonale Richtung, dies entspricht Westen. Gleichzeitig handelt es sich hier um den oberen Rand der PMSE, wie in (a) erkennbar. Diese starke Abweichung tritt am Rand aber nur zu diesem Zeitpunkt auf, zu anderen Zeitpunkten ist es hier nicht beobachtet worden, dann schwankt die Abweichung zwischen -2° und 2° über den gesamten Bereich. Ein Großteil der Rückstreucentren hat hier sowohl im meridionalen als auch im zonalen Schnitt eine Tendenz zu positiven Werten, d.h. nach Norden und Osten. Es ist keine weitere Tendenz an den Rändern zu erkennen. Chilson et al. [2002] fanden in ihrer Analyse schichtartige Abweichungen vom Zenit in den PMSE. Dies konnte hier nicht beobachtet werden. Dies kann daran liegen, dass bei dem hier beobachteten Ereignis keine Welle durch die PMSE lief, die eine derartige Schichtung hervorgerufen haben könnte.

Die Plots (d) und (e) geben die Breite der gefitteten Gaußverteilung in Abhängigkeit der Zeit und Höhe wieder. Die Breite schwankt von ca. $\sigma = 1^\circ$ bis $\sigma = 3^\circ$. Dies umgerechnet auf die Breite bei halbem Maximum entspricht $\text{FWHM} = 2,4^\circ$ bis $\text{FWHM} = 7^\circ$. Die Breite des Radarstrahls beträgt zum Vergleich $3,6^\circ$. Es kommt also teilweise zu einer Verbreiterung des zurückgestreuten Strahls. In dem bereits oben erwähnten Zeitraum von 13:00 - 14:00 um 85 km kommt es in meridionaler Richtung zu einem vermehrten Auftreten von signifikant breiteren Signalen mit $\sigma_x > 3^\circ$. Ansonsten liegen die meisten Signale bei einer Breite von $\sigma_x > 2,2^\circ$. Auch hier finden Chilson et al. [2002] schichtartige Strukturen. Dies deutet darauf hin, dass zu dem hier untersuchten Zeitpunkt keine oder kaum messbare Wellenaktivität stattgefunden hat.

Das CRI-Verfahren bietet also im Vergleich zum MAOA-Verfahren den Vorteil, dass es neben der Lage des Maximums und damit des Rückstreucentrums auch die Breite des zurückgestreuten Signals abschätzen kann.

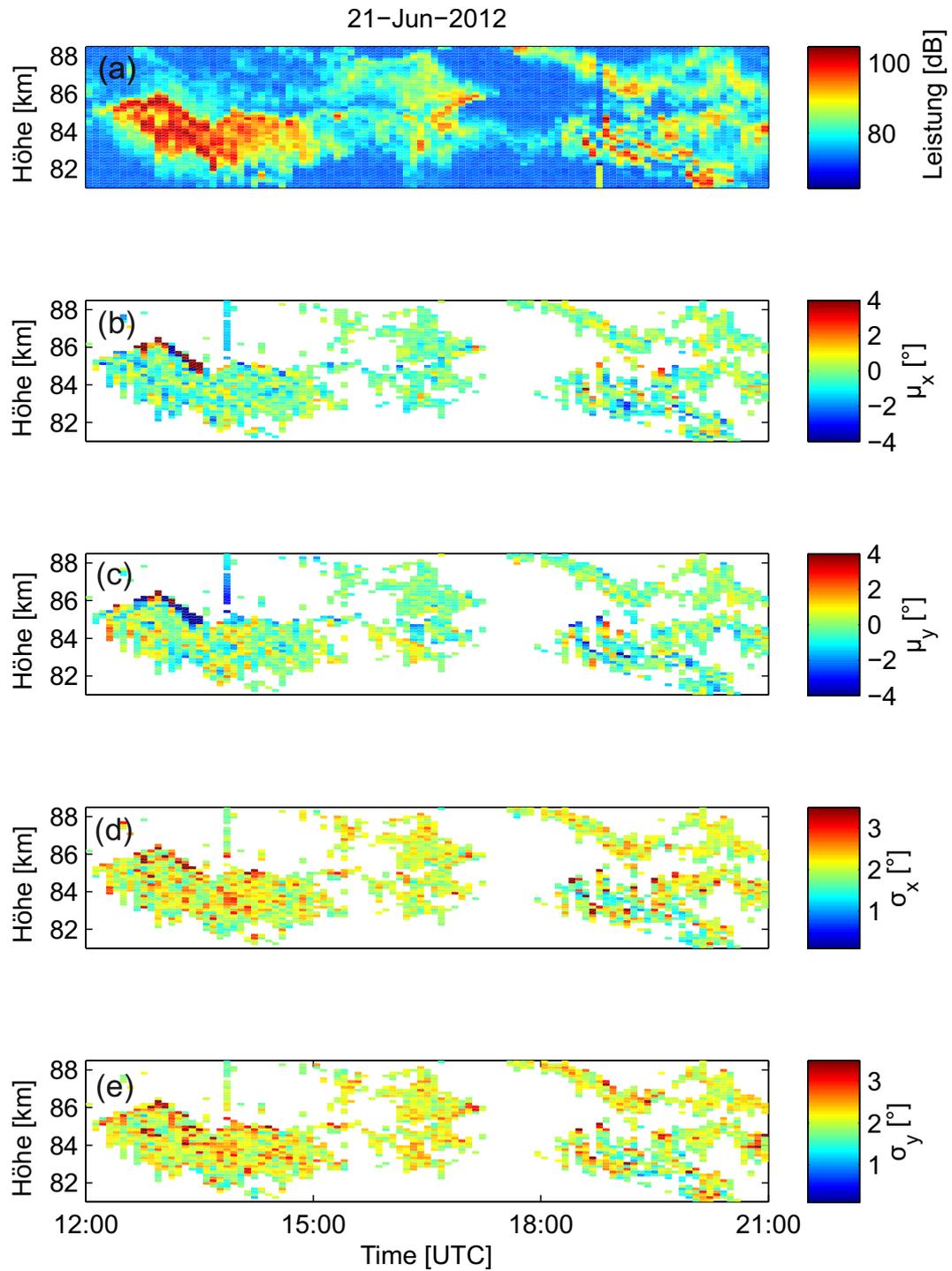


Abb. 4.11: (a) Zeit-Höhen-Plot der Leistung, farblich codiert. (b) und (c): Abweichung der Lage des Maximums vom Zenit in meridionaler und zentraler Richtung. (d) und (f): Breite der Gaußverteilung.

4.4 Anwendung der Capon-Methode auf geschwenkte Radarstrahlen und Vergleich mit herkömmlicher Methode

Bisher wird die Capon-Methode auf Messungen mit vertikal gerichteten Radarstrahlen angewendet. Dabei befinden sich die Empfänger unter dem Radarvolumen. Wird nun der Radarstrahl geschwenkt, werden Phasenverschiebungen zwischen den einzelnen Antennen hinzugefügt. Wendet man die Capon-Methode auf geschwenkte Radarstrahlen an, so setzen sich die Phasen wie in Gl. 4.10 zusammen. Die Phasenverschiebung zwischen den Empfängern i und j setzt sich dann aus

$$\Delta\varphi_{ij} = (\varphi_{\text{kor},i} - \varphi_{\text{kor},j}) + \Delta\varphi_{ij,\text{schwenken}} + \sum \varphi_{ij,\text{Capon}} \quad (4.10)$$

zusammen, wobei $\varphi_{\text{kor},n}$ die Kalibrierungsphasen aus Tab. 2.2 in Kap. 2.3, $\Delta\varphi_{ij,\text{schwenken}}$ die Phasenverschiebungen zwischen den Empfängern aufgrund des Schwenkens und $\varphi_{ij,\text{Capon}}$ die Phasenverschiebungen der Capon-Methode symbolisieren. Der Unterschied vor und nach der Phasenkorrektur für ein synthetisches Signal ist in Abb. 4.12 dargestellt. Im linken Bild ist der Rückstreuer mit $\Theta = 7^\circ$ nicht zu sehen, da er sich außerhalb des untersuchten Bereichs befindet. Im rechten Bild nach der Phasenkorrektur für das synthetische Signal befindet sich der Rückstreuer 2° außerhalb des Mittelpunktes. Da sich der Mittelpunkt des untersuchten Bereichs um 5° außerhalb des Zenits befindet, kommt das Rückstreusignal aus $\Theta = 7^\circ$.

Diese Phasenverschiebungen haben einen Einfluss auf die Capon-Methode und müssten empfangsseitig herausgerechnet werden. Dies wurde hardwareseitig bereits getan, und die Phasenverschiebungen sehen so aus, als würde der Strahl senkrecht nach oben zeigen, und die Capon-Methode kann wie in Kap. 3.1.2 ohne weitere Modifikationen durchgeführt werden. Es wird, um eine Vergleichbarkeit der Brightness zu gewährleisten, statt der normalisierten die nichtnormierte Kreuzspektralmatrix verwendet. Die Kreuzspektralmatrix wurde mit

$$\mathbf{V} = s_i s_j^* e^{(\varphi_i - \varphi_j)} \quad (4.11)$$

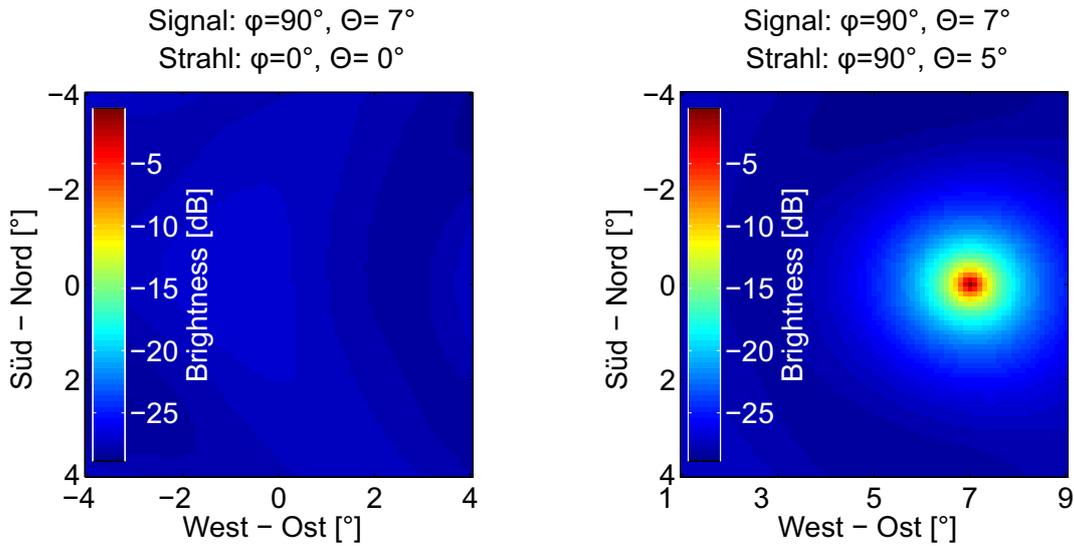


Abb. 4.12: Links: Capon-Methode, angewendet auf Daten, bei denen das Signal aus $\phi = 90^\circ$ und $\Theta = 7^\circ$ kommt. Dabei soll der Strahl in den Zenit zielen. Rechts: Capon-Methode, bei der das Signal aus $\phi = 90^\circ$ und $\Theta = 7^\circ$ kommt, der Strahl ist auf $\phi = 90^\circ$ und $\Theta = 5^\circ$ gerichtet. Das Signal kommt nun mit $\Delta\Theta = 2^\circ$, das entspricht dem vorgegebenen Zenitwinkel.

berechnet, wobei s_i und s_j die Signale der Empfänger i und j sind; φ_i und φ_j stellen die Phasendifferenzen aus Tab. 2.2 dar. Die Brightness \mathbf{B} wurde mit

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\mathbf{e}^\dagger \mathbf{V}^{-1} \mathbf{e}} \quad (4.12)$$

bestimmt. \mathbf{e} ist der Richtungsvektor und \mathbf{V} die nichtnormalisierte Kreuzspektralmatrix zwischen den einzelnen Empfängern (s. Kap. 3.1.2).

Dann wird ein Gitter von -4° bis 4° zonal und meridional mit einer Auflösung von $0,1^\circ$ um die Blickrichtung des geschwenkten Radarstrahls gelegt und die Capon-Methode an diesen Punkten durchgeführt. Dadurch erhält man eine Verteilung der Brightness in Abhängigkeit der Winkel. Anschließend wird das Gitter vom Kugelkoordinatensystem in ein dreidimensionales kartesisches Koordinatensystem überführt. Dafür wird ein weiteres Gitter mit einer Auflösung von 200 m verwendet. Ebenfalls wurde dieses Koordinatensystem für die Abb. 4.13 verwendet. Hier wurde angenommen, dass das Hauptrückstreuzentrum in der Mitte des Radarvolumens liegt und zwischen den Radarstrahlpositionen wurde linear interpoliert.

Sollte ein Datenpunkt des CRI-Verfahrens im kartesischen System aufgrund der Umrechnung aus dem Kugelkoordinatensystem zwei Brightness-Werte erhalten, wird der Mittelwert verwendet. Wird dies mit allen Schwenkrichtungen vorgenommen, erhält man ein zusammengesetztes Abbild der Mesosphäre. In der Berechnung für Abb. 4.14

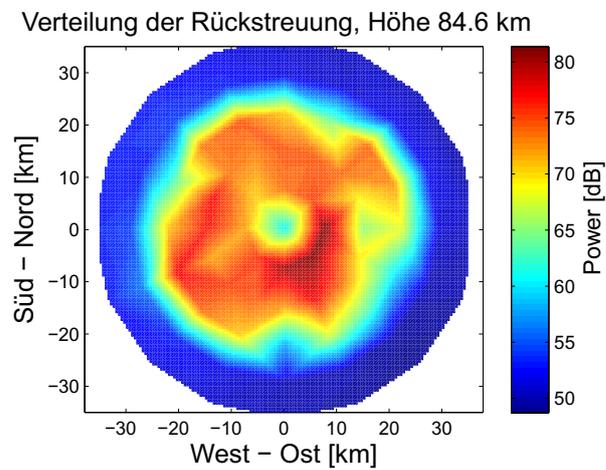


Abb. 4.13: Zusammensetzung aus 65 Schwenkrichtungen, als Datenpunkt wurde die nominelle Strahlrichtung angenommen und zwischen den Punkten interpoliert, auf eine Höhe von 84,6 km.

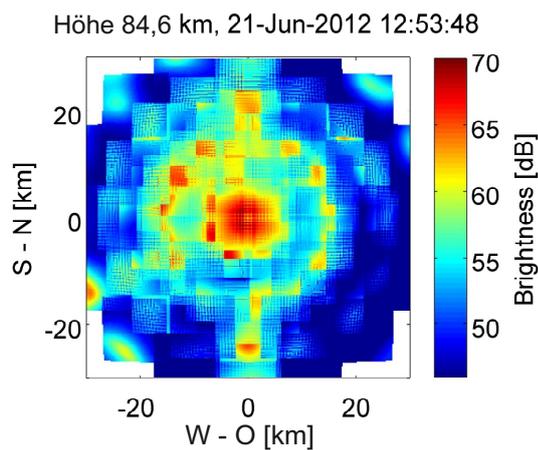


Abb. 4.14: CRI: Zusammensetzung aus 65 Schwenkrichtungen auf einer Kugeloberfläche mit dem Radius von 84,6 km.

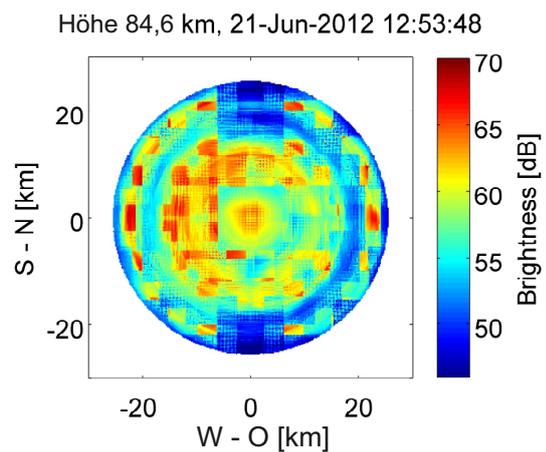


Abb. 4.15: CRI: Zusammensetzung aus 65 Schwenkrichtungen, auf eine Höhe von 84,6 km.

ist die Höhenkorrektur nicht durchgeführt worden, die Abbildung stellt also die Kugeloberfläche des Entfernungskanals dar. Die Höhenkorrektur muss aber vorgenommen werden, da bei Schwenkwinkeln außerhalb des Zenits der Entfernungskanal nicht mehr mit dem des Höhenkanals übereinstimmt. Dies ist in Abb. 4.15 dargestellt. In beiden Abbildungen ist eine fleckenartige Struktur zu erkennen, die in einer Darstellung der interpolierten Werte (Abb. 4.13) nicht zu erkennen ist. Die Flecken um den mittleren Fleck herum treten durch die Richtcharakteristik auf und hängen mit dem verwendeten Radar zusammen. Weiterhin ist in Abb. 4.13 zu erkennen, dass es in der Mitte zu einer verminderten Rückstreuung im Vergleich zum umliegenden Gebiet kommt, das ist auch in Abb. 4.17 für die entsprechende Höhe zu finden. In Abb. 4.15 ist diese Verminderung nicht zu erkennen, es kommt hier sogar zu einer Verstärkung. Das resultiert aus der Capon-Methode. Die Capon-Methode führt zu einer Fokussierung der Energie aus den Nebenkeulen und kann bei einer ringartigen Struktur den Ring nicht auflösen. Die resultierenden Phasendifferenzen lassen auch eine Interpretation als Fleck in der Mitte des Rings zu, dies wird auch von der Capon-Methode berechnet.

Bei vertikalen Schnitten erscheinen die PMSE leicht bogenförmig (s. Abb. 4.16), bedingt dadurch, dass die Strahlen einen gekippten kegelförmigen Bereich abdecken. Die Energie in diesem Volumen kann von der Capon-Methode nicht ausreichend auf das Hauptrückstreuungszentrum lokalisiert werden und kommt diffus im ganzen Volumen vor. Die Interpolationsmethode, dargestellt in Abb. 4.17, gibt die zurückgestreuten PMSE sehr viel gröber wieder. Damit stellt das CRI-Verfahren im Vergleich zu anderen Methoden wie der reinen Interpolation eine Verbesserung zur Untersuchung kleinskaliger Prozesse dar. Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit könnte darin bestehen, die auftretenden Flecken aus der Richtcharakteristik genau zu bestimmen und aus der Brightness herauszurechnen. Dies stellt einen Lösungsansatz dar, der in Zukunft weiter untersucht werden könnte.

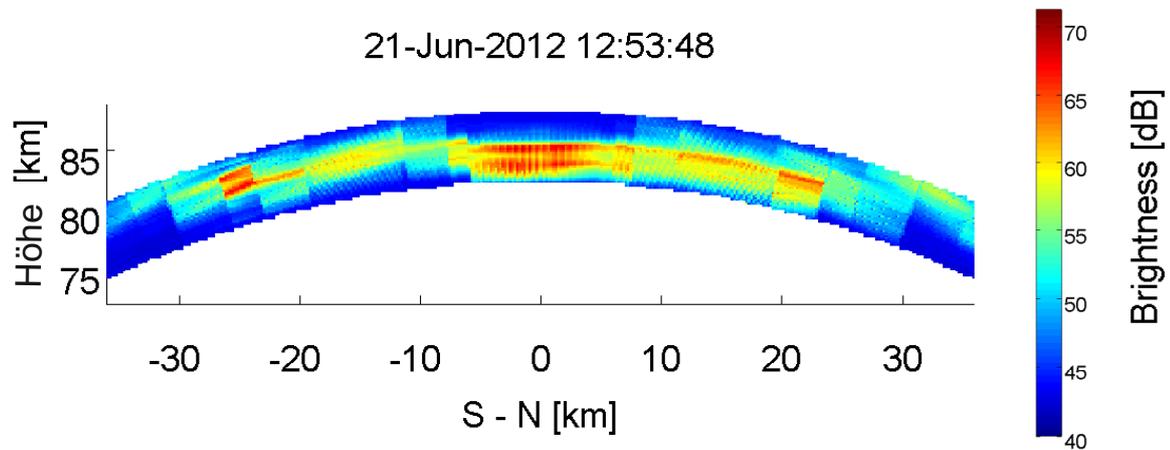


Abb. 4.16: Meridionaler Schnitt durch PMSE, zusammengesetzt aus empfangenen Signalen mehrerer Schwenkrichtungen. Die PMSE sind nur scheinbar bogenförmig, dies liegt an der hier verwendeten Methode.

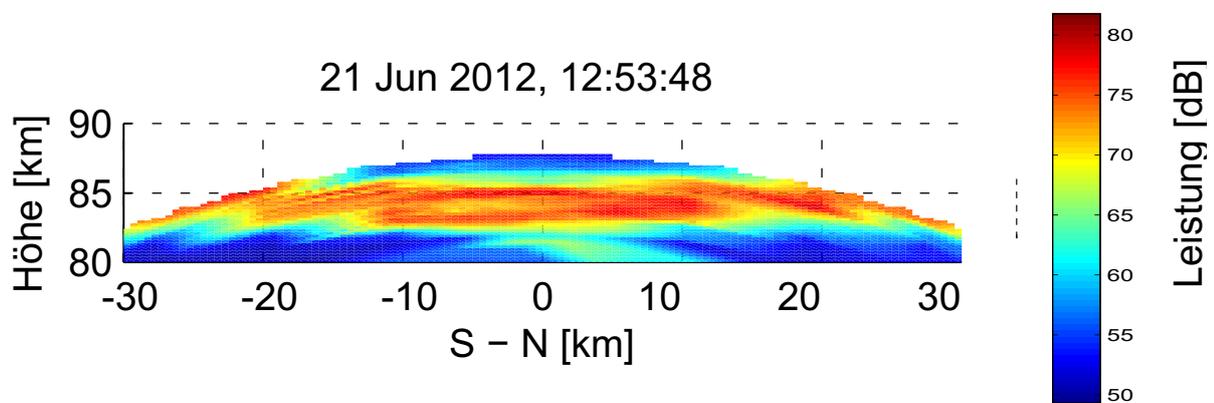


Abb. 4.17: Interpolierter meridionaler Schnitt in Nord-Süd-Richtung. Es wurden 65 Schwenkrichtungen verwendet und der Mittelpunkt des Strahls als Rückstreuzentrum angenommen. Dazwischen wurde linear interpoliert.

Kapitel 5

Diskussion und Zusammenfassung

Untersucht wurden in dieser Arbeit die Aspektsensitivität, mit dem CRI-Verfahren zenitnah und mit dem MAOA-Verfahren über den gesamten Schwenkbereich. Mit letzterem wurden drei verschiedene Bereiche der PMSE untersucht. Zum einen wurde ein Bereich ausgewählt, bei dem über den gesamten Zeit- und Höhenbereich ein starkes Echo vorhanden war. Zum zweiten wurde ein unterer und zum dritten ein oberer Randbereich ausgewählt. Bei $\Theta < 5^\circ$ sind die Abweichungen von der Strahlrichtung des Radars in allen drei untersuchten Gebieten am kleinsten. Insgesamt betrachtet weichen die Zenitwinkel immer nach unten ab, das heißt zu positiven Winkeldifferenzen hin. Bei größeren Schwenkwinkeln kommt es in dem Bereich, der vollständig mit PMSE gefüllt ist, zu einer zunehmenden Abweichung von der Strahlrichtung des Radars. Auch die Breite der Verteilung nimmt zu. Die Breite gibt wieder, wie nah beieinander die einzelnen Rückstreuzentren liegen. Je schmaler die Breite der Verteilung, desto mehr sind die Rückstreuer um ein gemeinsames Zentrum lokalisiert. Bei der oberen Grenze kommt es zu einer Abweichung hin zu größeren Zenitwerten als bei dem vollständig gefüllten Gebiet. Dies liegt an der Geometrie des gekippten Radarvolumens, die Rückstreuzentren befinden sich meist weiter unten, weshalb es folglich zu größeren Zenitwinkeln kommt. Im unteren Randgebiet der PMSE kommt es genau zu einem umgekehrten Effekt, die Abweichung ist hier kleiner als im Gebiet mit PMSE, da die Rückstreuzentren sich eher im oberen Bereich des Radarvolumens aufhalten. Die Aspektsensitivität scheint, außer im zenitnahen Bereich, keinen großen Einfluss auf die Messungen gehabt zu haben, da die Abweichung vom Zenit durchweg in positiver Richtung ist. Bei einer starken Aspektsensitivität würde man bei Schwenkwinkeln außerhalb des Zenits eine Abweichung zu kleineren Zenitwinkeln hin erwarten.

Die CRI-Methode wurde mit Hilfe von Meteoren verifiziert. Zur Überprüfung wurde die Flugbahn nach Schult [2012] bestimmt. Dabei konnte gezeigt werden, dass die

Flugbahnen der Meteore auch mit der CRI-Methode bestimmt werden können.

Beim CRI-Verfahren wurde in einem Bereich von $\pm 4^\circ$ meridional und zonal die Aspektsensitivität über nahezu 12 h und 9 km untersucht. Hierbei wurde die Antennencharakteristik nicht herausgerechnet. Es konnten bis auf eine Ausnahme keine besonderen Eigenschaften der Aspektsensitivität festgestellt werden. Die Ausnahme stammt aus dem oberen Randbereich des Gebiets mit PMSE, hier kommt es zu einer Abweichung des Rückstreuenzentrums in zonaler und meridionaler Richtung aus dem Zenit. In den meisten Fällen konnte eine Verbreiterung des Hauptstrahls bei einem Abfall von 3 dB von $3,6^\circ$ auf durchschnittlich $\sim 5^\circ$ festgestellt werden. Chilson et al. [2002] fanden bei dem von ihnen untersuchten Ereignis hingegen schichtartige Strukturen sowohl in der Verteilung des Rückstreuenzentrums um den Zenit herum als auch in der Breite der Rückstreuung. Dies war in dieser Arbeit bis auf einen Fall nicht nachvollziehbar, es kann aber an dem untersuchten Ereignis liegen. Es sollten weitere Ereignisse mit PMSE untersucht werden.

Anschließend wurde die Anwendung des CRI-Verfahrens auf das gesamte Schwenkvolumen getestet. Dabei tritt das Problem auf, dass die Richtcharakteristik durch die Methode hereingefaltet wird. Zudem kommt bei der untersuchten Höhe das stärkste Signal aus dem Zenit, obwohl zu diesem Zeitpunkt sich dort nur wenig Rückstreuer befanden. Dies deutet darauf hin, dass es Strukturen gibt, die von der Capon-Methode nicht aufgelöst werden können. Trotzdem stellt die Interferometrie-Methode eine Verbesserung gegenüber der Interpolation mit dem angenommenen Hauptrückstreuenzentrum in der Mitte des Radarvolumens dar.

Einen weiteren Lösungsansatz könnte die Verwendung der Maximum-Entropy-Methode darstellen. Der Rechenaufwand ist bei dieser Methode zwar größer, sie könnte aber die Richtcharakteristik berücksichtigen.

Ein grundsätzliches Problem bei den verwendeten Methoden stellt die im Vergleich zur hohen Dynamik der PMSE von über 30 dB schwache Nebenzipfelunterdrückung von minimal 17 dB [Latteck et al., 2012] dar. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, dass beim Empfangen auch Energie aus den Nebenkeulen kommt. Da die Nebenzipfel bei MAARSY ringförmig um die Strahlrichtung liegen, kann es hier so erscheinen, als käme die Energie aus der Mitte des Rings. Um dies zu überprüfen, könnten mittels Leistungsgewichtung der einzelnen Antennen die Nebenkeulen weiter unterdrückt werden. Dazu wird die Energie der Nebenzipfel in den Hauptstrahl gegeben, was zur Folge hat, dass der Hauptstrahl etwas breiter wird. Das ist aber nicht problematisch, da die Lage der Rückstreuer im Radarstrahl ermittelt werden kann.

Das Rückstreuenzentrum liegt nur selten in der Strahlrichtung des Radars, was sowohl

mit der MAOA-Methode als auch mit der CRI-Methode gezeigt werden konnte. Dies deutet darauf hin, dass Methoden, bei denen der Strahl geschwenkt wird, ungenau sind. Hier bietet die Interferometrie einen großen Vorteil. Das CRI-Verfahren hat weiterhin auch den Vorteil, dass Strukturen im Radarstrahl selbst aufgelöst werden können. Zusammenfassend ist zu sagen, dass für die Interferometriemethoden, so wie sie hier verwendet wurden, unbedingt in Zukunft die Richtcharakteristik zu berücksichtigen ist. Hier könnte die Tomographie in Zukunft weitere Möglichkeiten bieten, die Struktur der Atmosphäre und insbesondere der PMSE genauer zu untersuchen. Tomographie wurde beispielsweise von Nygrén et al. [1998] und Hart et al. [2012] zur Untersuchung von Airglow in der Mesopausenregion genutzt. Ein weiterer Lösungsansatz könnte die Retrieval-Methode verwenden. Cheong et al. [2008] nutzten diese Methode, um Änderung im Brechungsindex zu untersuchen. Möglicherweise ist diese Methode auch auf die Untersuchung von PMSE in ähnlicher Form anwendbar.

Als Ausblick für die Messung der Aspektsensitivität würde es sich anbieten, die PMSE in verschiedene Bereiche, wie untere und obere Rand, einzuteilen. Dann sollten über längere Zeiträume diese verschiedenen Bereiche der PMSE untersucht werden, um die Aspektsensitivität näher zu bestimmen. Damit könnte über die Art der Streuung innerhalb von verschiedenen Bereichen Aussagen über die Entstehungsprozesse der PMSE gemacht werden.

Literaturverzeichnis

- B. Balsley, W. Ecklund, D. Carter, and P. Johnston. Poker Flat MST Radar - 1st Results. *Geophysical Research Letters*, 6(12):921–924, 1979.
- B. L. Cheong, R. D. Palmer, C. D. Curtis, T.-Y. Yu, D. Zrnic, and D. Forsyth. Refractivity retrieval using the phased-array radar: First results and potential for multimission operation. *IEEE T. Geoscience and Remote Sensing*, pages 2527–2537, 2008.
- P. B. Chilson, T.-Y. Yu, R. D. Palmer, and S. Kirkwood. Aspect sensitivity measurements of polar mesosphere summer echoes using coherent radar imaging. *Annales Geophysicae*, 20:213–223, Feb. 2002.
- P. Czechowsky, R. Ruster, and G. Schmidt. variations of mesospheric structures in different seasons. *Geophysical Research Letters*, 6(6):459–462, 1979.
- V. P. Hart, T. E. Doyle, M. J. Taylor, B. L. Carruth, P.-D. Pautet, and Y. Zhao. Three-dimensional tomographic reconstruction of mesospheric airglow structures using two-station ground-based image measurements. *Appl. Opt.*, 51(7):963–974, Mar 2012.
- W. Hocking, R. Ruster, and P. Czechowsky. Absolute reflectivities and aspect sensitivities of VHF radiowave scatterers measured with the SOUSY radar. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 48(2):131–144, Feb 1986.
- W. Hocking, S. Fukao, T. Tsuda, M. Yamamoto, T. Sato, and S. Kato. Aspect sensitivity of stratospheric VHF radio-wave scatterers, particularly above 15-km altitude. *Radio Science*, 25(4):613–627, Jul-Aug 1990.
- U. Hoppe, C. Hall, and J. Röttger. 1st observations of summer polar mesospheric backscatter with a 224 MHz radar. *Geophysical Research Letters*, 15(1):28–31, Jan 1988.
- E. Kudeki and G. R. Stitt. Frequency domain interferometry: A high resolution radar technique for studies of atmospheric turbulence. *Geophysical Research Letters*, 14(3): 198–201, 1987.
- R. Latteck, W. Singer, M. Rapp, B. Vandeppeer, T. Renkowitz, M. Zecha, and G. Stober. MAARSY: The new MST radar on Andøya—System description and first results. *Radio Sci.*, 47, 2012.
- R. Latteck, W. Singer, M. Rapp, B. Vandeppeer, T. Renkowitz, M. Zecha, and G. Stober. MAARSY: The new MST radar on Andøya-System description and first results. *Radio*

- Science*, 47, Jan 28 2012.
- E. M. Lau, S. K. Avery, J. P. Avery, D. Janches, S. E. Palo, R. Schafer, and N. A. Makarov. Statistical characterization of the meteor trail distribution at the South Pole as seen by a VHF interferometric meteor radar. *Radio Science*, 41(4), Jul 19 2006.
- F.-J. Lübken and A. Müllemann. First in situ temperature measurements in the summer mesosphere at very high latitudes (78° N). *JGR*, 108(D8):8448, Mar. 2003.
- F.-J. Lübken. Seasonal variation of turbulent energy dissipation rates at high latitudes as determined by in situ measurements of neutral density fluctuations. *Journal of Geophysical Research*, 102:13,441–13,456, 1997.
- T. Nygrén, M. J. Taylor, M. S. Lehtinen, and M. Markkanen. Application of tomographic inversion in studying airglow in the mesopause region. *Annales Geophysicae*, 16(10): 1180–1189, 1998.
- R. Palmer, S. Gopalam, T. Yu, and S. Fukao. Coherent radar imaging using Capon's method. *Radio Science*, 33(6):1585–1598, Nov-Dec 1998.
- M. Rapp. *On the physics of polar mesosphere summer echoes*. Habilitation, University of Rostock, 2003.
- M. Rapp and F. Lübken. Polar mesosphere summer echoes (PMSE): review of observations and current understanding. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4:2601–2633, DEC 21 2004.
- M. Rapp, R. Latteck, G. Stober, P. Hoffmann, W. Singer, and M. Zecha. First three-dimensional observations of polar mesosphere winter echoes: Resolving space-time ambiguity. *Journal of Geophysical Research*, 116, 2011a.
- M. Rapp, R. Latteck, G. Stober, P. Hoffmann, W. Singer, and M. Zecha. First three-dimensional observations of polar mesosphere winter echoes: Resolving space-time ambiguity. *Journal of Geophysical Research*, 116, 2011b.
- M. Richards. *Fundamentals of Radar Signal Processing*. McGraw-Hill Electronic Engineering Series. McGraw-Hill, 2005.
- J. Röttger and R. Vincent. VHF radar studies of tropospheric velocities and irregularities using spaced antenna techniques. *Geophysical Research Letters*, 5(11):917–920, 1978.
- J. Röttger, C. La Hoz, M. C. Kelley, U.-P. Hoppe, and C. Hall. The structure and dynamics of polar mesosphere summer echoes observed with the EISCAT 224 MHz radar. *Geophysical Research Letters*, 15:1353–1356, Nov. 1988.
- C. Schult. *Bestimmung von Trajektorien von Meteor-Kopf-Echos mittels Interferometrie*. Master's thesis, Universität Rostock, 2012.
- M. Skolnik. *Radar Handbook*. McGraw-Hill Professional, 2 edition, October 1989.

- M. Smirnova, E. Belova, and S. Kirkwood. Aspect sensitivity of polar mesosphere summer echoes based on ESRAD MST radar measurements in Kiruna, Sweden in 1997–2010. *Annales Geophysicae*, 30(3):457–465, 2012.
- N. Swarnalingam, W. K. Hocking, and J. R. Drummond. Long-term aspect-sensitivity measurements of polar mesosphere summer echoes (PMSE) at Resolute Bay using a 51.5 MHz VHF radar. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73: 957–964, June 2011.
- T. Tsuda, T. Sato, K. Hirose, S. Fukao, and S. Kato. MU Radar observations of the aspect sensitivity of backscattered VHF echo power in the troposphere and lower stratosphere. *Radio Science*, 21(6):971–980, Nov-Dec 1986.
- R. Vincent and J. Röttger. Spaced antenna VHF radar observations of tropospheric velocities and irregularities. *Radio Science*, 15(2):319–335, 1980.
- A. Westman, G. Wannberg, and A. Pellinen-Wannberg. Meteor head echo altitude distributions and the height cutoff effect studied with the EISCAT HPLA UHF and VHF radars. *Annales Geophysicae*, 22(5):1575–1584, Apr. 2004.
- R. Woodman. Coherent radar imaging: Signal processing and statistical properties. *Radio Science*, 32(6):2373–2391, Nov-Dec 1997.
- T. Yu, R. Palmer, and D. Hysell. A simulation study of coherent radar imaging. *Radio Science*, 35(5):1129–1141, Sep-Oct 2000.
- M. Zecha, J. Röttger, W. Singer, P. Hoffmann, and D. Keuer. Scattering properties of PMSE irregularities and refinement of velocity estimates. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63:201–214, Jan. 2001.

Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei den Betreuern meiner Masterarbeit, Prof. Dr. Markus Rapp und Dr. Marius Zecha vom Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn bedanken. Sie haben mir die Beschäftigung mit diesem Thema ermöglicht. Des Weiteren möchte ich mich bei Dr. Gunter Stober vom IAP für die vielen hilfreichen Ideen, Anregungen, Erklärungen und Diskussionen bedanken. Anschließend möchte ich mich noch bei Carsten Schult für die Beantwortung meiner Fragen bezüglich Meteoren und die Bereitstellung seiner Daten und Ergebnisse für meine Arbeit bedanken. Toralf Renkwitz danke ich für die Beantwortung technischer Fragen und Henrike Wilms für die vielen, sehr hilfreichen kleinen Dinge, die zum Entstehen dieser Masterarbeit beigetragen haben. Abschließend möchte ich dem gesamten Institut für Atmosphärenphysik und insbesondere der Abteilung für Radar und Höhenforschungsraketen danken.

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Rostock, 14.09.2012