

Anomale Strahlausbreitung

—

Prinzip und Fallbeispiele

Seminararbeit im Fach Meteorologie

Malte Neuper

angefertigt am
Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Universität Karlsruhe / Forschungszentrum Karlsruhe

September 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einstimmung und Motivation	3
1.1	Einstimmung	3
1.2	Motivation	5
2	Grundlagen der Strahlausbreitung	7
2.1	Physikalische Grundlagen	7
2.2	Herleitung der Strahlausbreitung	12
2.2.1	Modell des effektiven Erdradius	14
2.2.2	Exakte Differentialgleichung der Bahnkurve	19
2.2.3	Numerische Realisierung der Strahlausbreitungsrechnung	21
2.3	Ausbreitung in der Atmosphäre	23
2.3.1	Subrefraktion	25
2.3.2	Superrefraktion	26
2.3.3	Meteorologische Rahmenbedingungen der Superrefrak- tion	31
3	Kurze Ductklimatologie Südwestdeutschlands	36
3.1	Alle Aufstiege	38
3.2	Unterschied 00 UTC und 12 UTC Aufstiege	48
4	Berechnung der Strahlausbreitung anhand von Radiosonden- daten : Fallbeispiele	53
4.1	04.09.2004	55
4.2	09.11.2004	59
4.3	21.03.2005	64

4.4	28.05.2005	70
4.5	19.07.2006	75
5	Zusammenfassung und Ausblick	84
6	Anhang	88
6.1	Antennencharakteristik	88
6.1.1	Einfache Antennen-Richtcharakteristik	89
6.1.2	Reale Richtcharakteristiken	90
6.2	Clutter Filter	92
6.3	Theoretische Beschreibung der Bahnkurve	94
	Literatur	99

Kapitel 1

Einstimmung und Motivation

1.1 Einstimmung

In gemütlicher Runde während Wartungsarbeiten, unterhalten sich zwei Niederschlagsradare über ihre jüngsten Erlebnisse. Sagt das eine: „Du, letzte Woche, da hab ich fast meinen Augen nicht getraut. Ich schau so wie immer in die Landschaft und plötzlich sehe ich den Odenwald mitten in der Luft schweben. Erst dachte ich, mein Hohlleiter hätte ein Korrosionsschaden, kann ja vorkommen. Aber nach einem kurzen Systemcheck, konnte ich dieses ausschließen. Nun, es sah jedenfalls ganz interessant aus. Aber irgendwie auch ein wenig unheimlich, da ich dafür bis jetzt keine Erklärung habe.“. Woraufhin das andere Radar erwidert: „Ich weiß, was Du meinst. Ich habe auch die gleiche Beobachtung letztes Frühjahr gemacht. Da konnte ich den Mont Sainte Odile in den Vogesen erblicken, der irgendwie vom Boden abgehoben war. Ich wollte eigentlich nicht darüber sprechen, weil ich dachte man macht sich dann über mich lustig und erzählt rum, ich würde schielen, was mich dann wohl meinen Job kosten würde. Doch wenn Du so etwas auch gesehen hast, dann muß da etwas dran sein.“. Da dreht sich eine Person vom Nachbartisch um, die der Unterhaltung neugierig gelauscht hat. Schließlich sitzen ja nicht alle Tage Niederschlagsradare neben einem: „Entschuldigen sie bitte. Ich wollte nicht unhöflich sein, aber was sie da erzählen hört sich ganz interessant an und ich glaube, dass ich für die Phänomene, von denen sie eben

berichtet haben, eine Erklärung geben kann. Wenn es ihnen nichts ausmacht, dann würde ich mich gerne an ihrem Gespräch beteiligen.“. „Ach, wir sind partout nicht geheimniskrämerisch. Wir freuen uns immer, wenn sich mal ein Mensch sich traut uns anzusprechen. Und da Sie erwähnt haben, dass Sie uns vielleicht weiter helfen können, dann setzten Sie sich doch bitte zu uns.“. Nachdem die Runde so erweitert, der erste Begrüßungsschluck genommen und, auf Initiative der Radare (bei ihnen ist es so üblich) das Du eingeführt wurde, was natürlich einen zweiten Schluck zur Folge hatte, widmen sich die Drei wieder dem Thema zu und es entwickelt sich eine lebhafte und spannende Unterhaltung. „Nun,“, fängt die Person an, „bei uns Menschen kommt so etwas, wovon ihr gerade berichtet habt, auch vor und in alten Zeiten, als das Menschengeschlecht auch noch so jung war wie euer Niederschlagsradargeschlecht, da waren wir ebenso verwundert und manche sind es noch heute. Bei uns nennt man solche Phänomene Luftspiegelungen. Früher wurden dabei etliche Vorhersehungen hinein interpretiert, aber nachdem man ein wenig mehr über die Ausbreitung des Lichts heraus fand, konnte man diese ganz einfach auf eine physikalische Erscheinung „herabreduzieren“. Ein interessantes Zeugnis findet sich übrigens im bekannten Buch „Der Schimmelreiter“ von Theodor Storm:

Man hatte sie in den Kissen aufgerichtet, und ihre Augen gingen durch die kleinen bleigefästen Scheiben in die Ferne; es mußte dort am Himmel eine dünnere obere Luftschicht über einer dichteren liegen, denn es war hohe Kimmung, und die Spiegelung hob in diesem Augenblicke das Meer wie einen flimmernden Silberstreifen über den Rand des Deiches, so daß es blendend in die Kammer schimmerte; auch die Südspitze von Jever sand war sichtbar.

Bei euch ist es quasi genauso. Da nennt man ein solches Phänomen ein „Anaprop echo“. Anaprop ist im Englischen eine Abkürzung für anomalous propagation und bedeutet übersetzt anomale Ausbreitung. Dabei wird der Radarstrahl, den ihr aussendet mehr als normal gekrümmt und trifft in einiger Entfernung auf die Erde. Da ihr aber denkt, vereinfacht gesagt, dass der Strahl eigentlich mehr oder weniger deutlich über der Erde sein müsste, seht ihr das Echo vom Boden abgehoben. Doch dies ist nur eine grobe Erklä-

rung. “. „Danke, jetzt haben wir eine gewisse Ahnung, aber könntest Du es uns etwas ausführlicher erklären. Denn wir müssen mit unseren Sichtungen ja auch einige weitere Aufgaben erledigen und da ist es nützlich es ein wenig detaillierter zu kennen.“. „Klar, das mache ich gerne.“

1.2 Motivation

Ursprünglich entwickelt für den militärischen Gebrauch, hat sich die Nutzung eines Radars in der Meteorologie als Fernerkundungsverfahren als sehr hilfreich erwiesen. Ein meteorologisches Radarsystem strahlt dabei über eine Antenne einen auf ca. 1° gebündelten elektromagnetischen Puls von bekannter Frequenz, Länge und Leistung ab. Dieser wird in der Atmosphäre von Niederschlagsteilchen zum Teil zurück zur Antenne reflektiert und dort empfangen. Aus der Laufzeit sowie aus der Stärke des Empfangssignals lassen sich nun wertvolle Aussagen über die Entfernung, die Größe und die Beschaffenheit der Niederschlagsteilchen bestimmen. Dazu lässt sich bei geeigneter Auslegung des Radarsystems über die Frequenzverschiebung des rückgestreuten Signals im Vergleich zum ausgesendeten Signal (Dopplerverschiebung) auch die radiale Geschwindigkeit der Niederschlagsteilchen messen und somit Aussagen über die Windgeschwindigkeit treffen. Allerdings nicht nur Niederschlagsteilchen reflektieren die ausgesandte Strahlung, auch von anderen „nicht-meteorologischen“ Objekten werden messbare Echos erzeugt. Wie zum Beispiel von:

- der Boden-, Seeoberfläche im allgemeinen
- Bergen
- Vögeln
- Insekten in niedriger Höhe
- Dünnen Metallstreifen (Chaff), die von Militärflugzeugen zur absichtlichen Störung abgeworfen werden
- festen Objekten wie Gebäuden und Flugzeugen

Vor allem die Bodenechos erzeugen zum Teil erhebliche Reflektivitäten, sogenannten Clutter, der zur Niederschlagserfassung aus den Messwerten entfernt werden muss. Dabei kann bei Clutter zunächst unterschieden werden zwischen normalem, bei dem durch die benachbarte Topographie selbst bei normaler Strahlausbreitung permanent Radar-Echos auftreten, und anomalen, zeitlich und räumlich stark variierenden Bodenechos, die bei deutlichen Abweichungen der Strahlausbreitung von den normalen Verhältnissen entstehen.

Während normaler Clutter aufgrund seines permanenten Auftretens recht gut herausgefiltert werden kann (vgl. Anhang, Kapitel 6.2), bereitet die Erfassung der anomalen Echos weiterhin Schwierigkeiten. Denn obwohl eine geübte Person „nicht - meteorologische Verunreinigungen“ in Radar-Echos in der Regel aus der Erfahrung gut erkennen kann, kann es gerade bei den zunehmenden automatisierten Auswerteprozeduren zu zum Teil erheblichen Fehlern kommen, wenn die Bodenechos nicht ausreichend herausgefiltert werden. Neben dem vermehrten Eingang von Radarmessungen in die Datenassimilation numerischer Wettervorhersagemodelle, beinhaltet dieses Problem beispielsweise auch allgemein die Erzeugung von Regensummen. So kann, wie von Moskowicz et al. (1994) für einen Fall von anomaler Strahlausbreitung in Polen gezeigt, die lokale Niederschlagssumme durch anomale Bodenechos durchaus viermal größer sein als für durchschnittlichen Starkregen und insgesamt der Anteil von anomalen Bodenechos bis zu 97 % der gesamten Monatsniederschlagssumme ausmachen.

Allgemein ist dieser Fehler, bzw. generell das Auftreten bei Meeresfernen Standorten wie Karlsruhe zwar deutlich geringer, in speziellen extremen Situationen treten aber auch hier starke Fehlechos durch die anomale Strahlausbreitung auf.

Kapitel 2

Grundlagen der Strahlausbreitung

2.1 Physikalische Grundlagen

Um die Position eines reflektierenden Teilchens festzustellen, misst man zum einen die Laufzeit des Signals, also die Zeit, die zwischen Aussendung und Empfang des Pulses vergeht, und nimmt zum anderen die Antennenposition (Azimut- und Elevationswinkel) bei der Aussendung des Puls sowie die Geschwindigkeit mit der sich der Puls bewegt. Zur genauen Positionsbestimmung fehlt somit nur noch die Kenntnis davon, wie der Weg beschaffen ist, den der Radarpuls in der Atmosphäre mit Lichtgeschwindigkeit zum Teilchen hin und wieder zurück nimmt. Damit führt die Frage nach der Teilchenposition zum Problem der Ausbreitung der Radarstrahlen in der Atmosphäre zurück. Als befriedigende Näherung kann die Ausbreitung der Radarstrahlen in der Atmosphäre mit den Mitteln der geometrischen Optik beschrieben werden. Dabei ist die Wellennatur der Radarstrahlen zunächst von untergeordneter Bedeutung. Hauptsächlich kommt es auf die Ausbreitungsrichtung an.

In isotropen Medien ist die Ausbreitungsrichtung einer Welle durch die Normale auf der Phasenfläche der Welle bestimmt. In der geometrischen Optik werden diese Normalen als Strahlen bezeichnet.

Grenzt man die Welle - wie beim Radar - ein, so nennt man den begrenzten Teil dieser Welle ein Strahlenbündel (vgl. Abbildung 2.1). Das Strahlenbün-

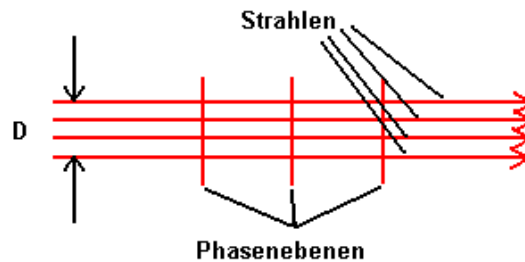


Abbildung 2.1: Schema eines Bündels von Strahlen mit Querschnitt D und mit Phasenebenen

del kann dabei als Gesamtmenge aller Strahlen aufgefasst werden, die den Bündelquerschnitt D ausfüllen. Neben dem Querschnitt und der Ausbreitungsrichtung ist es dazu möglich dem Strahlenbündel Welleneigenschaften, wie Wellenlänge, Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Polarisation und Intensität zuzuordnen.

Die Beschreibung einer räumlich begrenzten, fortschreitenden Welle durch Strahlen oder Strahlenbündel ist natürlich nur eine Näherung. Da aber im Inneren des Strahlenbündels die Änderung der Feldstärke quer zur Ausbreitungsrichtung relativ langsam erfolgt, sind die kleinen Ungenauigkeiten der Näherung tolerierbar. Nicht mehr zu vernachlässigen sind jedoch Beugungseffekte, wenn am Rand des Bündels jedoch abrupte Intensitätsänderungen auftreten. Nur wenn der Strahlenbündelquerschnitt gegenüber der Wellenlänge groß genug ist, können Beugungserscheinungen im Allgemeinen unberücksichtigt bleiben. In diesem Fall kommt man mit der Näherungsgenauigkeit der geometrischen Optik aus und kann beim Radarstrahl mit den erzielten Näherungen weiterrechnen. Der Vorteil ist: Man kann den Strahl idealisieren und als eine geometrischen Linie mit dem Querschnitt von Null behandeln. Die Ausbreitung eines Strahlenbündels kann nun generell durch den Brechungsindex n bestimmt werden. Die Geschwindigkeit der elektromagnetischen Strahlung hängt dabei von dem Medium ab in dem sich die Strahlung ausbreitet. Im Vakuum bewegt sich die Strahlung nach aktuellen Messergebnissen mit einer Geschwindigkeit von 299792458 ± 10 m/s. Wenn sich aber die elektromagnetische Strahlung in einem anderen Medium, wie zum Bei-

spiel der Luft, ausbreitet, so ist die Geschwindigkeit etwas langsamer. Der Brechungsindex n gibt nun das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zur Lichtgeschwindigkeit im betreffenden Medium an. Mathematisch ausgedrückt lautet das:

$$n = \frac{c}{u}$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und u die Lichtgeschwindigkeit im betrachteten Medium ist, so dass n immer größer oder gleich 1 sowie dimensionslos, ist.

Genaugenommen hat der Brechungsindex elektromagnetischer Strahlung zwar zwei Komponenten und wird als eine komplexe Zahl definiert:

$$m = n - ik$$

Der Realteil n gibt hier das oben beschriebene Verhältnis an. Der Imaginärteil k , der vom Absorptionskoeffizienten des Mediums abhängt, ist jedoch bei durchsichtigen Medien vernachlässigbar, so dass im Folgenden nur der Realteil betrachtet wird.

In Bezug auf den Brechungsindex ist die Atmosphäre ein inhomogenes Medium, bei dem sich somit der Brechungsindex kontinuierlich ändert. Dies folgt allein schon aus der Tatsache, dass von den bodennahen Gegebenheiten zum Vakuum im interplanetaren Raum die Lichtgeschwindigkeit vom Wert n auf den Wert c zunehmen muss. Damit kommt es bei der Ausbreitung des Strahlenbündels zu einer Krümmung (Refraktion), die anhand der Abbildung 2.2 erklärt werden soll. In der Abbildung ist ein Strahlenbündel zu sehen, das sich mit der Phasengeschwindigkeit c/n im Medium ausbreitet (c die Lichtgeschwindigkeit und n der Realteil des komplexen Brechungsindex des Mediums). Der Brechungsindex n ändert sich nun quer zur Ausbreitungsrichtung und somit längs einer Phasenebene. Der Vektor ∇n zeigt in Richtung wachsender Werte von n , so dass die höhere Phasengeschwin-

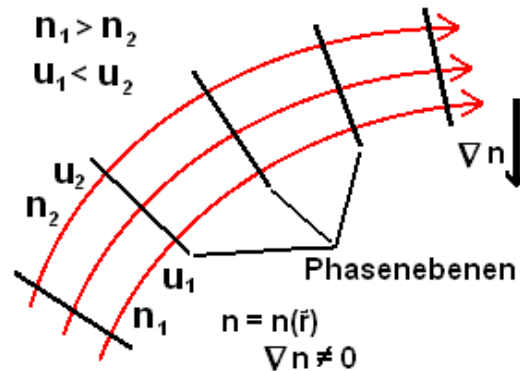


Abbildung 2.2: Modell der Ausbreitung eines Lichtbündels in einem optisch inhomogenen Medium mit ∇n , \vec{r} = Ortsvektor

digkeit im Beispiel der Abbildung oben außen liegt, während die größeren Werte von n - und somit die geringere Phasengeschwindigkeit - unten innen liegen. Dadurch breiten sich die einzelnen Strahlen des Strahlenbündels mit einer unterschiedlichen Geschwindigkeit aus, und die Bahn des Strahlenbündels wird gekrümmt. Die Krümmung ist folglich umso größer, je mehr sich die Komponente des Brechungsindex senkrecht zum Strahlenbündel ändert. Kein Richtungsablenkung erfolgt dagegen durch die Komponente des Brechungsindex parallel zum Strahlenbündel.

Zusammenfassend kann also gesagt werden: Wenn sich der Brechungsindex senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ändert, dann wird der Weg des Strahlenbündels gekrümmt. Zwar liegt der Brechungsindex in der Atmosphäre auf Meereshöhe meist bei Werten um 1 (unter Standardbedingungen sind es 1.00029). Das bedeutet aber: die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist nur fast so schnell wie die Lichtgeschwindigkeit c - wohlgemerkt: nur fast und selbst kleine Änderungen können große Unterschiede ausmachen.

In der realen Atmosphäre hängt der Brechungsindex im Bereich, der für die Mikrowellenstrahlung von Belang ist, hauptsächlich vom Luftdruck, der Lufttemperatur und der Luftfeuchte ab. Andere Abhängigkeiten, wie beispielsweise der von der Wellenlänge, von dem Vorhandensein von Ionen sowie Wolken- und Niederschlagspartikeln können vernachlässigt werden, da ihre Effekte bei

ansonst gleichen Bedingungen zu klein sind, bzw. im Atmosphärenbereich, der hier relevant ist, ignoriert werden können. Da alle Parameter stetig im Raum verlaufen, ist auch der Brechungsindex eine stetige Feldfunktion. Um den Brechungsindex als Funktion des Luftdrucks p_d von trockener Luft, der Lufttemperatur T und des Wasserdampfpartialdrucks e für den Mikrowellenbereich angeben zu können, sind semiempirische Beziehung erstellt worden. So wurde, ausgehend vom Debye-Modell, aus der Polarisierbarkeit der neutralen Moleküle und der Orientierung der permanenten Dipolmomente des Wasserdampfes von Bean und Dutton (1968) folgende Formel für den Brechungsindex der Luft für elektromagnetische Wellen ermittelt:

$$N = (n - 1) \times 10^6 = c_1 \frac{p_d}{T} + c_2 \frac{e}{T} + c_3 \frac{e}{T^2} \quad (2.1)$$

wobei $c_1 = 77.6 \text{ K hPa}^{-1}$, $c_2 = -6.0 \text{ K hPa}^{-1}$ und $c_3 = 3.75 \times 10^5 \text{ K}^2 \text{ hPa}^{-1}$ sowie p_d in hPa und T in K anzugeben sind.

Der Ausdruck $N := (n - 1) \times 10^6$ wird als Refraktivität bezeichnet und hängt mit der menschlichen Vorliebe zusammen mit Zahlen zwischen 0 und 1000 zu arbeiten. Beim durchschnittlichen Wert von $n = 1.00029$ ist N demnach 290.

Wie Labormessungen ergeben haben, kann mit dieser Formel der Brechungsindex n bis zu einer Frequenz von 30 GHz auf 0.5 % genau bestimmt werden (ITU 1999).

Davon ausgehend wird häufig eine weitere Vereinfachung vorgeschlagen (Bean and Dutton 1968, Bech 2000 und ITU 1999):

$$N = (n - 1) \times 10^6 = \frac{77.6}{T} \left(p + \frac{4810 e}{T} \right) \quad (2.2)$$

wobei $p = p_d + e$ der Druck von feuchter Luft ist.

Im Bereich von Temperaturen zwischen -50 und 40 °C besitzt diese Näherung eine Abweichung von Gl. 2.1 von gerade mal 0.02% und der Vorteil hierbei ist, dass man die Formel auch als Summe zweier Terme schreiben kann:

$$N = (n - 1) \times 10^6 = 77.6 \frac{p}{T} + 3.732 \times 10^5 \frac{e}{T^2} \quad (2.3)$$

Der erste Term lässt sich nun für eine feuchte Atmosphäre als Druckterm N_p ($d = \text{pressure}$) und der zweite als Wasserdampf-Term N_w ($w = \text{water vapor}$) interpretieren. Allerdings obwohl für eine feuchte Atmosphäre das erste Glied - der Term N_p - am durchschnittlichen N -Wert am Boden von 290 sogenannten N -Einheiten mit etwa 80 % und das zweite Glied - der Term N_w - mit 20 % beteiligt ist, zeigt sich, dass insgesamt - im Hinblick auf den relevanten Gradienten - gerade die Änderungen von N_w den größten Einfluss ausüben.

Dies kann allgemein durch die partielle Ableitung von Gl. 2.2 gezeigt werden:

$$\frac{\partial N}{\partial z} = \frac{77.6}{T} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{T^2} \left(77.6 p + \frac{7.464 \times 10^5 e}{T} \right) \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{3.732 \times 10^5}{T^2} \frac{\partial e}{\partial z} \quad (2.4)$$

Im Rahmen der real auftretenden Werte sind hierbei die Änderungen des Wasserdampfdruckes dominant, während die Änderungen der Temperatur schon einen kleineren und Luftdruckänderungen den geringsten Beitrag liefern (Fabry 1997).

2.2 Herleitung der Strahlausbreitung

Um - in Kenntnis der Verteilung des Brechungsindex im Raum - die Ausbreitung eines Radarstrahlbündels mit den Mitteln der geometrischen Optik zu berechnen, greift man auf das Fermat'sche Prinzip zurück (Abb.2.3). Es besagt: Lichtstrahlen, die vom Punkt $P1$ ausgesandt werden, werden den Punkt $P2$ immer auf einem Wege minimaler Laufzeit erreichen. Oder anders ausgedrückt: der optische Weg zwischen zwei Punkten $P1$ und $P2$ muss minimal sein.

Mathematisch lässt sich diese Forderung in Bezug auf einen kontinuierlichen Brechungsindex durch die Variation δ eines Laufzeitfunktionals S beschreiben:

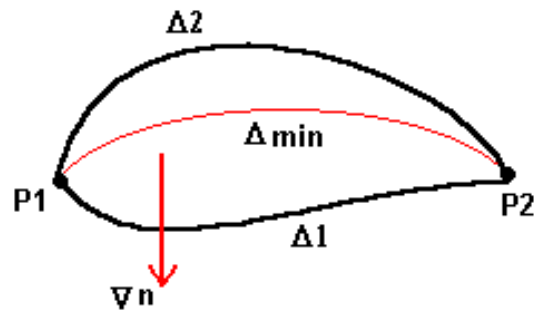


Abbildung 2.3: Modell des Fermat'schen Prinzips

$$S = \int_{P1}^{P2} \frac{n}{c} dl = \min \iff \delta S = 0 \quad (2.5)$$

Dabei ist jedoch zu beachten, dass folgende Voraussetzungen (Bean und Dutton 1968) erfüllt sein müssen:

- Der Brechungsindex darf sich innerhalb einer Wellenlänge nicht zu stark ändern.
- Der relative Abstand zwischen benachbarten Strahlen (anfänglich parallel) muss innerhalb einer Wellenlänge ebenfalls gering sein.

Die erste Voraussetzung wird nicht erfüllt, wenn - was in der Atmosphäre aber nicht vorkommt - eine Diskontinuität des Brechungsindex vorliegt oder wenn die hier interessierende Radialkomponente des Gradienten des Brechungsindex (dn/dr) besonders groß wird. In diesem Fall wird auch die zweite Voraussetzung nicht erfüllt, die sich unmittelbar aus dem Fermat'schen Prinzip der geometrischen Optik ergibt. Denn das Strahlenbündel fächert quasi auf und lässt sich nicht mehr als solches beschreiben.

Bei der weiteren Ableitung der Strahlausbreitung werden nun beide Voraussetzungen als erfüllt angenommen, sowie eine horizontale Homogenität des Brechungsindex. Zwar ist dies nie ganz unter aktuellen atmosphärischen

Bedingungen realisiert, ein gewisse horizontale Inhomogenität ist immer vorhanden, jedoch wirkt sich diese Annahme im Rahmen der Genauigkeit nicht merklich auf das Ergebnis aus, da, wie erwähnt, die vertikale Variationen von Temperatur, Luftdruck und Luftfeuchte der deutlich führende Faktor darstellt und den Effekt der horizontalen Inhomogenität mehr als verwischt. Somit ist es gerechtfertigt, dass der Brechungsindex im Folgenden nur als eine Funktion der Höhe h über dem Meeresniveau der kugelförmigen Erde mit dem Radius a_e angenommen wird, also dass es sich um ein kugelsymmetrisches Brechungsindexfeld $n(h)$ handelt.

Um jetzt anhand des Fermat' schen Prinzips den Weg der Radarstrahlen berechnen zu können, sind zwei verschiedene Ansätze möglich. Zum einen lässt sich zunächst die jeweilige Krümmung der Strahlbahn unter Voraussetzung eines horizontal homogenen und damit nur vertikal geschichteten Mediums aus den geometrischen Optik bekannten Brechungsgesetzen berechnen. Zum anderen kann mit Methoden der Variationsrechnung aus dem Laufzeitfunktional (2.7) eine Euler-Lagrange-Gleichung aufgestellt werden, die das Funktional minimal werden lässt, um dann für die Bahnkurve eine exakte nichtlineare gewöhnliche Differentialgleichung 2. Ordnung abzuleiten. Während der zweite Weg im Hinblick auf eine numerische Berechnung der Bahnkurve von Vorteil ist und auch im Rahmen dieser Arbeit dazu benutzt wird, erweist sich der erste (klassische) Weg als sinnvoll um vorerst den Einfluss der Größe dn/dh etwas mehr zu verdeutlichen und ein Ausbreitungs-Modell mit einem effektiven Erdradius sowie eine modifizierte Refraktivität einzuführen. Aus diesem Grund werden nun beide Ansätze angegeben:

2.2.1 Modell des effektiven Erdradius

Bei ebener Erde und ebener Schichtung des Brechungsindex n gilt das Snellius-Brechungs-Gesetz:

$$n \cos \varphi = \text{konst.} \quad (2.6)$$

wobei φ der Azimutwinkel des Strahls gegen die Horizontale ist. Bei einer sphärisch gekrümmten Erde und einer sphärischen Schichtung des Brechungs-

index n geht das Snellius-Gesetz über in:

$$n r \cos \varphi = \text{konst.} \quad (2.7)$$

Dabei bedeutet φ der Azimutwinkel der Bahnkurve gegenüber der jeweiligen Kugelschale mit dem Radius $r = a_e + h$. Aus dem totalen Differential der Glg. 2.7:

$$r \cos \varphi \, dn + n \cos \varphi \, dr - n r \sin \varphi \, d\varphi = 0 \quad (2.8)$$

und $dr = dh + da_e = dh$ (wegen $da_e = 0$, da $a_e = \text{konst.}$)

ergibt sich die Krümmung der Strahlbahn in dem vertikal geschichteten Medium:

$$\frac{d\varphi}{dh} = \cot \varphi \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{1}{r} \right) \quad (2.9)$$

Allerdings wird allgemein zur Beschreibung der Strahlbahn die Richtungsänderung $d\tau$ der Strahlbahn benötigt. Diese ist nicht identisch mit $d\varphi$, da $d\varphi$ der Erhebungswinkel gegen die jeweilige Tangente an die Kugel mit dem Radius r ist.

Mit Abbildung 2.4 gilt:

$$\varphi_0 + d\vartheta = \varphi + d\tau,$$

wobei φ_0 beim Radarstrahl die Anfangselevation ε darstellt.

und

$$d\tau = \varphi_0 - \varphi + d\vartheta = d\vartheta - d\varphi$$

Daneben gilt auch:

$$d\vartheta = \frac{dh}{r} \cot \varphi$$

Aus

$$\frac{d\tau}{dh} = \frac{d\vartheta}{dh} - \frac{d\varphi}{dh}$$

und Gleichung 2.9 ergibt sich daher

$$\frac{d\tau}{dh} = -\cot \varphi \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \quad (2.10)$$

Der Krümmungsradius ρ der Strahlenbahn ist definiert durch $\rho \, d\tau = dl$, wobei dl die Länge des Bahnelements ist. Da nun $dl = dh / \sin \varphi$ ergibt sich

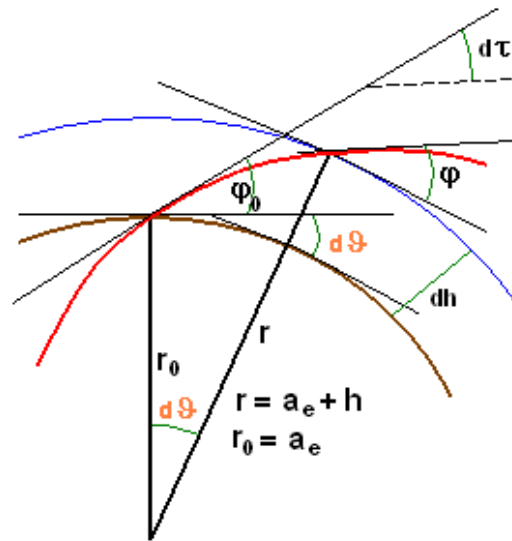


Abbildung 2.4: Zur Herleitung der Differentialgleichung der Strahlbahn, mit der Strahlbahn als rote Linie, φ und φ_0 dem Erhebungswinkel der Bahnkurve gegenüber der jeweiligen Kugelschale r und r_0 und $d\tau$ der Richtungsänderung der Strahlbahn

letztendlich

$$\frac{1}{\rho} = -\cos \varphi \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \quad (2.11)$$

Für eine einfache Näherung kann man nun davon ausgehen, dass φ sehr klein und n etwa $= 1$ ist, so dass Gleichung 2.11 übergeht in:

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{dn}{dh} \quad (2.12)$$

Ein mit der Höhe zunehmender negativer Gradient von n ergibt ein positives ρ und eine der Erde zugewandte Krümmung. Ein positiver Gradient von n liefert ein negatives ρ und eine Krümmung von der Erde weg. Für eine analytische Lösung der Differentialgleichung 2.12 muss nun noch der differentialgeometrische Ausdruck für den Krümmungsradius ρ eingeführt werden. Allerdings soll (wie erwähnt) diese Form hier nur dazu verwendet werden, um den Einfluss der Größe dn/dh etwas mehr zu verdeutlichen und ein Ausbreitungs-Modell mit einem effektiven Erdradius sowie eine modifizierte Refraktivität einzuführen. Mit den Näherungen $h \ll a_e$ und $dn/dh \ll 1$

sowie der Relation:

$$r = a_e + h = a_e \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) \quad (2.13)$$

und der Taylor-Entwicklung

$$n = n_0 + h \frac{dn}{dh} = n_0 \left(1 + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dh} h \right) \quad (2.14)$$

mit dem Brechungsindex am Boden n_0 folgt aus dem Brechungsgesetz 2.7:

$$\left[1 + \left(\frac{1}{a_e} + \frac{dn}{dh} h \right) \right] \cos \varphi = \cos \varphi_0 \quad (2.15)$$

Für $\frac{dn}{dh} = 0$ ergibt dabei einerseits diese Gleichung die Bahnkurve über einer sphärisch, atmosphärefreien Erde mit dem Radius a_e , wobei die Bahnkurve in diesem speziellen Fall geradlinig ist. Andererseits stehen in dieser Formel die Erdkrümmung $1/a_e$ und die Bahnkrümmung $-1/n = 1/\rho$ gleichwertig zusammen. Damit kann $1/a_e$ auch als Gradient einer fiktiven Atmosphäre gedeutet werden, bzw. dn/dh als Krümmung einer fiktiven Erde. Außerdem kann man auch beide Krümmungen zusammenfassen und als effektive Krümmung einer äquivalenten Erde deuten, die sich dann in einem atmosphärefreien Raum befindet. Faßt man also $1/a_e + dn/dh$ als effektive Krümmung einer äquivalenten Erde mit dem Radius $k a_e$ auf, dann folgt für k aus

$$\frac{1}{k a_e} = \frac{1}{a_e} + \frac{dn}{dh}$$

der Wert

$$k = \left(1 + a_e \frac{dn}{dh} \right)^{-1} \quad (2.16)$$

Aus langjährigen Beobachtungen ergibt sich als Mittel über alle zeitlich und räumlich beobachteten $N(h)$ -Profile für den Gradienten des Brechungsindex in den bodennahen Schichten der Atmosphäre ein nahezu konstanter Wert von -39 N-Einheiten/km, bzw. $dn/dh = -39 \times 10^{-6} \text{km}^{-1}$. Dies ist jedoch gleich $-(4 a_e)^{-1}$, so dass in Gleichung (2.16) $k = 4/3$ wird und der effektiver Erdradius $r = k a_e = 1.33 \times 6371 \text{ km} = 8500 \text{ km}$. Damit breiten sich also Wellen über einer sphärischen Erde mit dem Radius $k a_e$ so aus, als ob

keine Atmosphäre vorhanden wäre. Die Strahlenbahnen sind dann gradlinig. Dieser Ansatz hat sich dabei als sehr nützlich erwiesen und ist im operativen Betrieb eines Niederschlagsradars eine oft benutzte Näherung. Denn im Normalfall ist eine Positionsbestimmung eines reflektierenden Teilchens auf Basis der exakten Gleichungen und der genauen Kenntnis der aktuellen Brechungsindexverteilung nicht verfügbar. Zudem wäre ein solches Vorgehen zeitlich und von den Ressourcen viel zu aufwendig, selbst wenn man den aktuellen Zustand der Atmosphäre kennen würde. Zwar gilt die Herleitung dieses 4/3-Erde-Modells nur für kleine Anfangswinkel und eine lineare Abnahme des Brechungsindex mit der Höhe, jedoch genügt dies im Normalfall den Anforderungen. Denn einerseits interessiert man sich meist für Höhen bis 12 km, so dass bei einem steileren Anfangswinkel, auch die Strahlbahnen kürzer und die Abweichungen von der realen Brechungsindexverteilung weniger bemerkbar werden. Andererseits wird auch mit größerem Anfangswinkel der Einfluss der Refraktion kleiner, da, wie oben gezeigt, nur die Komponente des Brechungsindexgradienten senkrecht zum Strahl eine Krümmung bewirkt. Allerdings dadurch ist dann auch wieder gerade bei sehr kleinen Elevationswinkeln unter 0.5° , bei denen in bestimmten Situationen ein erheblicher Brechungsindexgradient mit der Höhe auftritt, diese Näherung nicht mehr ausreichend. Durch die große Komponente des Brechungsindexgradienten senkrecht zum Strahl übersteigt die reale Refraktion deutlich die im 4/3-Erde Modell angenommene und die realen Strahlbahnen, bzw. die reale Position des reflektierenden Teilchens können stark von denen des Modells abweichen. Zur Untersuchung dieser Situationen ist es daher notwendig eine exakte Ausbreitungsformel aufzustellen, deren Herleitung im nächsten Abschnitt vorgenommen wird.

Zuvor soll die aufgezeigte Näherung aber noch dazu benutzt werden, die modifizierte Refraktivität M zu definieren. Wird in Gleichung (2.15) der Term $1/a_e$ als zusätzlicher Brechungsindexgradient einer fiktiven Atmosphäre interpretiert, so dass

$$\frac{dm}{dh} := \frac{1}{a_e} + \frac{dn}{dh} \quad (2.17)$$

wird, dann erhält man den fiktiven, modifizierten Brechungsindex:

$$m := n + \frac{h}{a_e} \quad (2.18)$$

bzw. die fiktive, modifizierte Refraktivität

$$M := N + \frac{10^6 h}{a_e} \quad (2.19)$$

wobei h die Höhe über der Erdoberfläche ist. Die modifizierte Refraktivität erweist sich als sehr nützlich bei der Charakterisierung der verschiedenen Ausbreitungsbedingungen. Für ein höhenkonstante modifizierte Refraktivität ist die Krümmung der Strahlbahn nämlich genau gleich der Erdkrümmung, während für negative vertikale Gradienten der modifizierte Refraktivität die Krümmung des Strahls stärker als die Erdkrümmung ist. Der Strahl wird sogar nach unten gebogen.

2.2.2 Exakte Differentialgleichung der Bahnkurve

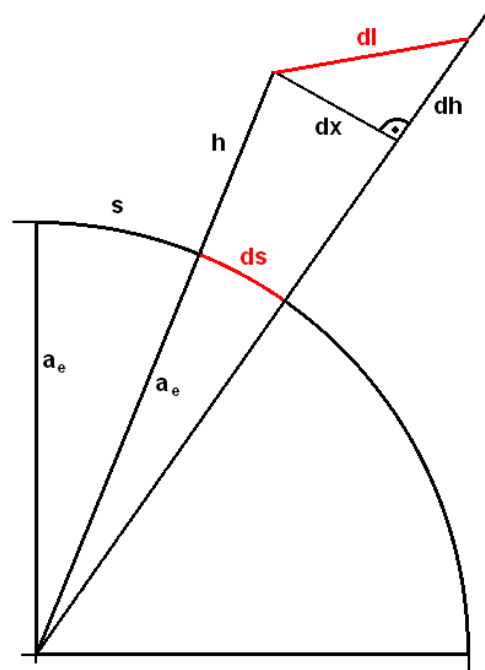
Zur Herleitung einer exakten Differentialgleichung der Bahnkurve wird zunächst das Linienelement dl in Formel (2.5) in ein Bogenelement ds auf der Erdoberfläche in Meereshöhe transformiert (vgl. Abb 2.5) (Blahak 2004). Dabei soll s die Entfernung auf einem Großkreis der Erde in Meereshöhe vom Radar bezeichnen.

Mit den Bezeichnungen der Zeichnung (2.5) folgt:

$$\begin{aligned} dx &= \frac{a_e + h}{a_e} ds \\ dl^2 &= dh^2 + dx^2 \\ \Rightarrow dl^2 &= dh^2 + \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2 ds^2 \\ \Rightarrow dl &= \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2} ds \end{aligned}$$

Mit dieser Transformation resultiert aus Gleichung (2.5) folgendes Funktional:

$$S = \frac{1}{c} \int_{P1}^{P2} n(h) \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2} ds = \min \quad (2.20)$$

Abbildung 2.5: Transformation des Linienelements dl nach ds

wobei $L = n(h) \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2} = L\left(h, \frac{dh}{ds}\right)$

Mit den Methoden der Variationsrechnung lautet die Euler-Lagrange-Gleichung des Laufzeitfunktionals, das die Bahnkurve minimal werden lässt:

$$\frac{\partial L}{\partial h} - \frac{d}{ds} \left(\frac{\partial L}{\partial (dh/ds)} \right) = 0 \quad (2.21)$$

Als Lösung ergibt sich durch einige Umformungen und mit den Methoden der Differentialrechnung (siehe Anhang, Kapitel 6.3) folgende nichtlineare gewöhnliche Differentialgleichung 2. Ordnung:

$$\frac{d^2 h}{ds^2} - \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{2}{a_e + h} \right) \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 - \left(\frac{a_e + h}{a_e} \right)^2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{1}{a_e + h} \right) = 0 \quad (2.22)$$

Mit den Randbedingungen

$$h(s = 0) = h_0 \quad (2.23)$$

$$\frac{dh}{ds}(s = 0) = \frac{a_e + h_0}{a_e} \tan \varepsilon \quad (2.24)$$

liefert die Lösung der Gleichung (2.22) die Ausbreitungskurve des Radarstrahls. Dabei befindet sich das Radar bei $s = 0$ und in der Höhe h_0 über dem Meeresspiegel. ε bezeichnet den Elevationswinkel mit dem der Strahl am Radarstandort ausgesandt wird. Bei der speziellen Durchführung der Ausbreitungsrechnung des Radarstrahls anhand von Gleichung (2.22) ist man nun gezwungen, da im allgemeinen n nicht als analytische Funktion von h vorliegt, sich numerischer Verfahren zu bedienen, die im folgenden Abschnitt eingehender beschreiben werden.

2.2.3 Numerische Realisierung der Strahlausbreitungsrechnung

Bei der speziellen Durchführung der Berechnung der Strahlausbreitung liege nun (beispielsweise aus einem Radiosondenaufstieg) als Ausgangssituation eine Verteilung der verschiedenen Parameter (Temperatur, Luftdruck und spezifische Feuchte), die die Größe des Brechungsindex n bestimmen, vor. Somit kann man aus Gleichung (2.1) eine Verteilung des Brechungsindex sowie seines Gradienten bestimmen. Zusammen mit den Anfangsbedingungen, wie dem Elevationswinkel ε und Höhe der Radarantenne, hat man nun alle Zutaten zusammen, um numerisch die Gleichung (2.22) zu lösen, bzw. den Strahlweg zu berechnen. Als numerisches 'Rezept' bietet sich das klassische Runge-Kutta-Verfahren an. Es handelt sich dabei um ein explizites 4-stufiges Einschrittverfahren der numerischen Mathematik zur näherungsweisen Lösung von Randwert-Problemen (Gewöhnliche Differentialgleichungen).

Im klassische Runge-Kutta-Verfahren werden nun (wie bei den meisten numerischen Lösungsverfahren für Differentialgleichungen) die Differentialgleichung die Differentialquotienten durch (endliche) Differenzenquotienten ersetzt. Die bei nichtlinearen Funktionen notwendigerweise auftretenden Fehler

(es werden sämtliche höheren Glieder der Taylor-Entwicklung vernachlässigt) können durch geeignete Kombinationen verschiedener Differenzenquotienten teilweise kompensiert werden. Das Runge-Kutta-Verfahren ist nun eine solche Kombination, die Diskretisierungsfehler bis zur dritten Ableitung kompensiert. Dabei wird ausgehend von einem Randwert ($Z(s_0)$) und der Differentialgleichung ($Z'(s) = f(s; Z(s))$) mit der gewünschten Schrittweite ds der nächste angenäherte Wert ($Z(s_0 + ds)$) nicht wie beim Euler-Cauchy-Verfahren nur durch die anfängliche Steigung $m = Z'(s_0)$ bestimmt, sondern von dem (mittels der gegebenen Differentialgleichung bekannten) weiteren Steigungsverhalten der Funktion Z abhängig gemacht. Dazu erstellt man zunächst mit einer gewissen Teil-Schrittweite „Hilfsprognosen“ (bzw. „Hilfssteigungen“) und mittelt diese dann passend. Beim hier verwendeten Runge-Kutta-Verfahren der 4. Stufe werden 4 „Hilfssteigungen“ (m_1, m_2, m_3 und m_4) berechnet, deren gewichtetes arithmetisches Mittel ($\bar{m} = \frac{1}{6} (m_1 + 2m_2 + 2m_3 + m_4)$) dann die zur linearen Fortsetzung der Funktion Z benutzte Steigung darstellt und durch die doppelte Gewichtung der beiden „mittleren Hilfssteigungen“ im Allgemeinen ein zusätzlicher Genauigkeitsgewinn erzielt wird. Da das Verfahren jedoch nur für gewöhnliche Differentialgleichungssysteme 1. Ordnung anwendbar ist, muss zunächst die Differentialgleichung (2.22) der 2. Ordnung in ein gekoppeltes System von zwei Differentialgleichungen der 1. Ordnung überführt werden. Mittels der einfachen Substitution $u := dh/ds$ kann man dieser Forderung bequem nachkommen und erhält man das gewünschte System von Differentialgleichungen 1. Ordnung für die Funktionen $h = h(s)$ und $u = u(s)$:

$$\frac{dh}{ds} = u \quad (2.25)$$

$$\frac{du}{ds} = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{2}{a_e + h} \right) u^2 + \left(\frac{a_e + h}{a_e} \right)^2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{1}{a_e + h} \right) \quad (2.26)$$

Definiert man nun einen Vektor $\vec{y} := (h, u)^T$, so folgt $d\vec{y}/ds := \left(\frac{dh}{ds}, \frac{du}{ds} \right)^T = \vec{f}(s, \vec{y})$ und das Lösungsschema ergibt sich wie folgt:

$$y_{i+1}^{\vec{}} = \vec{y}_i + \Delta s \vec{f} \quad \text{mit: } \Delta s = s_{i+1} - s_i = \text{konst.}$$

wobei:

$$\vec{f} = \frac{1}{6} (\vec{m}_1 + 2 \vec{m}_2 + 2 \vec{m}_3 + \vec{m}_4)$$

und

$$\vec{m}_1 = \vec{f}(s_i, \vec{y}_i)$$

$$\vec{m}_2 = \vec{f}(s_i + 0.5 \Delta s, \vec{y}_i + 0.5 \vec{m}_1 \Delta s)$$

$$\vec{m}_3 = \vec{f}(s_i + 0.5 \Delta s, \vec{y}_i + 0.5 \vec{m}_2 \Delta s)$$

$$\vec{m}_4 = \vec{f}(s_i + \Delta s, \vec{y}_i + \vec{m}_3 \Delta s)$$

Mit der Anfangsbedingung:

$$\vec{y}_0^T = \left(h(s=0), \frac{dh}{ds}(s=0) \right) = \left(h_0, \frac{a_e + h_0}{a_e} \tan \varepsilon \right)$$

und einer festen Schrittweite (Δs) erhält man nun eine Reihe von Funktionswerten $\vec{y}(s_l)$ an den Stellen $s_l = l\Delta s$ (mit $l \in \mathbb{N}_0$), wobei die erste Komponente von $\vec{y}(s_l)$ die gesuchten Werte der Funktion $h = h_l = h(s_l)$ darstellen, und somit den bei den gegebenen Bedingungen gesuchten Strahlweg.

2.3 Ausbreitung in der Atmosphäre

Aus den unterschiedlichen Verteilungen des Brechungsindex mit der Höhe ergeben sich nun unterschiedliche Strahlbahnen.

Im Normalfall ist der Strahl leicht gekrümmt, und zwar aufgrund der immer vorhandenen Druckabnahme: Dabei nimmt der Brechungsindex, wie in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, mit der Höhe im räumlichen und zeitlichen Mittel um

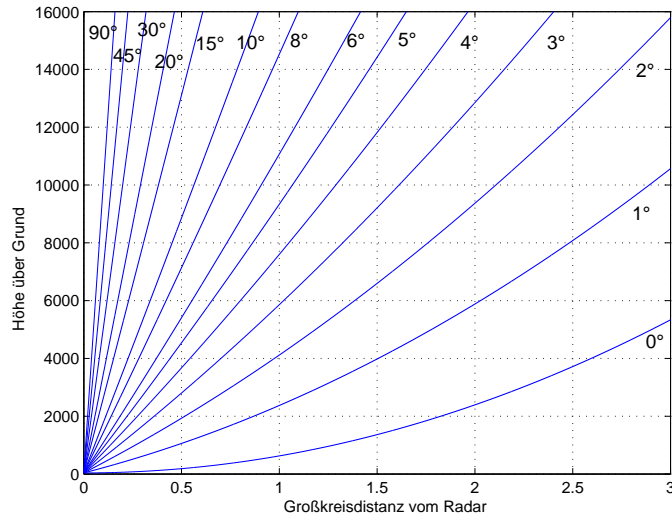


Abbildung 2.6: Höhe des Radarstrahls über Grund in m als Funktion der Großkreisdistanz vom Radar in 10^5 m für verschiedene Elevationswinkel ε wie angegeben

ungefähr $3.9 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ oder 39 N-Einheiten pro Kilometer ab, bzw. um 118 M-Einheiten pro Kilometer zu. Allerdings ist diese Krümmung immer noch kleiner als die Krümmung der Erde, so dass sich - je nach Betrachtungsweise - die Erdoberfläche vom Radarstrahl oder der Radarstrahl von der Erdoberfläche wegkrümmt. Mit anderen Worten: Bei zunehmender Entfernung vom Radarstandort gewinnt der Radarstrahl an Höhe über dem Grund (siehe Abbildung 2.6).

Dieser „normalen“ gekrümmten Strahlausbreitung wird, wie erwähnt, im praktischen Betrieb mittels des sogenannten 4/3-Erde-Modell Rechnung getragen, wobei auch Gradienten zwischen 0 und -79 N-Einheiten pro Kilometer oder 79 bis 157 M-Einheiten pro Kilometer eine ähnliche Ausbreitungskurve liefern. Ein Gradient, der zwischen diesen Werten liegt, wird daher *normaler Gradient* genannt.

Daneben kommen aber auch deutlichere Abweichung von der durchschnittlichen Brechungsindexverteilung vor, die den Strahl mehr oder weniger krüm-

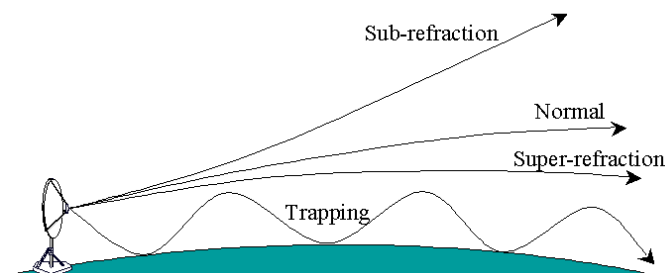


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der verschiedenen Refraktionsarten (aus Ford 2003)

men. Das reflektierende Teilchen wird auf einer anderen Bahn als angenommen erreicht. Je nach Ausbreitungsart lassen sich, wie in Abbildung (2.7) dargestellt, die Strahlbahnen nun in verschiedene Klassen unterteilen.

2.3.1 Subrefraktion

So kann einerseits - bei einer Subrefraktion - die Abnahme des Brechungsindex mit der Höhe geringer sein als im Normalfall oder der Brechungsindex kann sogar mit der Höhe zunehmen. Damit bewegt sich Radarstrahl noch schneller von der Erdoberfläche weg als unter den Standardbedingungen, bzw. ist im Fall, dass der Brechungsindex sogar mit der Höhe zunimmt, nach oben gebogen. Als Folge von Subrefraktion kann daher ein reflektierendes Teilchen bzw. ein Niederschlagsgebiet vom Radarstrahl sozusagen „überschossen“ werden, das unter normalen Umständen erfasst worden wäre. Außerdem verkürzt sich der reale Radarhorizont. Eine Subrefraktion kommt allerdings in der Natur nur selten vor, und zwar hauptsächlich in wüstenartigen Gegenden, in denen die Bodentemperatur größer als 30°C und die relative Luftfeuchte kleiner als 40 Prozent ist. In diesen Gebieten wird sich unter dem Einfluss der solaren Erwärmung eine fast homogene bodennahe Schicht ausbilden, die oft mehrere hundert Meter mächtig ist. Da diese Schicht instabil ist, werden die resultierenden konvektiven Prozesse die verfügbare Feuchtigkeit in die Nähe der Obergrenze dieser Schicht konzentrieren. Dies ergibt somit einen

positiven Gradienten des Brechungsindex, bzw. eine Subrefraktions-Schicht in der Höhe. Dabei kann diese Schicht ihre subrefraktiven Eigenschaften bis in die Abendstunden behalten, besonders wenn sich eine Strahlungsinversion entwickelt, die den Wasserdampf zwischen zwei stabilen Schichten gefangen hält (Patterson 1998).

In Gegenden mit Bodentemperaturen zwischen 10 und 30°C und relativen Luftfeuchten über 60 Prozent liegen die Gebiete mit Subrefraktion vor allem im westlichen Mittelmeer, im Roten Meer und im indonesischen Südwest-Pazifik, wo sich Subrefraktions-Schichten am Boden vor allem in der Nacht und den frühen Morgenstunden entwickeln können. Dabei ist die Schicht normalerweise bedingt durch die Advektion von warmer und feuchter Luft über eine relativ kalte und trockene Oberfläche. Allerdings ist, obwohl der N -Gradient durchaus recht stark sein kann, diese Schicht nicht sehr mächtig (Ford 2003).

2.3.2 Superrefraktion

Häufiger und oft auch kritischer ist der Fall der Superrefraktion. Das heißt: Die Abnahme des Brechungsindex mit der Höhe ist stärker als unter normalen atmosphärischen Bedingungen. Der Radarstrahl wird dabei stärker in Richtung Boden gekrümmt als normal und nähert sich der Krümmung der Erde. Der Brechungsindexgradient, bei dem der Krümmungsradius des Radarstrahls und der Erde gleich sind, wird als kritischer Gradient bezeichnet. Bei diesem breitet sich die Welle in einer festen Höhe über Grund aus, also parallel zur Erdoberfläche.

Wird nun der Brechungsindexgradient kleiner als der kritische Gradient, so wird auch der Krümmungsradius der Welle kleiner als die Erdkrümmung. Die Welle kann nun sogar den Boden treffen und Bodenechos (sog. Anaprop-Echos) erzeugen oder, falls sie in unteren Schichten wieder in eine Region mit normalen Gradienten gelangt, kann sie wieder aufwärts gebogen werden, nur um in der Region mit dem stark abnehmenden Gradienten erneut abwärts gebogen zu werden. Insgesamt ist der Strahl also wie in einem Hohlleiter

zwischen zwei Schichten gefangen, so dass man diese Ausbreitungsart auch trapping nennt (nach engl. to trap=fangen) und die Schicht in der der Gradient kleiner als der kritische ist, bzw. der Strahl wieder nach unten gebogen wird eine Trapping-Schicht. Als Duct (dtsch: Kanal) wird die Region unterhalb der Obergrenze der Trapping-Schicht bezeichnet, in der sich die elektromagnetische Welle ausbreitet. Daneben beschreibt die Ducthöhe die Strecke von der Erdoberfläche bis zur Untergrenze des Ducts und die Ductstärke die Abnahme der modifizierten Refraktivität M innerhalb der Trapping-Schicht.

Je nach dem Profil des Brechungsindex oder dem Profil der modifizierten Refraktivität ergeben sich nach Turton (1988) drei verschiedene Grundformen eines Ducts. Es kann unterschieden werden zwischen einem einfachen Boden-Duct (simple surface duct), einem S-förmigen Boden-Duct (surface S-shaped duct) und einem abgehobenen Duct (elevated duct).

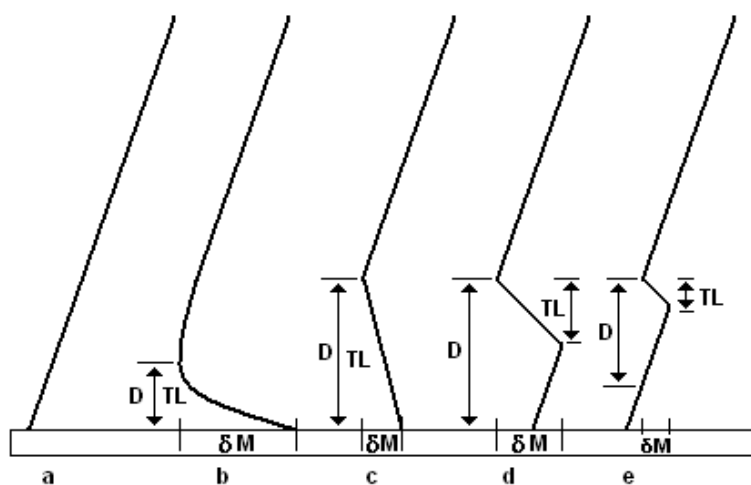


Abbildung 2.8: Typische Profile der modifizierten Refraktivität M für (a) normale Ausbreitung, (b) und (c) einfachen Boden-Duct, (d) S-förmigen Boden-Duct, (e) abgehobenen (elevated)-Duct mit D als Ductdicke, TL als Trapping-Schicht und δM als Ductstärke

Im ersten Fall (vgl. Abb. 2.8d und c), dem einfachen Boden-Duct, existiert

der Duct vom lokalen Minimum bis zur Erdoberfläche und die Trapping-Schicht, in der $dM/dz < 0$ ist, erstreckt sich über die gesamte Dicke des Ducts. Die Ducthöhe beträgt 0 Meter.

Beim S-förmigen Boden-Duct (Abb. 2.8b) erstreckt sich der Duct ebenfalls bis zur Erdoberfläche, obwohl die Trapping-Schicht kleiner ist, da nahe der Erdoberfläche dM/dz positiv ist. Dass sich der Duct dennoch bis zum Boden erstreckt (und die Ducthöhe genauso 0 Meter), hat seinen Grund in der Tatsache, dass der Wert von M am Boden größer als der Wert von M an der Obergrenze des Ducts ist, also der mittlere Wert von dM/dz in diesem Bereich immer noch kleiner Null ist.

Im dritten Fall, dem abgehobenen (elevated) Duct ist der Wert M am Boden kleiner als der M -Wert an der Obergrenze des Ducts. Damit kann sich dieser auch nicht bis zum Boden erstrecken. Seine Dicke, erstreckt sich vom lokalen Minimum vom M bis zur Höhe bei der der M -Wert gleich dem an der Obergrenze des Ducts ist und die Ducthöhe ist gleich der Strecke zwischen der Erdoberfläche und der Ductuntergrenze.

Abbildungen (2.9), (2.10) und (2.11) zeigen die numerisch berechneten Ausbreitungswege der drei zuvor beschriebenen Duct-Formen. Dazu ist zum Vergleich die normale Strahlausbreitung für die niedrigste und höchste betrachtete Elevation angegeben, d.h. die Strahlenbahnen, wie sie unter Standardbedingungen auftreten würden.

Dabei ist zunächst anzumerken, dass nicht alle Radarstrahlen im Duct gefangen werden. Im Normalfall werden nur die Strahlen gefangen, die in den Duct in einem sehr kleinem Winkel zum lokalen Horizont eintreten (typischerweise kleiner als 1°). Daher sind bei einer realen Antennencharakteristik (vergleiche Anhang, Kapitel 6.1) wenn überhaupt nur die niedrigsten Elevationen betroffen, bzw. nur ein Teil des (breiten) Strahls. Zum Teil werden auch die Strahlen der Hauptkeule den Duct passieren können und die Strahlen der ersten Nebenkeule gefangen. Die Intensität der gefangenen Strahlen wird sich somit mit dem Elevations-Winkel eher ändern.

Daneben ist in jedem Fall das Auftreten eines sogenannten „Radar-Lochs“ („radio hole“) angezeigt. Es handelt sich hierbei um eine Region, die bei steigendem Elevationswinkel der ausgesandten Radarstrahlen aufgrund des

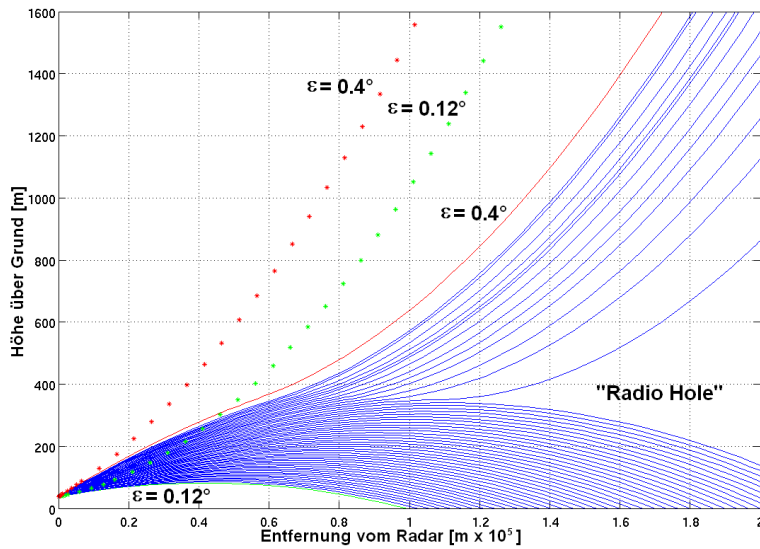


Abbildung 2.9: Strahlbreitung bei einem einfachen Boden-Duct für Anfangselevationen ε (mit $0.12^\circ \leq \varepsilon \leq 0.4^\circ$, mit $\Delta\varepsilon = 0.005^\circ$ (durchgezogene Kurven); Strahlbreitung unter Standardbedingungen für die niedrigste und grösste Elevation ε (Sterne)

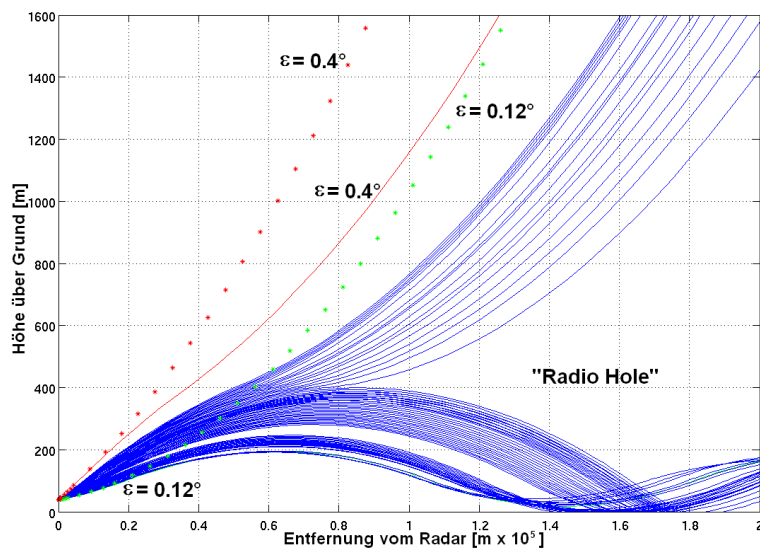


Abbildung 2.10: Wie Abb. 2.9, aber hier für einen S-förmigen Boden-Duct

Ducts quasi übersprungen wird, in die die Strahlen also nicht eindringen. In der Realität sind zwar alle Ducts dennoch gewissermaßen „undicht“ und ein kleiner Anteil der Strahlung wird durch die Ränder herauskommen, allerdings reicht dieser Anteil meist nicht für eine umfassendere Ortung aus (Ford 2002).

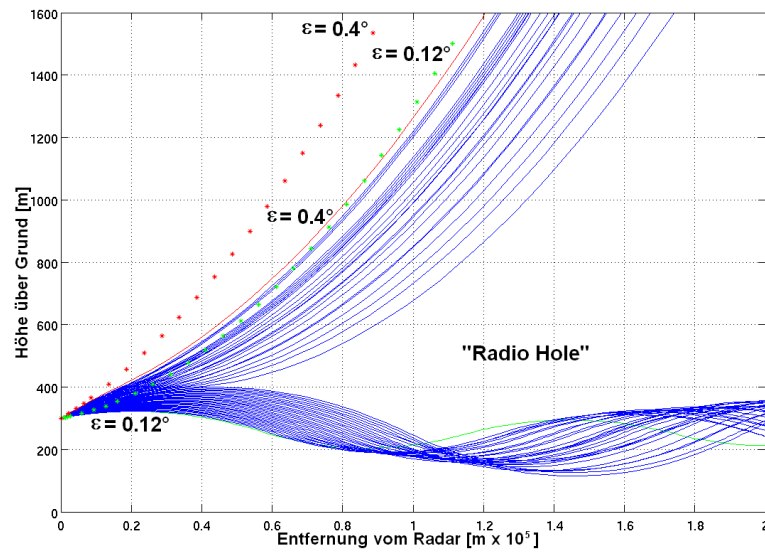


Abbildung 2.11: Wie Abb. 2.9, aber hier für einen Elevated-Duct

Um effizient den Radarstrahl abwärts in Richtung Boden zu beugen, muss die Trapping-Schicht mindestens eine gewisse Tiefe D_{\min} haben. Diese ist, wie zu erwarten, eine Funktion der Größe des vertikalen Gradienten der Refraktivität, aber auch der Wellenlänge λ des Radarsignals. Eine einfache Formel zur Abschätzung der minimalen Duct-Dicke wird von Turton (1988) angegeben:

$$D_{\min} = \left[C \lambda \left(-\frac{\partial N}{\partial z} \right)^{-\frac{1}{2}} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (2.27)$$

mit λ und D_{\min} in Metern und $C = 400$ (bzw. 263) für den Fall eines Boden-Ducts (bzw. abgehobenen- (elevated-) Ducts).

Für eine Wellenlänge von 5.4 cm, wie sie beim Karlsruhe Radar verwendet wird, bedeutet das, dass, um einen Strahl komplett zu beugen, die minima-

le Tiefe eines Ducts 14.5 Meter für einen Boden-Duct, bzw. 11 Meter für einen elevated-Duct betragen muss. Oder generell ausgedrückt, dass nach Gleichung (2.27) die minimal nötige Duct-Dicke D_{\min} kleiner wird, wenn einerseits die Wellenlänge der Radarstrahlung reduziert wird oder andererseits wenn $\partial N/\partial z$ negativer wird (also die Duct-Intensität sich vergrößert). Allerdings kann daneben auch eine anomale Strahlausbreitung zu ausgeprägten Boden-Echos führen, wenn nur ein Bruchteil des ausgesandten Radarsignals, wie zum Beispiel nur von den Nebenkeulen, durch einen dünnen, schwachen Duct nach unten gebeugt wird.

2.3.3 Meteorologische Rahmenbedingungen der Superrefraktion

Nach der Gleichung (2.1) resultiert eine starke Abnahme des Brechungsindex und damit eine Superrefraktionsschicht, bzw. ein Duct, wenn die Temperatur mit der Höhe zunimmt und/oder die Luftfeuchtigkeit mit der Höhe abnimmt. Eine Temperaturzunahme mit der Höhe wird als Temperaturinversion bezeichnet und muss, wenn es zu einer Superrefraktion kommen soll, stark ausgeprägt sein. Zusätzliche Feuchtigkeitsabnahmen sind (wie in Kapitel 2.1 gezeigt) demgegenüber effektiver als eine alleinige Temperaturinversion. Ein Anaprop Echo tritt also auf, wenn sehr warme und trockene Luft über kalter und feuchter Luft liegt. Dabei kann diese Bedingung das Resultat verschiedener meteorologischer Prozesse sein.

- Advektion
- Verdunstung
- Antizyklonale Subsidenz
- Subsidenz an Frontflächen
- Nächtliche Ausstrahlung
- Gewitterabwind

Advektion

Ein häufiger Grund für die Ausbildung eines Ducts ist die Advektion warmer und trockener Luft zum Teil kontinentalen Ursprungs vom Land über kältere Wasserflächen, wie vor allem dem Meer. Dabei entsteht zum einen eine mehr oder weniger ausgeprägte bodennahe Inversionsschicht. Gleichzeitig wird durch Verdunstung Wasserdampf in die untersten Luftschichten eingebracht, so dass sich ebenso ein Feuchtigkeitsgradient ausbilden kann und küstennah ein recht ausgeprägter einfacher Boden-Duct ausbildet. Weiter über dem offenen Meer wird jedoch die Trapping-Schicht angehoben und der einfache Boden-Duct in einen S-förmigen Boden-Duct transformiert (Brooks 1999). Diese Art von Ductbildung ist generell an keine besonders Tageszeit gebunden. Dazu kann sich der Duct (einfacher Boden-Duct und S-förmiger Boden-Duct) einige hundert Kilometer weit über dem Meer erstrecken sowie lang anhaltend sein (zum Teil einige Tage). In einigen Küstenregionen der Erde ist diese Konstellation ziemlich häufig, so dass dann auch dort die radar-meteorologische Niederschlagserfassung oft mit Anaprop-Echos kontaminiert ist (Bech 2002). Prominente Beispiele für eine solche Advektion warmer und trockener Luft sind der berühmte „Santa Ana“ Wind im südlichen Kalifornien, der „Shamal“ im Persischen Golf und der „Schirroko“ im südlichen Mittelmeer (Brooks 1999, Mentés 2007, Bech 2000, Patterson 1998, Lopez 2008a, Steiner 2002).

Daneben kann aber auch ein auflandiger Wind zu der Ausbildung von Duct-Schichten Anlass geben. So kommt es im Bereich des Seewindes, wie er sich am Tage bei einer ansonsten ruhigen, windschwachen Hochdrucklage ausbilden kann, zu einer Advektion von feuchter und kalter Meeresluft. Allerdings beschränkt sich die Zufuhr dieser Luftmasse auf die bodennahen Bereiche, während darüber die vorher allgemein vorherrschende trockene und wärmere Luft noch bestimmend bleibt (Simpson 2007).

Verdunstung

Neben dem Zusammenspiel mit einer Advektion von warmer und trockener Luft in der Höhe kann auch allein die Verdunstung über einer Wasserfläche

zu einem allerdings insgesamt recht flachen bodennahen Duct führen. Dieser sogenannte Verdunstungs-Duct weist eine recht ausgeprägte geographische, jahres- und tageszeitliche Variation auf mit einer etwas größeren Mächtigkeit in niedrigeren Breiten, während des Sommers und am Tage. So beträgt beispielsweise die mittlere Duct-Tiefe über der Nordsee 5 Meter, über dem Mittelmeer dagegen 10 bis 14 Meter (Turton 1988).

Verdunstungs-Ducts können außer über dem Meer zwar auch über Land als Resultat einer Verdunstung von Regen-feuchten Bodenschichten sein, allerdings ist deren Auftreten generell ziemlich kurz und eher lokal begrenzt.

Antizyklonale Subsidenz

Für abgehobene Ducts zeichnet sich vor allem der Bereich ausgedehnter Hochdruckgebiete aus. Unter dem Einfluss von großräumigem, antizyklonalem Absinken, werden die absteigenden Luftmassen adiabatisch erwärmt und durch Kontakt mit einer kühleren bodennahen Luftschicht kommt es zu einer Ausbildung einer Absinkinversion. Neben einer Temperaturinversion entwickeln sich dabei auch recht ausgeprägte Feuchtesprünge, so dass es zum Teil zu einem starken Rückgang der modifizierten Refraktivität und damit zu einem Duct kommen kann (Bean und Dutton 1968). Vor allem wenn Stratokumulus-Bewölkung unterhalb der Inversion auftritt, ist diese charakterisiert durch eine kräftige, „deckelnde“ Temperaturinversion und einem erheblichen Feuchterückgang und die Ausbreitung der Radarstrahlen kann eine deutliche Abweichung von den Standard-Verhältnissen aufweisen (Turton 1988, Grosskopf 1970). Allerdings sind Anaprop-Echos bei einem abgehobenen Duct für ein bodengebundenes Radargerät relativ selten. Der Duct muss dafür insgesamt unter einer Höhe von 3 Kilometern liegen, wobei aber auch dann eine Beugung des Radarstrahls zum Boden nur in Ausnahmefällen auftritt. Denn in der Regel ist der Winkel zwischen der Inversionsebene und dem Radarstrahl zu groß (größer als 1°) (Blahak 2006).

Subsidenz an Frontflächen

Die Temperaturinversion durch eine frontale Zone ist normalerweise nicht mit einer ausgeprägten Änderung der Refraktivität verknüpft, da die Feuchtigkeit in der wärmeren, oberen Luftschicht meist höher ist. Allerdings finden sich unterhalb der frontalen Zone häufig Schichten mit abgesunkener, trockener Luft, so dass sich in diesen dann auch ein abgehobener Duct ausbilden kann (Turton 1988). Im Speziellen handelt es sich dabei um die Region vor dem Regengebiet einer Warmfront und hinter dem Regengebiet einer Kaltfront. Solche Ducts treten jedoch nur kurzzeitig auf und es gilt zudem das Gleiche was vorher schon generell für abgehoben Ducts angedeutet wurde. Aufgrund der Höhe über Grund und damit dem meist relativ großen Winkel zwischen der Ductebene und dem Radarstrahl sind Anaprop Echos bei bodengebundenen Radarstandorten selten.

Nächtliche Ausstrahlung

Anders ist der Fall einer bodennahen Ausstrahlungsinversion, die die häufigste Ursache von Anaprop-Echos über Land darstellt. Sie entsteht während klaren, mehr oder weniger windschwachen Strahlungsnächten, besonders im Sommer, wenn der Boden feucht ist. Dabei kühlt sich die Erdoberfläche infolge der Ausstrahlungsverluste stark ab. Während die Temperatur der untersten Luftschichten somit kräftig absinkt, bleiben die oberen Luftschichten davon unberührt. Dies führt dann zu der geforderten Temperaturinversion und einer starken Abnahme der Luftfeuchtigkeit mit der Höhe. Damit sind über Land vor allem in der Nacht und den frühen Morgenstunden Anaprop Echos am häufigsten, während sie mit der einsetzenden Erwärmung am Tage dann üblicherweise wieder verschwinden. Jedoch hängt das Auftreten eines Ducts auch von der Taubildung ab. Bei zu schwachen Winden kann durch die Absetzung von Tau der Luft Feuchtigkeit entzogen werden, so dass sich damit auch der wichtige Feuchtegradient abschwächt. Außerdem spielt auch die in solchen Situationen oft auftretende Nebelbildung eine Rolle. Während in den frühen Stadien der Nebelbildung noch mit dem Auftreten eines Ducts zu rechnen ist, verlagert sich, wenn der Nebel sich verdichtet, die Tempe-

raturinversion zur Nebelobergrenze. Gerade an dieser kann sich aber eine Feuchtezunahme entwickeln, die damit den Duct wieder abschwächt.

Gewitterabwind

Anzumerken ist noch, dass Superrefraktion an Land auch bei Gewittern durch den divergierenden Downdraft feuchter und kalter Luft entstehen kann (Weber 1998). Durch die relativ kühle und feuchte Luft, die sich im Downdraftbereich des Gewitters am Boden ausbreitet, entsteht eine Temperaturinversion sowie eine Feuchteabnahme mit der Höhe. Jedoch sind die Bedingungen für das Auftreten von Anaprop Echos bei Gewittern relativ kurz und haben Zeitspannen von etwa 30 Minuten bis zu einer Stunde.

Als Zusammenfassung gilt demnach für eine Landstation, dass Anaprop Echos am ehesten während Schönwetterperioden auftreten. Bei kaltem, regnerischem, wolkigem oder windigem Wetter ist die Atmosphäre dagegen meist so gut durchmischt, dass die Strahlausbreitung normal verläuft.

Als Zusammenfassung soll Tabelle (2.1) noch einmal eine Übersicht über die verschiedenen Ausbreitungsmöglichkeiten geben. Die Angaben zum Brechungsindexgradienten liefern dabei nur grobe Anhaltswerte. Im Einzelfall wird man jedoch den Weg der Strahlausbreitung genau berechnen wollen.

Ausbreitungsart	N -Gradient	M -Gradient
Subrefraktion	>0 N/km	>157 M/km
Standard	-39 N/km	118 M/km
Normal	-79 bis 0 N/km	79 bis 157 M/km
Superrefraktion	-157 bis -79 N/km	0 bis 79 M/km
Trapping	<-157 N/km	<0 M/km

Tabelle 2.1: Ausbreitungsarten und Werte für verschiedene Gradienten der Refraktivität N und modifizierten Refraktivität M .

Kapitel 3

Kurze Ductklimatologie Südwestdeutschlands

Wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, lässt sich das Auftreten eines Ducts mit der vertikalen Verteilung der modifizierten Refraktivität M abschätzen. Da diese eine Funktion des Luftdrucks, der Temperatur und der Feuchte ist und diese Werte operationell durch Radiosonden erfasst werden, bietet es sich zunächst an, auf einfacher Basis zu untersuchen, wie oft und in welchem Maße generell eine Abnahme der modifizierten Refraktivität M im Südwestdeutschen Raum auftritt (also wie „normal“ die Standardbedingungen, die beim operationellen Betrieb eines Niederschlagsradars angenommen werden, in dieser Region sind) und wie sich die Verteilung der Ducts und deren Ausprägung, in Form von Ducthöhe, Ductdicke und Ductstärke, über das Jahr darstellt. Ähnliche Studien wurden zwar von Bech et al. (2000) für Barcelona, Babin (1996) für Wallops Island (Virginia, USA), Mentès (2006) für Istanbul, Steiner and Smith (2001) für die Vereinigten Staaten durchgeführt und zeigen zudem im Vergleich mit Radardaten eine gute Übereinstimmung zwischen der Abnahme der modifizierten Refraktion und dem Auftreten von Anaprop-Echos, doch dabei sind die klimatischen Bedingungen dieser Orte, bzw. Regionen weitgehend nicht mit der von Südwestdeutschland vergleichbar.

Als Grundlage für die Betrachtung des Südwestdeutschen Raum sollen nun

die Radiosondenaufstiege der Station Stuttgart-Schnarrenberg des Deutschen Wetterdienstes (WMO Stations-Kennziffer 10739), die sich 315 Meter über dem Meeresspiegel befindet, der Jahre 2004, 2005 und 2006 dienen. Die Aufstiege werden zweimal am Tag im Einklang mit den internationalen Vorgaben der World Meteorological Organization (WMO) um 0000 und 1200 UTC vorgenommen. Das bedeutet für den 0000 UTC Aufstieg, dass die Messung um 01:00 Uhr Mitteleuropäischer Zeit, bzw. 02:00 Uhr Mitteleuropäischer Sommerzeit und für den 1200 UTC Aufstieg um 13:00 Uhr Mitteleuropäischer Zeit, bzw. 14:00 Uhr Mitteleuropäischer Sommerzeit erfolgt. Während eines Aufstiegs werden nahezu kontinuierlich die Lufttemperatur, der Luftdruck und die Luftfeuchte gemessen und periodisch (etwa alle 0.5 Sekunden) an die Bodenstation gesendet. Daneben lässt sich mittels Radarpeilung oder durch Positionsbestimmung durch das Global Positioning System (GPS) auch die Windgeschwindigkeit und Windrichtung in den verschiedenen Höhen ableiten. Zur Weiterverarbeitung im meteorologischen Datennetz wird dieser relativ hoch-aufgelöste Datensatz jedoch reduziert, so dass die letztendlich gemeldeten, sogenannten TEMP Daten sich nur auf die Standard Druckflächen und signifikante Druckflächen beziehen. Die Standard-Druckflächen umfassen dabei nach den WMO Vorgaben die festen Druckflächen von 1000, 925, 850, 700, 500, ... hPa und bilden das grobe Gerüst der TEMP Daten. Zusätzlich werden mit den signifikanten Druckflächen dann noch, neben den unmittelbaren Bodendaten, die Daten angegeben, die eine signifikante Änderung von Temperatur, Feuchtigkeit und/oder Windrichtung, bzw. Windgeschwindigkeit aufweisen.

Damit kommt es bei der Verwendung der TEMP-Daten zum Teil zu einer erheblichen Reduktion des ursprünglichen Datensatzes, so dass unter Umständen durch die verminderte vertikale Auflösung auch Duct-Schichten nicht genau oder auch gar nicht angezeigt werden. Allerdings betrifft dies nach einer Untersuchung von Craig und Hayton (1995) vor allem die abgehobenen Ducts, die für das Auftreten von Anaprop-Echos weniger relevant sind. Des Weiteren ergibt sich nach einer Studie von Bech et al. (1998) für Barcelona, dass der Unterschied zwischen den TEMP-Daten und den hochauflösenden Radiosonden Daten vor allem nur Subrefraktions- und einfache vertikal dün-

nere Superrefraktions Bedingungen betrifft. Bei Boden-Ducts stimmt dagegen das Auftreten in beiden Datensätzen zu 83% überein.

Trotz ihrer gröberen Auflösung lässt sich mittels TEMP-Daten damit eine einfache Untersuchung der Ductbedingungen durchführen, wobei auch selbst mit den TEMP-Daten starke Boden-Ducts hinreichend genau beschrieben werden können.

Für die Untersuchung selbst wurde nun für jeden erfolgreichen Aufstieg der Jahre 2004, 2005 und 2006 zunächst das Profil der modifizierten Refraktivität anhand der Gleichungen (2.1 und 2.19) berechnet. Ein negativer vertikaler Gradient der modifizierten Refraktivität gilt dabei als Hinweis für einen Duct, wobei nur jeweils der erste Bereich, bei dem die modifizierte Refraktivität abnimmt, als Duct gekennzeichnet wurde. Für diesen wurde zusätzlich, nach den Bezeichnungen von Abb. (2.8), die Ducthöhe und die Ductstärke berechnet.

Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass die Aufstiegsdaten nur einen bestimmten Zeitpunkt repräsentieren. Es werden somit alle Ducts, die zwischen den Aufstiegen auftreten, verpasst. Im Speziellen werden damit vor allem die für eine Landstation interessanten Morgen- und Abendstunden ausgeklammert, also Tageszeiten, in denen sich zum Teil vorübergehend einige durchaus bemerkenswerte Ducts bilden.

3.1 Alle Aufstiege

Insgesamt kam es bei den untersuchten 2067 Aufstiegen 876 mal zu einer Abnahme der modifizierten Refraktivität, was zunächst einem Anteil von beachtenswerten 42.3% entspricht. Der Duct mit dem größten Rückgang der modifizierten Refraktivität war der vom 11.08.2005 um 12 UTC, als bei einer Ducthöhe von 1025 Metern die modifizierte Refraktivität um 27.0 M-Einheiten abnahm. Der Duct mit der vertikal mächtigsten Erstreckung ist der vom 11.07.2006 um 00 UTC mit 327 Metern beginnend bei 2010 Metern.

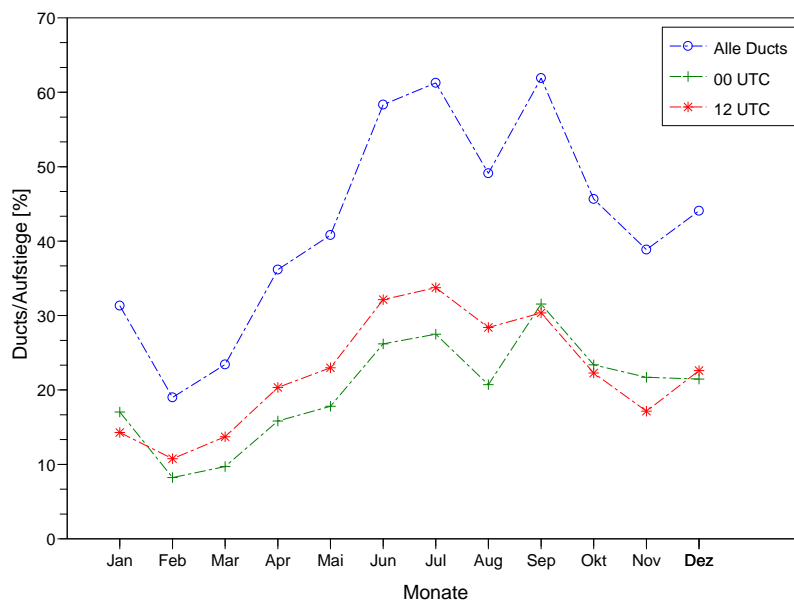


Abbildung 3.1: Relative Anzahl der Ducts über das Jahr

Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf des prozentualen Anteils aller Ducts (der Bodenduct und der abgehobenen Ducts jeglicher Höhe) pro Monat zusammen sowie den der Aufstiege um 00 UTC und 12 UTC. Der prozentuale Anteil wurde dabei bestimmt indem die Anzahl der Ducts für jeden Monat jeweils durch die gesamte Anzahl aller Aufstiege des betreffenden Monats dividiert wurde. Es ergibt sich nun ein deutliches Maximum im Sommerhalbjahr. Vor allem in den Monaten Juni, Juli und September mit dem höchsten relativen Wert aller Ducts im September (61.9%). Ein weiteres sekundäres Maximum findet man außerdem im Dezember (44.0%), während ansonsten im Winterhalbjahr Ducts nicht so häufig auftreten. Besonders der Februar mit 19% und März mit 23.4% erweisen sich als „Duct-arm“.

Dieses Bild entspricht in groben Zügen dem Verlauf der Witterung. Speziell im Februar und März dominieren insgesamt die Westwetterlagen, bei denen der Tiefdruckeinfluss in Verbindung mit relativ windigem Verhältnissen für eine gute Durchmischung der Atmosphäre sorgt. Die vorherrschende Temperatur- und Feuchteverteilung passt sich dementsprechend den durch-

schnittlichen Werten meist gut an und das Profil des Brechungsindex bewegt sich im Rahmen der normalen Bedingungen.

Im Sommerhalbjahr bringen dagegen längeranhaltende Hochdrucklagen vermehrt eine teils recht ausgeprägte Temperatur- und (was bedeutender ist) Feuchteinversion. Durch diese zeigt dann auch der Brechungsindex öfters einen geschichteten Verlauf mit zwischengelagerten Superrefraktions-, bis hin zu Trapping-Bedingungen. Auch die teils zähen Inversionswetterlagen im Dezember spiegeln sich in der Verteilung wieder.

Die angegebene Verteilung beinhaltet allerdings auch einige sehr hohe abgehobene Ducts (der höchste wurde am 03.08.2005 um 00 UTC noch in 5879 Metern über Grund beobachtet). Für die Ausbreitung von Radarstrahlen eines bodengebundenen Radargerätes sind diese nicht relevant, da bei diesen, wie erwähnt, der Winkel zwischen der Inversionsebene und dem Radarstrahl zu groß für eine relevante Ablenkung des Radarstrahls ist. Damit wurde hier als zusätzliches, willkürliches Kriterium noch eine maximale Ducthöhe von 500 Metern über Grund (agl = above ground level) eingeführt. Das Ergebnis mit dieser Vorgabe ist in Tabelle (3.1) zu sehen und Abbildung (3.2) zeigt wie Abbildung (3.1) den Verlauf des prozentualen Anteils der Ducts allerdings unter 500 Meter Höhe agl über das Jahr.

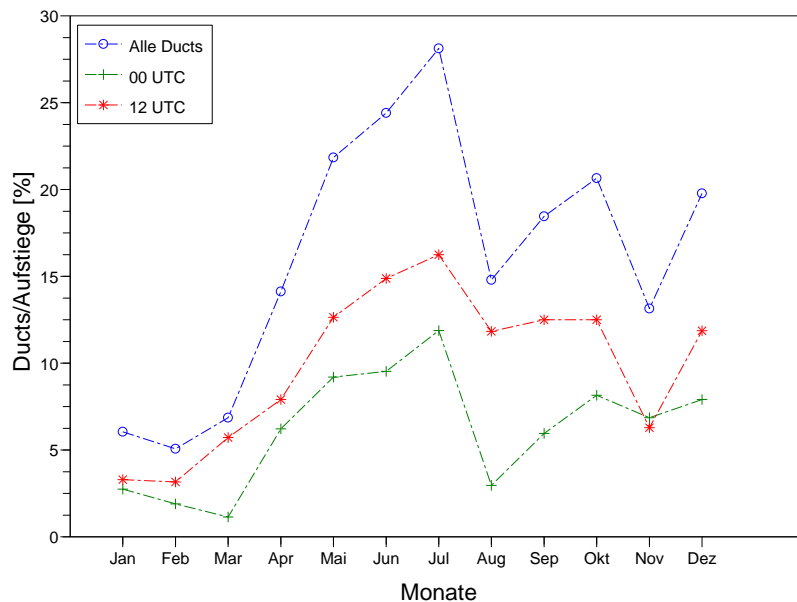


Abbildung 3.2: Relative Anzahl der Ducts über das Jahr unter 500 m agl

Monat	Ducts/Aufstiege	Ducts/Aufstiege (0000 UTC)	Ducts/Aufstiege (1200 UTC)
Januar	11/182 (6.0%)	5/90 (5.6%)	6/92 (6.5%)
Februar	8/158 (5.1%)	3/79 (3.8%)	5/79 (6.3%)
März	12/175 (6.9%)	2/86 (2.3%)	10/89 (11.2%)
April	25/177 (14.1%)	11/90 (12.2%)	14/87 (16.1%)
Mai	38/174 (21.8%)	16/88 (18.2%)	22/86 (25.6%)
Juni	41/168 (24.3%)	16/83 (19.3%)	25/85 (29.4%)
Juli	45/160 (28.1%)	19/79 (24.1%)	26/81 (32.1%)
August	25/169 (14.8%)	5/85 (5.9%)	20/84 (23.8%)
September	31/168 (18.5%)	10/85 (11.8%)	21/83 (25.3%)
Oktober	38/184 (20.6%)	15/93 (16.1%)	23/91 (25.3%)
November	23/175 (13.1%)	12/86 (14.0%)	11/89 (12.4%)
Dezember	35/177 (19.8%)	14/87 (16.1%)	21/90 (23.3%)
Gesamt	332/2067 (16.1%)	128/1031 (12.4%)	204/1036 (19.7%)

Tabelle 3.1: Monatliche Duct-Verteilung aus den Radiosondendaten der Station Stuttgart-Schnarrenberg für die Jahre 2004 bis 2006. Jede Spalte zeigt die Anzahl der Ducts und die Anzahl der gesamten Radiosondenaufstiege sowie den zugehörigen prozentualen Anteil.

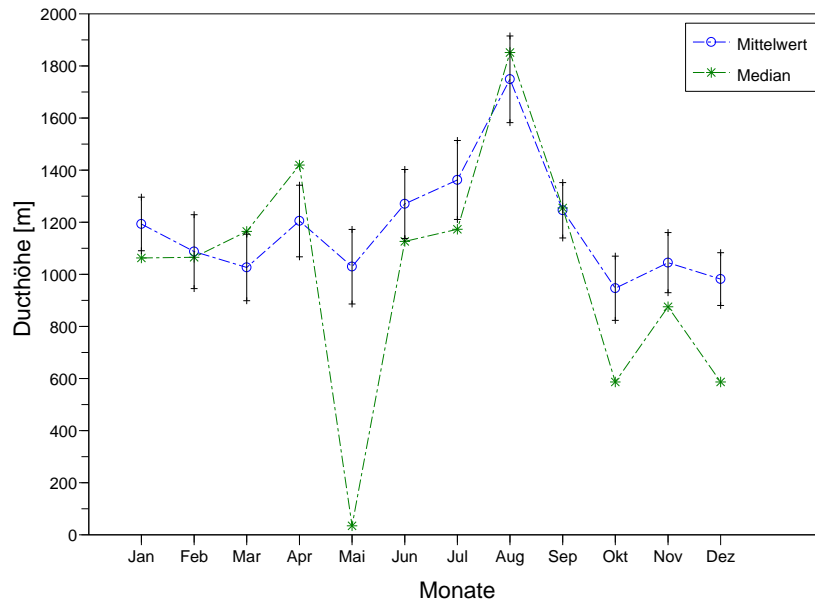


Abbildung 3.3: Ducthöhe über das Jahr

Die Gesamtanzahl der Ducts reduziert sich nun auf 332, was einem relativen Anteil von 16.1% entspricht. Neben dem Sommermaximum und dem sekundären Maximum im Dezember, erscheint in Einklang mit der durchschnittlichen Witterung jetzt auch im Oktober, in dem ebenso oft längere Hochdrucklagen vorkommen, eine relativ erhöhte Ductanzahl. Dazu verbreiterte sich das Minimum von Februar und März und schließt den Januar mit ein.

Hinsichtlich der Ducthöhe so gibt Abbildung (3.3) den mittleren Verlauf der Ducthöhe aller Aufstiege über die Monate wieder sowie den jeweiligen Median der Ducthöhen. Bei den Mittelwerten wurde an den Datenpunkten zusätzlich der Standard Abweichung angegeben.

Das Maximum der mittleren Ducthöhe und des Median findet sich deutlich im August mit 1749 Meter, bzw. 1852 Meter. Das Minimum der mittleren Ducthöhe, wie aus dem Vergleich des prozentualen Anteils zwischen allen

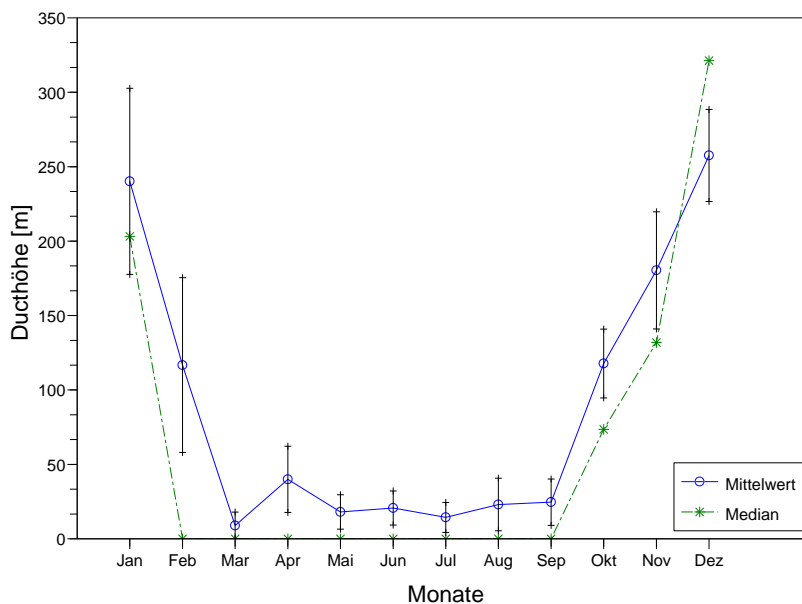


Abbildung 3.4: Ducthöhe über das Jahr unter 500 m agl

Ducts und denen unter 500 Meter Höhe agl zu vermuten, im Oktober mit 946 Meter. Das Minimum des Median liegt sehr ausgeprägt im Mai bei 35 Meter. Außerhalb der Extremwerte ist allerdings die Streuung nicht allzu groß, vor allem bei der mittleren Ducthöhe, die über das Jahr 1178 Meter beträgt.

Legt man erneut eine Maximale Ducthöhe von 500 Meter agl zu Grunde, so ergibt sich die Verteilung die in Abbildung (3.4) dargestellt ist. Die gesamte mittlere Ducthöhe verringert sich auf 88 Meter, wobei besonders in den Monaten von Februar bis September die mittlere Ducthöhe durchweg unter 40 Meter bleibt und der Median dieser Monate sogar bei 0 Meter liegt.

Der Verlauf der mittleren Ductstärke, also die absolute mittlere Abnahme der modifizierten Refraktivität M innerhalb der Ducts in M-Einheiten sowie der Median der Ductstärke über die Monate ist in Abbildung (3.5) wieder-

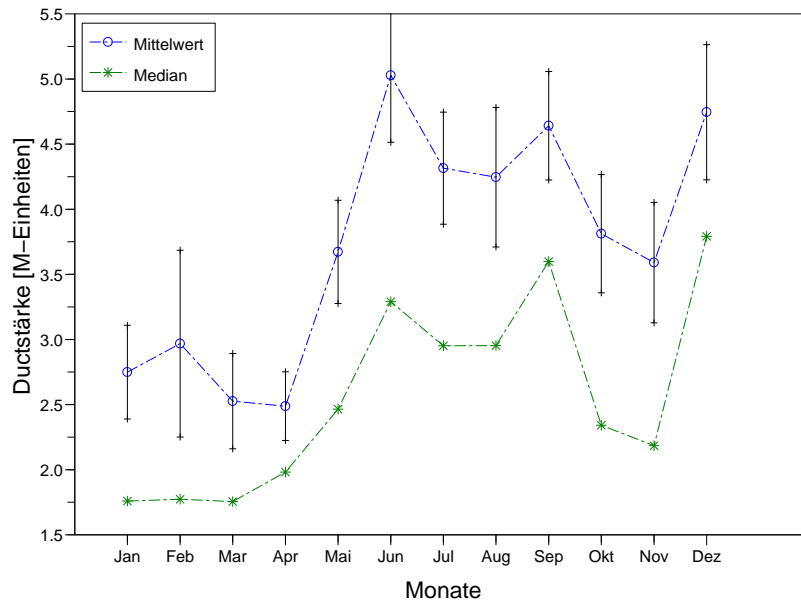


Abbildung 3.5: Ductstärke über das Jahr

gegeben.

Die mittlere Ductstärke beträgt insgesamt 3.73 M-Einheiten. Der Verlauf über das Jahr ähnelt dem der prozentualen Anzahl der Ducts. Neben dem Maximum im Juni von 5.03 M-Einheiten, ist generell im Sommerhalbjahr die Ductstärke erhöht, wobei aber auch im Dezember ein sekundäres Maximum zu finden ist. In den Monaten Januar bis April ist die mittlere Ductstärke dagegen relativ klein mit dem Minimum im April von 2.49 M-Einheiten.

Beim Median ist das Bild vergleichbar. Relativ hohen Werten im Sommerhalbjahr und Dezember, wobei das Maximum des Medians im Dezember mit 3.79 M-Einheiten auftritt, stehen geringere Werte vom Januar bis April gegenüber mit dem Minimum im Januar und März mit 1.76 M-Einheiten. Allerdings tritt daneben ein sekundäres Minimum im Oktober und November ausgeprägter in Erscheinung.

Betrachtet man aber wieder nur die Ducts mit einer maximalen Höhe von 500 Metern agl (Abbildung 3.6), so verringert sich zunächst die mittlere Duct-

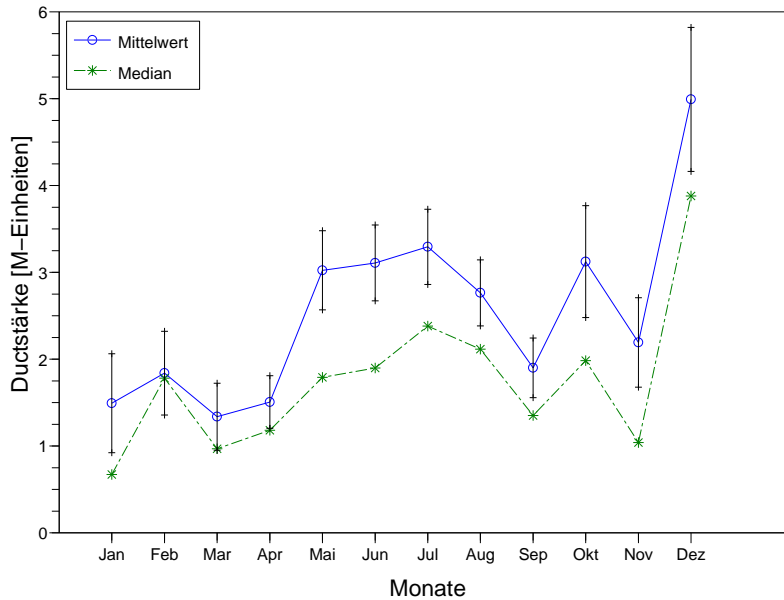


Abbildung 3.6: Ductstärke über das Jahr unter 500 m agl

stärke des gesamten Jahres auf 2.56 M-Einheiten. Die hohen abgehobenen Ducts erweisen sich also insgesamt als relativ kräftig. Beim Verlauf über die Monate bleibt es zwar bei relativ höheren Werten im Sommer und Dezember und schwächeren Ducts vom Januar bis April, doch einerseits kommt es nun recht deutlich im Dezember zu einem Maximum der mittleren Ductstärke mit 5.0 M-Einheiten, während das Minimum im März 1.3 M-Einheiten beträgt. Andererseits zeigt sich im Oktober, in dem bei der Betrachtung aller Ducts noch ein relatives Minimum auftrat, diesmal der mittlere Rückgang der modifizierten Refraktivität innerhalb der Ducts kräftiger als der Jahresdurchschnitt. Diese Verteilung ergibt auch die Auswertung des Medians, dessen Maximum im Dezember mit 3.9 M-Einheiten und Minimum im Januar mit nur 0.7 M-Einheiten liegt.

Die Verteilung der Ductdicke aller Ducts (Abbildung 3.7) ergibt ein Jahresmittel von 31 Meter, ein Maximum im September von 107 Meter und ein Minimum im April von 56 Meter. Das Maximum des Medians liegt ebenfalls

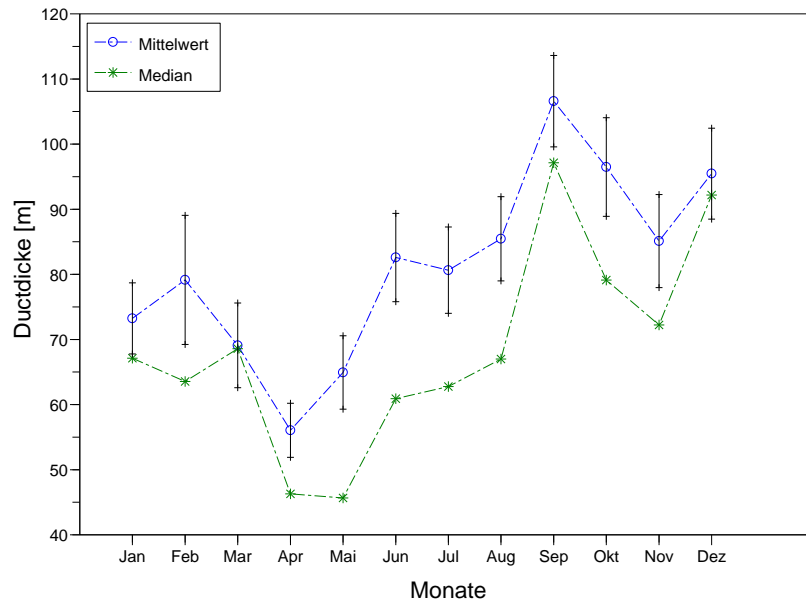


Abbildung 3.7: Ductdicke über das Jahr

im September bei 97 Meter, während das Minimum des Medians im Mai mit 46 Meter zu finden ist.

Im Verlauf über das Jahr so zeigt sich, neben den Extrema, dass vornehmlich in der zweiten Jahreshälfte die Dicke der Ducts aller Höhen leicht größer ist.

Betrachtet man daneben wieder nur die Ducts mit einer maximalen Höhe von 500 Metern agl (Abbildung 3.8), so vergrößert sich zunächst die mittlere Ductdicke auf 53 Meter. Dazu verschiebt sich das Maximum der mittleren Ductdicke in den Dezember auf 102 Meter und das Minimum der mittleren Ductdicke in den März auf 27 Meter. Beim Median beträgt das Maximum 96 Meter im Dezember, das Minimum 25 Meter im Februar. Hinsichtlich der saisonalen Verteilung zeigt der Verlauf der Ductdicke (insbesondere des Medians) bis einschließlich des Septembers kaum große Unterschiede, bevor dann im Oktober, November die Ductdicke etwas, im Dezember schließlich stärker ansteigt. Anzumerken ist dabei noch, dass die Mittelwerte sowie die

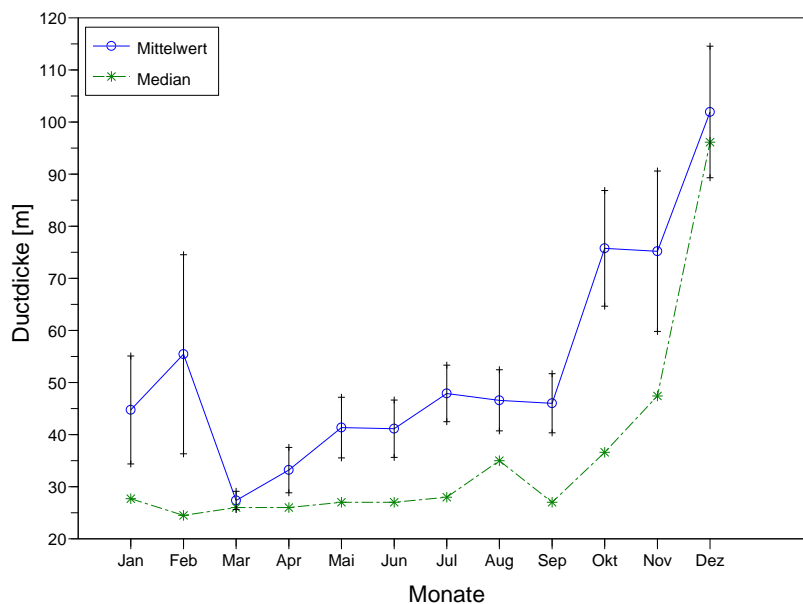


Abbildung 3.8: Ductdicke über das Jahr unter 500 m agl

Mediane durchweg über der minimalen Dicke eines Ducts (14.5 für einen Bodenduct, 11 Meter für einen Elevated-Duct) liegen, die laut Formel (2.27) nötig ist um einen Radarstrahl effektiv zu beugen.

Zusammengefasst für die relevanten Ducts mit einer Höhe unter 500 Metern agl gilt demnach:

- Erhöhtes Auftreten von Ducts besonders im Sommer, Oktober und Dezember
- Relativ wenige Ducts von Januar bis März
- Geringe Ducthöhe (meist sogar Boden-Ducts) von März bis September
- Kräftige Ducts im Sommer sowie vor allem im Dezember
- Hohe vertikale Mächtigkeit der Ducts im Dezember

3.2 Unterschied 00 UTC und 12 UTC Aufstiege

Bisher wurde nicht zwischen den 00 UTC und 12 UTC Aufstiegen unterschieden. Eine Aufteilung in diese zeigt (Abbildung 3.1 und Abbildung 3.2), dass, entgegen der Erwartung und der Anzahl, der mit dem Radar real beobachteten Anaprop-Echos, bei den 1200 UTC Aufstiegen häufiger ein negativer Gradient auftrat. Also in der Regel eigentlich zum Zeitpunkt der tageszeitlich maximalen Durchmischung der Atmosphäre.

Auch bei der Ducthöhe der Ducts unter 500 Meter agl zeigt sich (Abbildung 3.9), dass fast durchweg die mittlere Ducthöhe sowie der Median der Ducthöhe um 12 UTC niedriger liegt als um 00 UTC. Somit würde man auch aus dieser Verteilung generell tagsüber mehr Anaprop-Echos vermuten als in der Nacht.

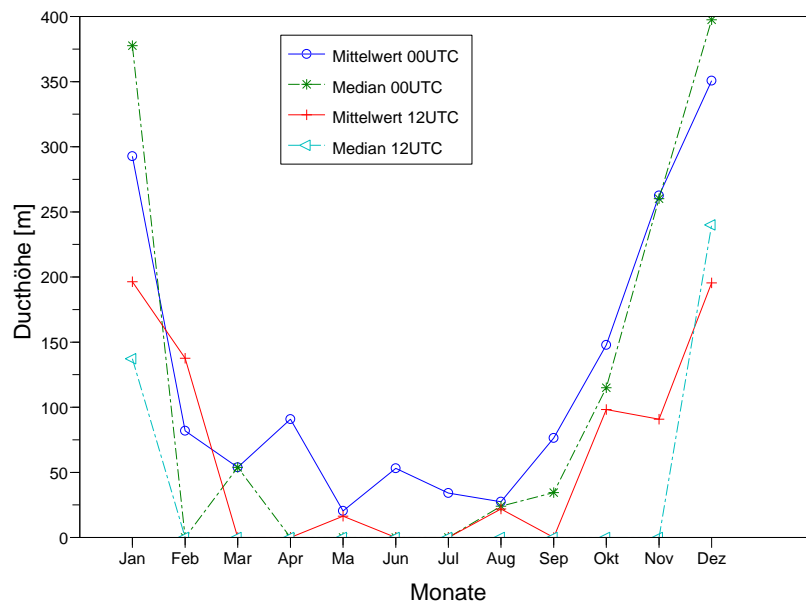


Abbildung 3.9: Ducthöhe über das Jahr unter 500 m agl

Hinsichtlich der Ductstärke der Ducts unter 500 Meter agl (Abbildung 3.10), so sind die Unterschiede zwischen den 00 UTC und den 12 UTC Aufstiegen nur gering. Dies wird vor allem bei den mittleren Ductstärken deutlich. Der Median der Ductstärken liegt dagegen bis auf den Dezember und Januar um 12 UTC über dem um 00 UTC. Also auch nicht gerade das, was man anhand des normalen Auftrittszeitpunkts von Anaprop-Echos über Land erwartet.

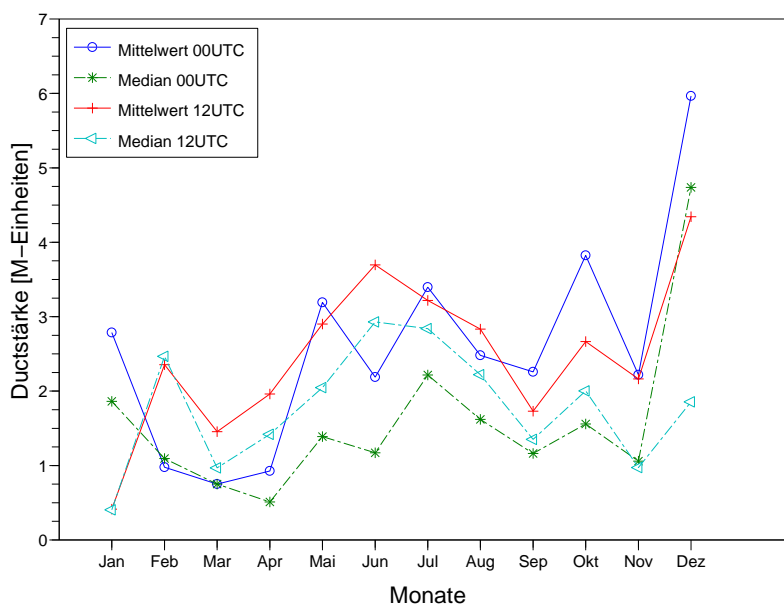


Abbildung 3.10: Ductstärke über das Jahr unter 500 m agl

Ein erster Hinweis zur Lösung des scheinbare konträren Ergebnisses findet man bei der Betrachtung der Ductdicke. Diese ist für die Ducts unter 500 Meter agl getrennt nach 00 UTC und 12 UTC in Abbildung (3.11) dargestellt.

Bis auf den Februar und März, also den beiden Monaten in denen generell nur wenig Ducts auftreten, ist die mittlere Mächtigkeit der Ducts und der Median der Ductdicke um 00 UTC größer als um 12 UTC. Insgesamt beträgt die mittlere Jahres-Ductdicke um 00 UTC 71 Meter gegenüber 42 Meter um

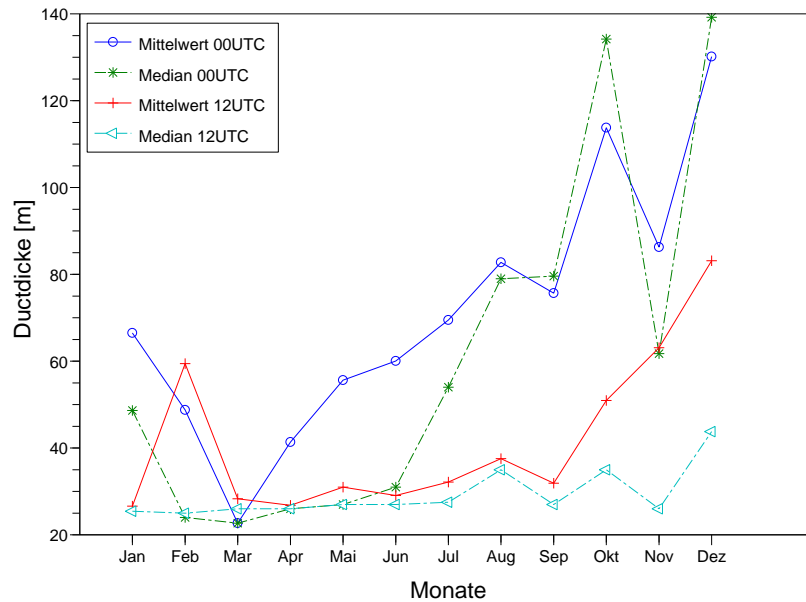


Abbildung 3.11: Ductdicke über das Jahr unter 500 m agl

12 UTC. Der Radarstrahl verweilt also um 00 UTC im Mittel länger in dem Bereich eines negativen Gradienten der modifizierten Refraktivität als um 12 UTC und kann demnach auch länger gebeugt werden. Zwar liegen nach Formel (2.27) selbst um 12 UTC die Ductdicken über der minimalen Dicke eines Ducts (14.5 Meter für einen Bodenduct, 11 Meter für einen Elevated-Duct), die nötig ist um einen Radarstrahl effektiv zu beugen, doch scheint dieser Wert die äußerste Grenze zu repräsentieren, bei der der Radarstrahl beginnt eine leichte, aber nicht für ein Anaprop-Echo ausreichende Beugung zu erfahren.

Zum Schluss ist in Abbildung (3.12) noch die Monatsmittelwerte des Produkts von Ductstärke und Ductdicke für die Ducts unter 500 Meter agl getrennt nach 00 UTC und 12 UTC Aufstiegen wiedergegeben, da letztendlich beide zusammen auf die Strahlbeugung wirken.

Auch hier zeigt sich dass, bis auf die generell „Duct-armen“ Monate Fe-

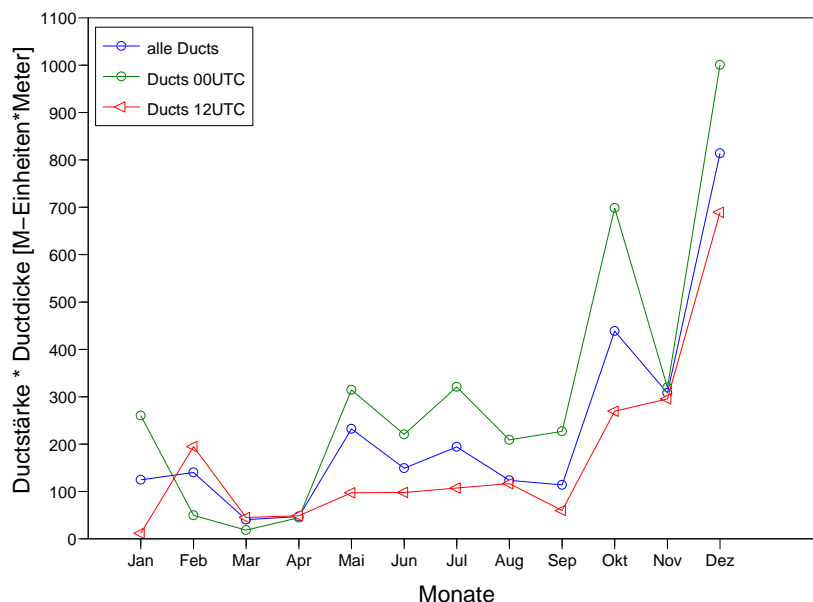


Abbildung 3.12: Ductstärke · Ductdicke über das Jahr unter 500 m agl

bruar, März und April, um 00 UTC dieses Produkt größer ist als um 12 UTC. Im Einklang mit dem Auftreten der real beobachteten Anaprop-Echos wird man also generell in den Nachtstunden stärkeres Ducting erwarten können als tagsüber, wenn allgemein meist die maximale Durchmischung der Atmosphäre auftritt. Interessant ist an dem Produkt daneben, dass besonders im Dezember und auch im Oktober das Produkt aus Ductstärke und Ductdicke sowohl in den Daten der 00 UTC als auch in denen der 12 UTC Aufstiege deutlich erhöht ist, während im Sommer nur bei den 00 UTC Daten ein leichter Anstieg zu verzeichnen ist. Es zeigt sich also recht gut, dass in den Winter- und Herbstmonaten durch die jahreszeitlich schwache Sonnenstrahlung auch tagsüber eine vorhandene Inversion schwierig oder nicht ausgeräumt werden kann und sich ziemlich zäh hält. Daneben sind es im Winter und Herbst nach dem durchschnittlichen Verlauf der Witterung über das Jahr auch gerade vornehmlich der Dezember und Oktober, in denen häufig stabilere Hochdrucklagen vorherrschen.

Für eine spezielle Anwendung der Daten auf ein reales Radar ist anzumerken, dass abhängig von der Radarhöhe ein weiteres Kriterium, bzw. eine weitere Einschränkung aufzustellen ist, bzw. gilt. Im Normalfall ist die Radarantenne, von der die Strahlen ausgesandt werden, nicht genau am Boden installiert, sondern in einer gewissen Höhe über Grund h_R . Beim Karlsruher Niederschlagsradar beträgt die Radarhöhe beispielsweise 38 Meter. Damit muss im Falle eines effektiven Boden-Ducts, der die Radarstrahlen effizient abwärts in Richtung Boden beugt, die Ductdicke hier (mit $D_{\min} = 14.5$ Meter aus Gl. 2.27) mindestens 52.5 Meter ($= h_R + D_{\min}$) betragen.

Kapitel 4

Berechnung der Strahlausbreitung anhand von Radiosondendaten : Fallbeispiele

Nach der allgemeinen Untersuchung des generellen Trends von Ducting-Bedingungen, sollen nun einzelne Anaprop-Fälle eingehender untersucht werden. Zur Auswahl der interessanten Fälle wurden dabei zunächst zwei Wege beschritten. Einerseits ergeben sich schon aus den Radiosondendaten Fälle, die im Höhenbereich des Radars einen in Dicke und Stärke ausgeprägten Duct aufweisen. Andererseits wurde aber auch das Archiv der Radarbilder des Karlsruher Niederschlagsradars nach Situationen untersucht, bei denen aus den Reflektivitäten das Auftreten eines Anaprop-Echos vermutet wird. Als Resultat beider Vorgehensweisen ergeben sich dabei folgende Tage.

- 04.09.2004
- 09.11.2004
- 21.03.2005
- 28.05.2005
- 19.07.2006

Für die ausgesuchten Fälle soll zunächst anhand der Radiosonden-Daten im TEMP-Format der Station Stuttgart/Schnarrenberg (WMO Stations-Kennziffer 10739) die Ausbreitung der Radarstrahlen berechnet und mit den real aufgetretenen Reflektivitäten des Karlsruher Niederschlagsradar verglichen werden.

Mit den Aufstiegsdaten ergibt sich, wie gezeigt, eine vertikale Verteilung des Brechungsindex n , mit der dann (anhand der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Vorgehensweise) auch die Strahlausbreitung berechnet werden kann.

Vorausgesetzt wird hierbei allerdings eine horizontale Homogenität. Diese ist in der realen Atmosphäre zwar nur bedingt gegeben, doch die horizontalen Änderungen sind im Vergleich zu den vertikalen in der Regel relativ klein. Somit sollte sich, obwohl die Station Stuttgart/Schnarrenberg etwa 63 Kilometer vom Radarstandort entfernt liegt, mit diesem Weg zumindest als Näherung eine Aussage treffen lassen, ob die beobachteten Reflektivitäten als Anaprop-Echos zu deuten sind.

Genauere, eindeutige Ergebnisse werden aber nicht zu erwarten sein. Neben der mitunter nicht gültigen Annahme der horizontalen Homogenität, sind einerseits insbesondere die Feuchtigkeitsmessungen der Radiosonden mit einer gewissen Vorsicht zu genießen. So werden beispielsweise kräftige Feuchtigkeitsrückgänge, die vor allem für eventuelle Duct-Schichten von Relevanz sind, durch die Trägheit des Feuchte-Messfühlers zum Teil geglättet, bzw. nicht in der wirklichen Höhe angezeigt.

Andererseits wurden zur Berechnung der Strahlausbreitung die Stuttgarter Radiosondendaten einfach ohne eine weitere Extrapolation „nach unten“ bis zur Rheinebene benutzt. Mit anderen Worten die Luftsäule über der Radiosondenstation Stuttgart-Schnarrenberg, die sich 315 Meter über dem Meeresspiegel befindet, wurde einfach in die Rheinebene auf eine Höhe von 110 Meter über dem Meeresspiegel „gesetzt“.

4.1 04.09.2004

Dieser Termin ergibt sich aus der Auswertung der Radiosonden-Daten.

Es handelt sich dabei um einen abgehobenen Duct in ausreichend niedriger Höhe und weist über eine im Vergleich zu den sonstigen Ducts längere Strecke einen relativ ausgeprägten Rückgang der modifizierten Refraktivität auf. Die Wetterlage über Europa wurde Anfang September 2004 bestimmt durch eine langgestreckte Hochdruckzone (Hoch KLAUS), die von Skandinavien aus über Mitteleuropa, dem Golf von Biskaya zu den Azoren verlief. Im Allgemeinen führte eine ungehinderte Sonneneinstrahlung tagsüber zu spätsommerlichen Höchsttemperaturen, während sich nachts - bei starker Ausstrahlung - die Luft zum Teil auf nur einstellige Werte abkühlen konnte.

Am Freitag, den 03., und in der ersten Nachthälfte zum 04. konnten sich allerdings ausgelöst durch ein kleinräumiges, dachziehendes Bodentief zunächst noch einzelne Schauer und Gewitter bilden. Im weiteren Verlauf fielen diese dann aber zunehmend in sich zusammen, bzw. zogen in Richtung Bayern ab und der Himmel klarte häufig auf.

Wie im Diagramm des Radiosonden-Aufstiegs der Station Stuttgart zu sehen (Abbildung 4.1 a - linke Seite), entstand bodennah eine recht ausgeprägte Temperaturinversion, wobei zusätzlich auch ein deutlicher Rückgang der Feuchte zu verzeichnen war. Im Fall der Station Stuttgart ist letzteres sicherlich begünstigt durch einen vorher durchgezogenen Schauer, der 5 mm Niederschlag brachte und somit in den untersten Luftschichten durch Verdunstung den Feuchtegradienten generell verstärkte.

Dementsprechend zeigt auch das aus dieser Temperatur- und Feuchteverteilung berechnete Profil der modifizierten Refraktivität (Abbildung 4.1 b - rechte Seite) einen leicht abgehobenen Duct in 17 Metern Höhe mit einer Ductdicke von 127 Metern, einer Ductstärke von 8.3 M-Einheiten. Die zugehörige Trapping-Schicht von 73 Metern befindet sich in 71 Meter Höhe über Grund.

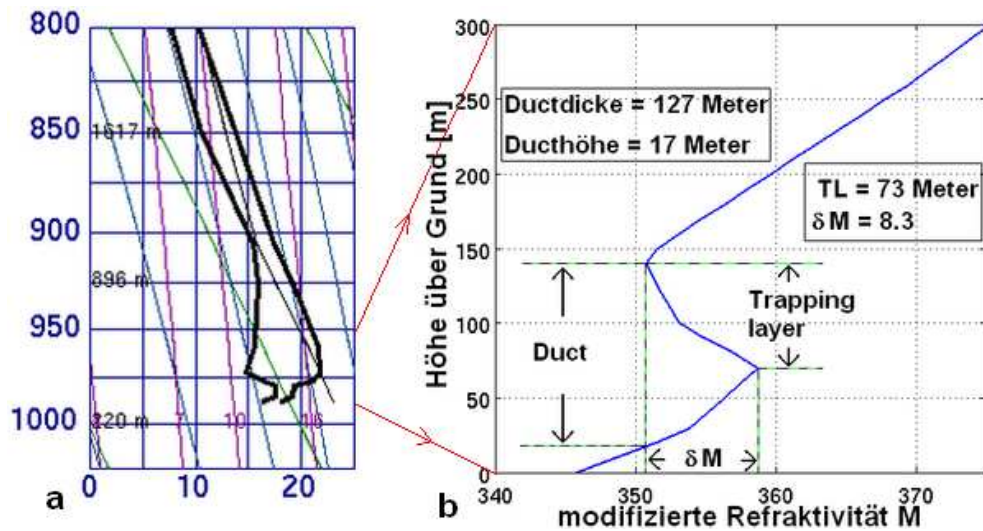


Abbildung 4.1: (a) - linke Seite: Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs der Station Stuttgart-Schnarrenberg (WMO-ID 10739) vom 04.09.2004 um 00 UTC; Quelle: University of Wyoming; (b) - rechte Seite: Dazugehöriges Vertikal-Profil der modifizierten Refraktivität M bis 300 Meter

Führt man nun aufgrund dieser Daten eine Berechnung der Strahlwege durch, ergibt sich die in Abbildung (4.2) dargestellte Verteilung. Ab einer Anfangselevation von etwa 1.0° nähert sich dabei wie zu erwarten die Ausbreitung der ausgesendeten Radarstrahlen nahezu vollkommen der Ausbreitung unter Standardbedingungen an. Bei kleineren Elevationen zeigt sich zwar zunehmend eine Abweichung zur Ausbreitung unter Standardbedingungen, doch erst ab einer Elevation von 0.16° wird die Krümmung des Strahls größer als die Erdkrümmung, bzw. beugt sich der Strahl abwärts in Richtung Erdboden und ab einer Elevation 0.13° wird der Strahl gefangen. Einzelne Anaprop-Echos sind demnach einerseits durch einen Teil der Hauptkeule oder andererseits auch durch die Strahlen der Nebenkeule zu erwarten.

Ein Vergleich mit dem realen Radarbild (Abbildung 4.3), das selbst schon mit einem Doppler-Filter einer Clutter-Korrektur unterzogen worden ist, zeigt, neben zwei Second-Trip-Echos der in Ostwürttemberg abziehenden Schauern, eine erhöhte örtliche Rose von Bodenclutter um das Radar und eine schwache

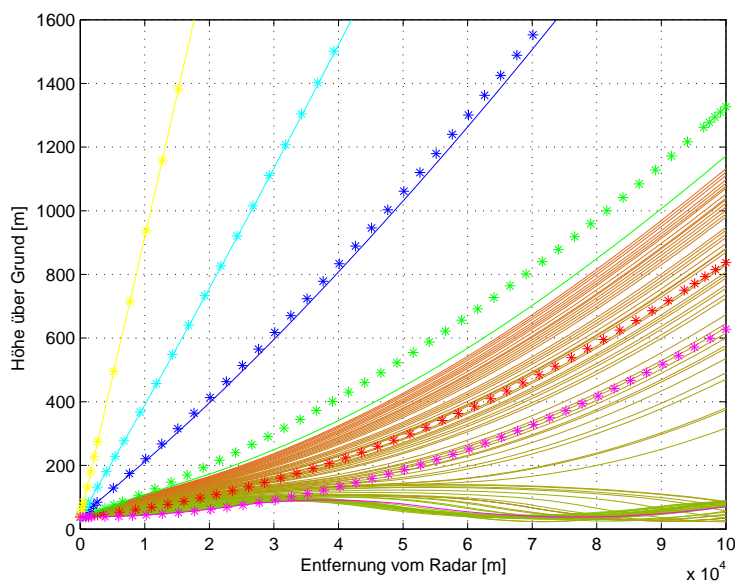


Abbildung 4.2: Aus Radiosondendaten berechnete Strahlausbreitung vom 04.09.2004 um 00 UTC für Anfangselevationen von 0.0° (magenta), 0.12° (rot), 0.4° (grün), 1.0° (blau), 2.0° (türkis), 5.0° (gelb), sowie dem Bereich von 0.0° bis 0.495° in 0.05° Schritten (rotbraun). Dazu als Vergleich Ausbreitung unter Standardbedingungen für Anfangselevationen von 0.0° (magenta Sterne), 0.12° (rote Sterne), 0.4° (grüne Sterne), 1.0° (blaue Sterne), 2.0° (türkise Sterne) und 5.0° (gelbe Sterne).

Andeutung von Anaprop-Echos beim Pfälzer Bergland, beim Pfälzer Donnersberg, der ca. 70 km vom Radarstandort entfernt ist, und in Richtung der südlichen Vogesen. Im abgeleiteten SRI-Bild (Abbildung 4.4) sind dagegen im Hinblick auf Anaprop-Echos nur einzelne Pixel zu erkennen. Obwohl im Radiosondenaufstieg ein relativ ausgeprägter abgehobener Duct auftritt, hält sich damit das reale Auftreten von Anaprop-Echos ziemlich in Grenzen. Die beobachteten schwachen Echos sind eher zu vernachlässigen und werden mit der normalen Clutter-Korrektur ausreichend erkannt.

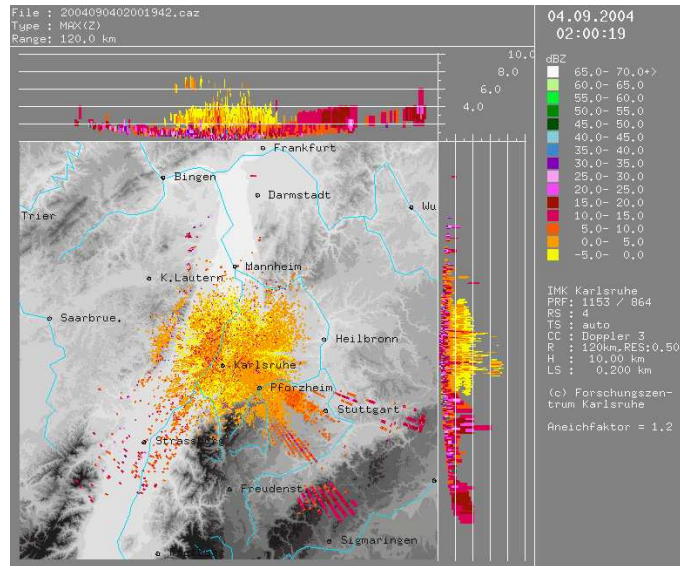


Abbildung 4.3: Reflektivität MaxCAPPI, 04.09.2004 02:00 Uhr (00:00 UTC)

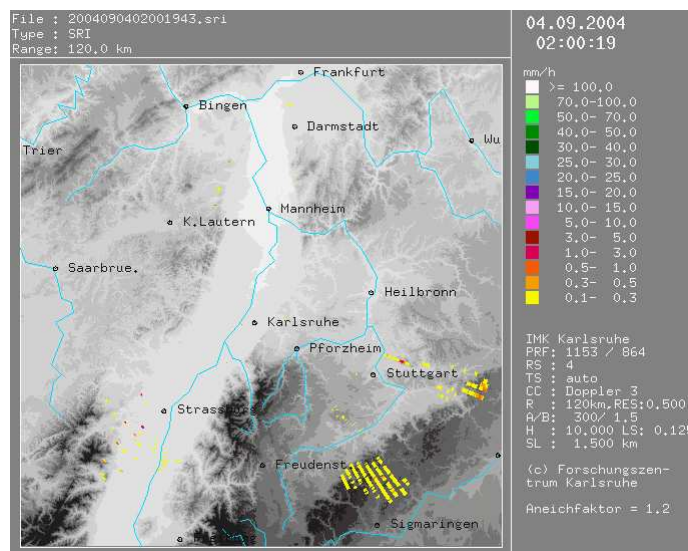


Abbildung 4.4: Abgeleitete Regenrate (Surface Rain Intensity, SRI), 04.09.2004 02:00 Uhr (00:00 UTC)

4.2 09.11.2004

In diesem Fall resultiert die Vermutung, dass Anaprop-Echos aufgetreten sind, aus der Auswertung der Radarbilder.

In den Darstellungen der gemessenen Reflektivitäten von 04:00 Uhr bis 06:00 Uhr MEZ (03:00 UTC bis 05:00 UTC) (Abbildungen 4.5 bis 4.9) finden sich im Bereich der Nordpfälzer Berglands und des Pfälzer Walds sowie in Richtung der Vogesen relativ ausgedehnte Echos, die in den untersten Atmosphärenschichten auftreten, bzw. von den untersten Elevationen herrühren. Dabei handelt sich also schon einmal um die Schichten, bzw. Elevationen, in, bzw. bei denen Anaprop-Echos vorkommen. Darüberhinaus weisen die Echos aber auch noch ein teilweise relativ „fleckiges“ Aussehen, eine weitgehende Stationarität (die Echos sind nahezu ortsfest) auf und verschwinden um 06:00 Uhr recht rasch. Damit liegt zunächst die Vermutung nahe, dass die angezeigten Echos durch eine anomale Strahlausbreitung hervorgerufen worden sind.

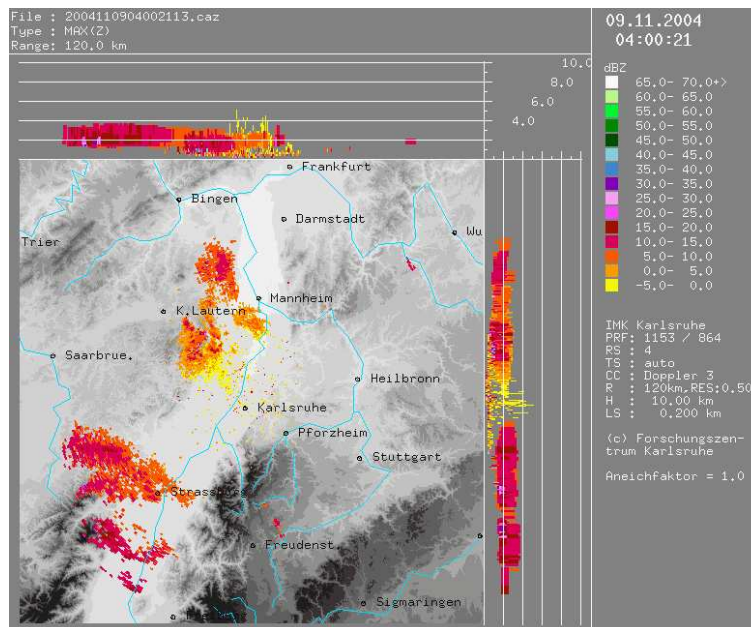


Abbildung 4.5: Reflektivität MaxCAPPI 09.11.2004 04:00 Uhr (03:00 UTC)

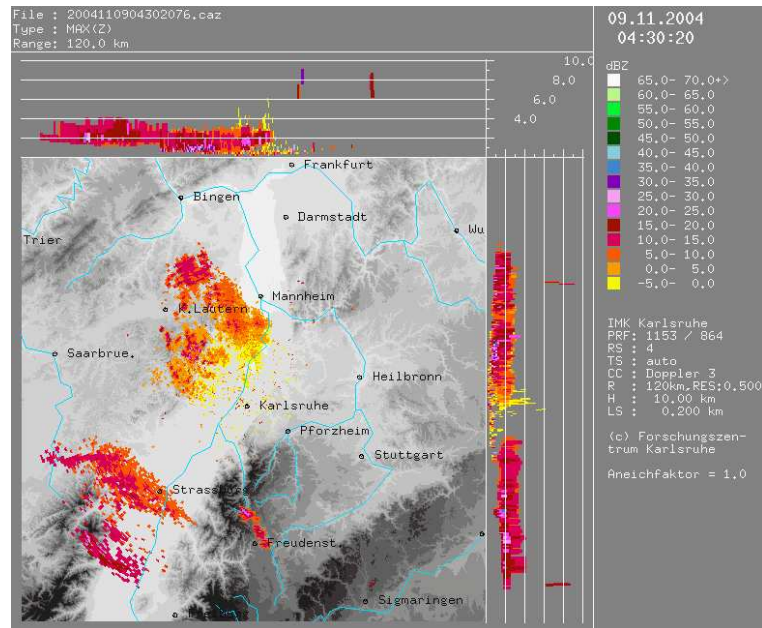


Abbildung 4.6: Reflektivität MaxCAPPI 09.11.2004 04:30 Uhr (03:30 UTC)

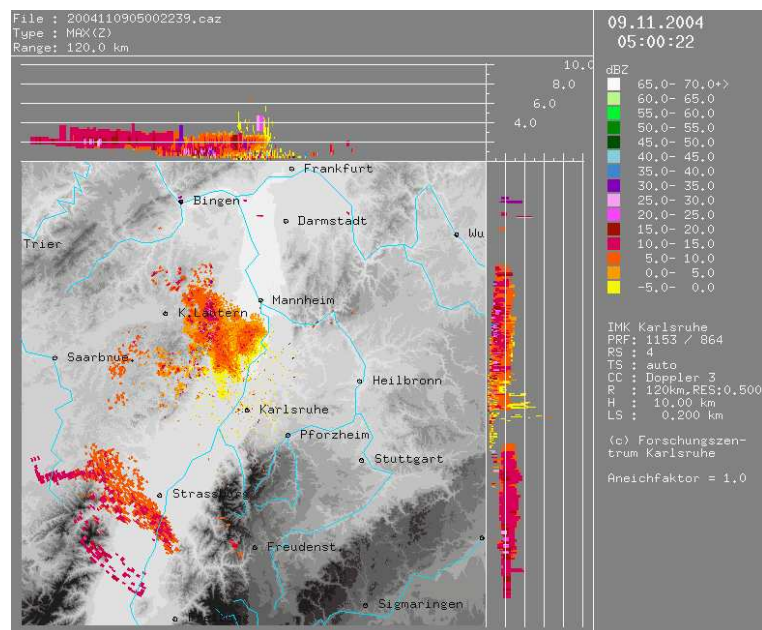


Abbildung 4.7: Reflektivität MaxCAPPI 09.11.2004 05:00 Uhr (04:00 UTC)

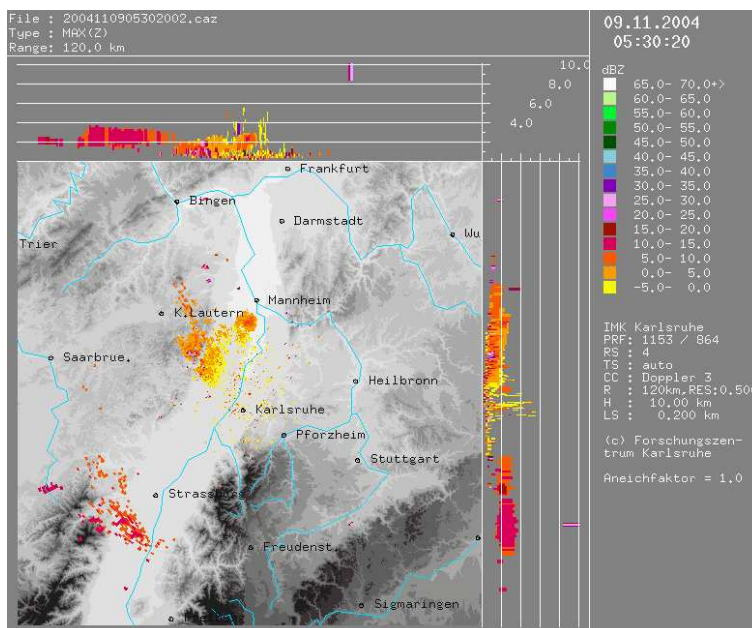


Abbildung 4.8: Reflektivität MaxCAPPI 09.11.2004 05:30 Uhr (04:30 UTC)

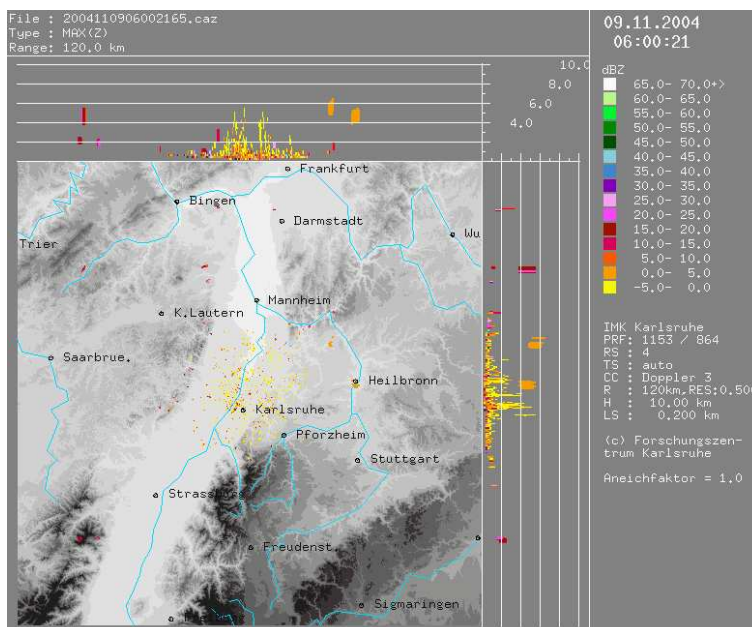


Abbildung 4.9: Reflektivität MaxCAPPI 09.11.2004 06:00 Uhr (05:00 UTC)

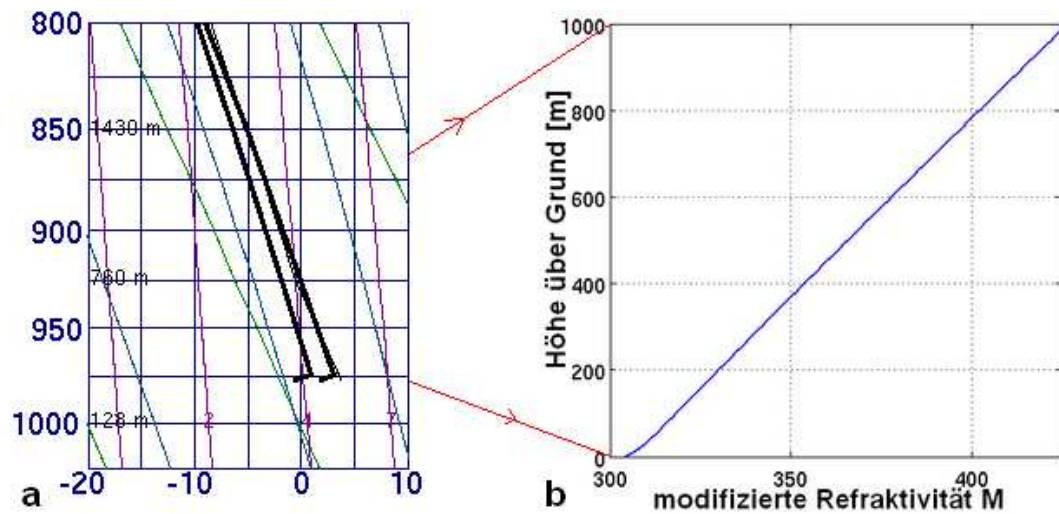


Abbildung 4.10: (a) - linke Seite: Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs der Station Stuttgart-Schnarrenberg (WMO-ID 10739) vom 09.11.2004 um 00 UTC; Quelle: University of Wyoming; (b) - rechte Seite: Dazugehöriges Vertikal-Profil der modifizierten Refraktivität M bis 1000 Meter

Allerdings bei der Betrachtung des zeitlich und räumlich nächsten Radiosondenaufstiegs (dem der Station Stuttgart-Schnarrenberg von 00 UTC, Abbildung 4.10 - linke Seite), ergeben sich zunächst keine Hinweise zur Bestätigung der Vermutung. Zwar zeigt sich bodennah eine Temperaturinversion, doch es kommt gleichzeitig zu keinem zusätzlichen Feuchterückgang und das aus diesen Daten berechnete Profil der modifizierten Refraktivität (Abbildung 4.10 - rechte Seite) weist demnach auch keine Ducting-Schicht mit einem Rückgang der modifizierten Refraktivität auf.

Ebenso zeigen die aus den Radiosondendaten berechneten Strahlausbreitungskurven (Abbildung 4.11) nur eine Ausbreitung wie unter Standardbedingungen.

Dazu gestaltete sich auch die Wetterlage auf den ersten Blick relativ unvorteilhaft für die Ausbildung von Anaprop-Echos. Ein mit Kaltluft erfülltes Höhentief über dem Alpenraum bestimmte zu diesem Zeitpunkt das Wetter,

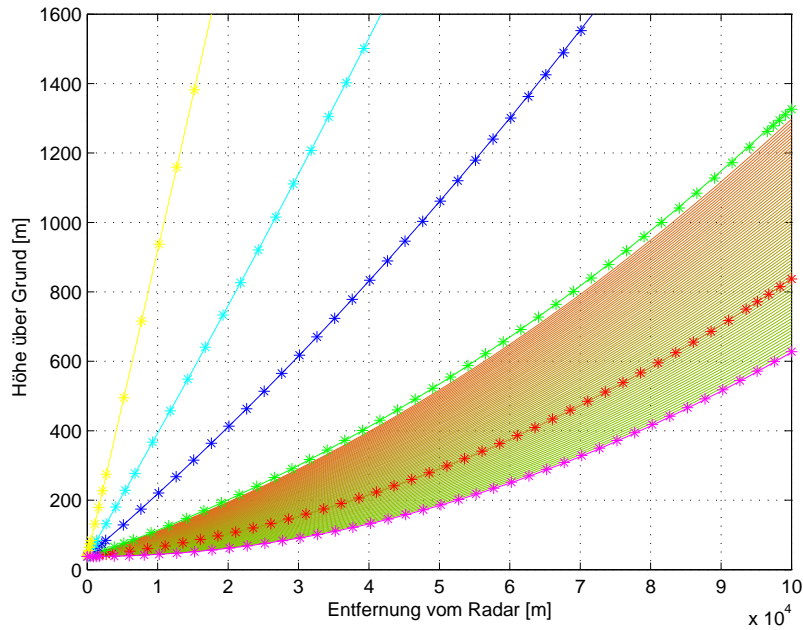


Abbildung 4.11: Aus Radiosondendaten berechnete Strahlausbreitung vom 09.11.2004 um 00 UTC für Anfangselevationen von 0.0° (magenta), 0.12° (rot), 0.4° (grün), 1.0° (blau), 2.0° (türkis), 5.0° (gelb), sowie dem Bereich von 0.0° bis 0.495° in 0.05° Schritten (rotbraun). Dazu als Vergleich Ausbreitung unter Standardbedingungen für Anfangselevationen von 0.0° (magenta Sterne), 0.12° (rote Sterne), 0.4° (grüne Sterne), 1.0° (blaue Sterne), 2.0° (türkise Sterne) und 5.0° (gelbe Sterne).

wobei kleine kurzwellige Anteile zeitweise ein wenig Hebungsantrieb lieferten und stellenweise leichte Niederschläge erzeugen konnten. Damit herrschte synoptisch gesehen alles andere als eine ruhige, strahlungsdominierte Hochdrucklage vor, die bei meeresfernen Stationen ansonsten meist für das vermehrte Auftreten von anomaler Strahlausbreitung verantwortlich ist.

Zieht man außerdem die Meldungen der umliegenden Bodenstationen zu Rate, so dominieren auch insgesamt eher wolkige Verhältnisse, wobei zudem im weiteren Umfeld der Radarechos teilweise sogar leichter Niederschlag (um 05:00 Uhr vom Feldberg im Schwarzwald leichter Schneefall und um 06:00

Uhr vom Weinbiet Schneegriesel) gemeldet wird.

Allerdings finden sich über Südwestdeutschland auch gelegentlich einige Aufklarungen, die durch die vermehrte Ausstrahlung zur in Hinblick auf einen Duct zu einer Inversion führen könnten. So wurde beispielsweise von den Stationen Stuttgart-Schnarrenberg und Stuttgart-Echterdingen um 03:00 Uhr ein fast wolkenloser, bzw. ein nur leicht bewölkter Himmel gemeldet. Um 05:00 Uhr dann auch von der Station Karlsruhe und um 06:00 Uhr ebenso aus Mannheim, wobei zu diesem Zeitpunkt in Karlsruhe sogar wolkenlose Verhältnisse vorzufinden waren. Es gab damit in diesem Fall eine relativ große räumliche Variabilität, bei der es nicht auszuschließen ist, dass sich dann lokal durchaus ausgeprägtere Inversionen, bzw. für Anaprop-Echos relevante Ducting-Schichten ausbilden konnten. Im Sinne einer eindeutigen Klärung erweisen sich die Radiosondendaten zu grob (räumlich und zeitlich) um mittels einer Strahlausbreitungsrechnung genauere Aussage zu treffen, bzw. sind für wahrscheinlich die Rheinebene nicht repräsentativ.

4.3 21.03.2005

Die Auswertung der Bilder des Radararchivs ist erneut hierbei für die Auswahl dieses Termins verantwortlich gewesen.

In Abbildung (4.12) und Abbildung (4.13) finden sich dabei am 21.03.2006 um 06:30 und 07:00 Uhr Ortszeit zwei Bereiche, der eine am Nordrand der Südvogesen der andere beim Nordpfälzer Bergland, mit zusammenhängenden Reflektivitäten. Dabei fällt beim Vergleich mit dem Aufriss deutlich auf, dass diese Echos auf den bodennahen Bereich beschränkt sind.

Die zugehörigen Bilder der Regenrate (Abbildungen 4.14 und 4.15) zeigen daneben vor allem vom Echo in Richtung des Nordrandes der Südvogesen einen Bereich mit einer scheinbaren Regenrate von bis zu 0.4 bis 0.6 mm/h. Gleichzeitig meldeten zum selben Zeitpunkt die meteorologischen Bodenmessstationen Karlsruhe, Baden-Airport bei Rastatt und Straßburg/Entzheim einen gering bewölkten bis klaren Himmel.

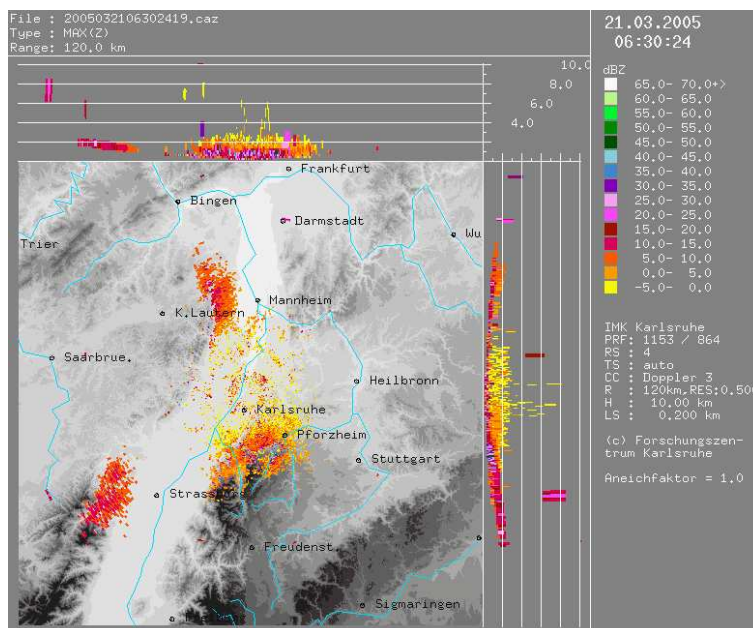


Abbildung 4.12: Reflektivität MaxCAPPI 21.03.2005 06:30 Uhr (05:30 UTC)

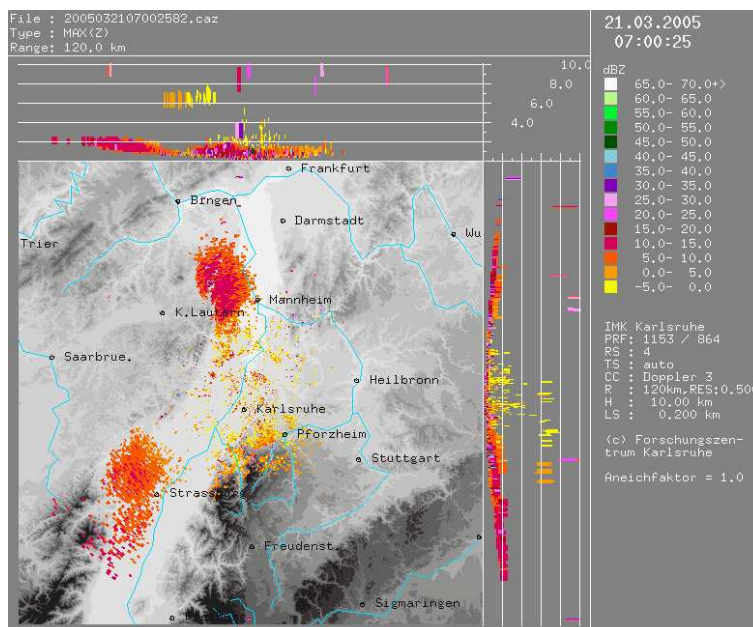


Abbildung 4.13: Reflektivität MaxCAPPI 21.03.2005 07:00 Uhr (06:00 UTC)

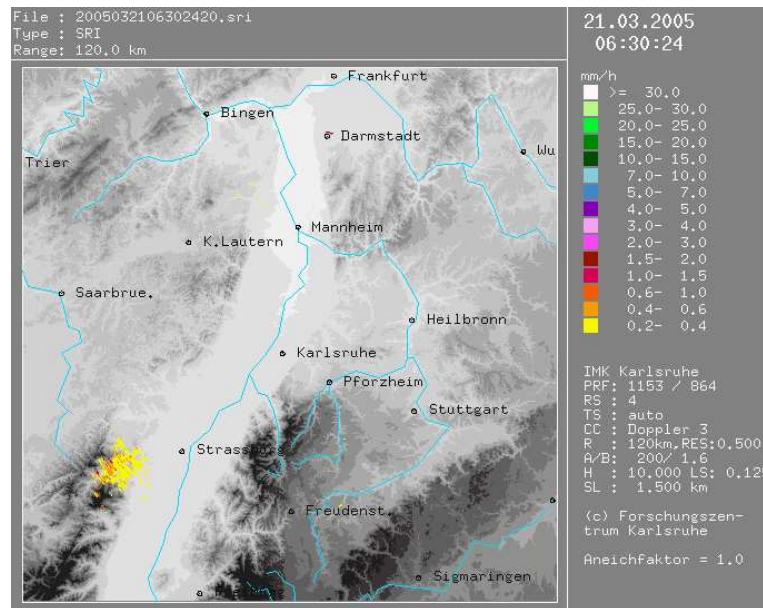


Abbildung 4.14: Abgeleitete Regenrate (Surface Rain Intensity, SRI), 21.03.2005 06:30 Uhr (05:30 UTC)

Zwar sind die Daten bereits einer Clutterkorrektur unterzogen worden, doch liegt aufgrund des Erscheinungsbildes der Echos und den Meldungen der Bodenstationen zumindest die Vermutung nahe, dass hier einen Fall von Anomaler-Strahlausbreitung vorliegt.

Dazu passend gestaltete sich auch erst einmal grob die Wetterlage. Denn diese wurde bestimmt durch ein Hochdruckgebiet mit Kern über der Ostseeküste Mecklenburg-Vorpommerns. Dabei lag Südwestdeutschland auch noch unter in seinem Einfluss, so dass sich nur lockere Bewölkung bildete. Zwar wurde aus Südwesten gleichzeitig ein Schub warmer Mittelmeerluft herangeführt, doch dieser machte sich zunächst vor allem in der Höhe bemerkbar. Am Boden konnten - durch die nächtliche Ausstrahlung - die Temperaturen am Rhein auf 4 bis 3 °C, weiter ostwärts auch teilweise um oder unter den Gefrierpunkt absinken. Stellenweise bildete sich in Richtung Württemberg zudem Nebel.

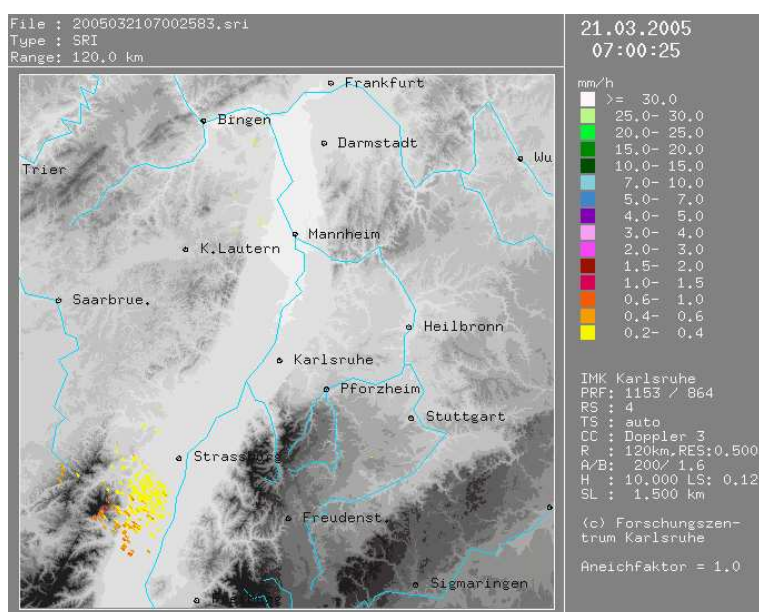


Abbildung 4.15: Wie Abb. 4.14, hier für 21.03.2005 07:00 Uhr (06:00 UTC)

Im Radiosonden-Aufstieg der Station Stuttgart-Schnarrenberg von 00UTC (Abbildung 4.16- linke Seite) findet man zu diesem Zeitpunkt dementsprechend schon eine leichte bodennahe Inversion, die allerdings von einer im Hinblick auf ein Anaprop-Fall ungünstigen Feuchtezunahme begleitet ist. Erst ab einer Druckhöhe von etwa 910 hPa fällt eine schwache Temperaturzunahme mit einem Feuchtrückgang zusammen.

Berechnet man aus den Daten des Radiosondenaufstiegs nun ein Vertikalprofil der modifizierten Refraktivität (Abbildung 4.16- rechte Seite), so zeigt sich bodennah kein Rückgang mit der Höhe und damit keine Ductschicht. In der Höhe zwischen 680 und 800 Meter über Grund bleibt die modifizierte Refraktivität gerade mal konstant. Damit ist zumindest aus den Radiosondendaten von diesem Termin und von dieser Station (noch) keine anomale Strahlausbreitung zu erwarten. Die Schicht mit einer konstanten modifizierten Refraktivität ist zu schwach und zu hoch. Der Radarstrahl wird beim Eintreten in diese Schicht schon zu steil sein um merklich von der Standardstrahlausbreitung abgelenkt zu werden.

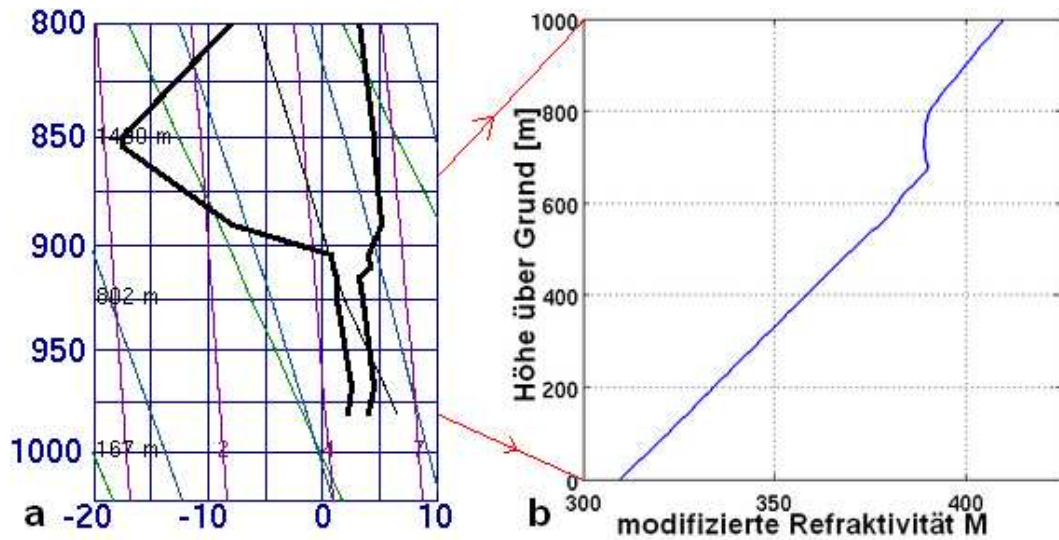


Abbildung 4.16: (a) - linke Seite: Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs der Station Stuttgart-Schnarrenberg (WMO-ID 10739) vom 21.03.2005 um 00 UTC; Quelle: University of Wyoming; (b) - rechte Seite: Dazugehöriges Vertikal-Profil der modifizierten Refraktivität M bis 1000 Meter

Das Ergebnis der aus den Radiosondendaten durchgeführten Strahlausbreitungsberechnung ist in Abbildung (4.17) zu sehen. Wie angenommen entspricht der Verlauf der unter den verschiedenen Elevationswinkeln ausgesandten Radarstrahlen nahezu dem unter Standardbedingungen. Bei einer Elevation nahe 0° deutet sich sogar eine schwache Subrefraktion an, d.h. der Strahl gewinnt im Vergleich zu der Standardstrahlausbreitung ein wenig mehr Höhe über Grund.

Nun liegt, neben dem räumlichen Abstand zwischen dem Radiosonden-Aufstieg in Stuttgart und dem Radarstandort Karlsruhe, allerdings auch ein mehr oder weniger großer zeitlicher Unterschied vor. Während die Daten des Radiosondenaufstiegs um 00 UTC (01 MEZ) erhoben wurden, treten die scheinbaren Anaprop-Echos erst um 05:30 und 06:00 UTC (06:30 und 07:00 Uhr MEZ) auf. Die Radiosondendaten erweisen sich damit kaum als repräsentativ für die Verhältnisse, die um 05:30 UTC zu den möglichen Anaprop-

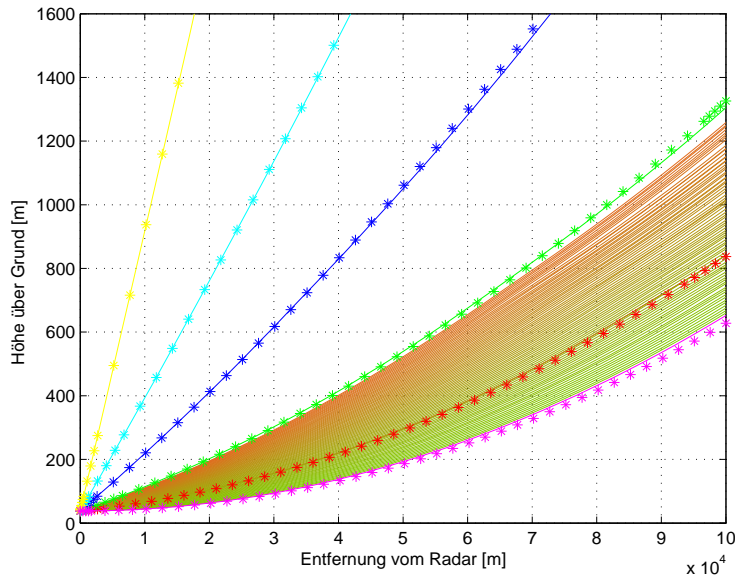


Abbildung 4.17: Aus Radiosondendaten berechnete Strahlausbreitung vom 21.03.2005 um 00 UTC für Anfangselevationen von 0.0° (magenta), 0.12° (rot), 0.4° (grün), 1.0° (blau), 2.0° (türkis), 5.0° (gelb), sowie dem Bereich von 0.0° bis 0.495° in 0.05° Schritten (rotbraun). Dazu als Vergleich Ausbreitung unter Standardbedingungen für Anfangselevationen von 0.0° (magenta Sterne), 0.12° (rote Sterne), 0.4° (grüne Sterne), 1.0° (blaue Sterne), 2.0° (türkise Sterne) und 5.0° (gelbe Sterne).

Echos führen. Zwar deutet sich, wie erwähnt, bereits in den Aufstiegsdaten um 00 UTC eine Bildung einer bodennahen Temperatur-Inversion an, doch der für Ducting-Schichten relevantere Feuchterückgang ist zu diesem Zeitpunkt nicht sichtbar. Bei möglicher Taubildung kann es sogar zu einem deutlichen Anstieg der Feuchte mit der Höhe kommen (bzw. Abnahme in den bodennahen Schichten) und die schwache Subrefraktion sich noch erhöhen. Ob es sich bei den Echos um 05:30 UTC und 06:00 UTC um Anaprop-Echos handelt, ist also in diesem Fall nur auf Grundlage der Radiosonden-Daten nicht zu beantworten, noch irgendwie zu vermuten und andere Datenquellen sind erforderlich.

4.4 28.05.2005

Bei der Auswahl dieses Termins liegt wieder die Auswertung der Radiosondenaufstiege zu Grunde, die dabei einen vergleichsweise ausgeprägten Boden-Duct ergibt. Bestimmendes Druckgebilde war Hoch ROLENDA dessen Schwerpunkt am 26. zwar bereits in Richtung Weißrussland verlagerte, aber mit einem ausgeprägtem Keil auch noch in Mitteleuropa bestimmend war. Großräumige Subsidenz sorgte dabei für meist durchgehend wolkenlose Verhältnisse. So wurden in Südwestdeutschland von 24. bis zum 28. vielerorts täglich jeweils über 12 Sonnenstunden erreicht. Dazu setzte sich an seiner Westflanke mit einer südwestlichen Höhenströmung auch noch trockene subtropische Warmluft durch, in der (mit der Sonnenunterstützung) die Temperaturen tagsüber auf hochsommerliche Werte von recht verbreitet über 30 °C anstiegen. Nachts konnte sich dagegen durch die ungehinderte Ausstrahlung die Luft auf Tiefstwerte zwischen 16 bis 11 °C, bodennah in 5 cm Höhe zwischen 13 und 8 °C abkühlen. Es entstand, wie im Aufstiegsdiagramm vom 28.05.2005 00 UTC (Abbildung 4.18 a - linke Seite) zu sehen, eine flache Bodeninversion, die zudem einherging mit einer Abnahme der Feuchte.

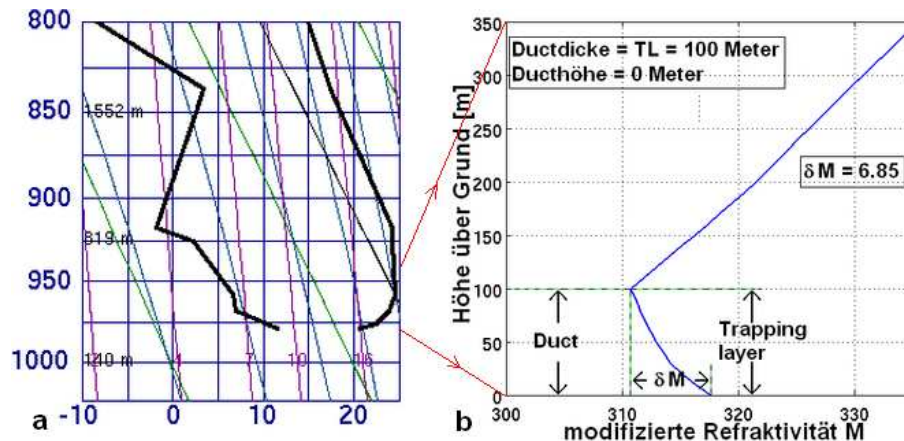


Abbildung 4.18: (a) - linke Seite: Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs der Station Stuttgart-Schnarrenberg (WMO-ID 10739) vom 28.05.2005 um 00 UTC; Quelle: University of Wyoming; (b) - rechte Seite: Dazugehöriges Vertikal-Profil der modifizierten Refraktivität M bis 350 Meter

Die entsprechende Verteilung der modifizierten Refraktivität ist in Abbildung (4.18 b - rechte Seite) dargestellt. Sie zeigt einen relativ ausgeprägten Boden-Duct mit einer Obergrenze von 100 Metern, wobei die Schicht von 0 bis 100 Metern zugleich die Trapping-Schicht ist. Die Abnahme der modifizierten Refraktivität beträgt 6.85 M-Einheiten.

Die Berechnung der Strahlausbreitung (Abbildung 4.19) ergibt dabei erneut, dass die Radarstrahlen ab einer Anfangselevation größer 1.0° kaum durch den Duct betroffen sind. Der Winkel zwischen der Inversionsebene und dem Radarstrahl ist damit zu groß für eine relevante Ablenkung des Radarstrahls. Bei kleineren Anfangselevationen kommt es dagegen zunächst zu einer gewissen Ablenkung des Strahls von den normalen Ausbreitungswegen, die mit abnehmender Anfangselevation weiter zunimmt. So beträgt beispielsweise bei einer Anfangselevation von 0.4° die Abweichung zwischen realem Strahl und der Standardstrahlausbreitung in 500 Meter Höhe bereits 110 Meter und bei einer Anfangselevation von 0.25° in 500 Meter Höhe sogar 200 Meter.

Ab einer Anfangselevation von 0.135° übertrifft schließlich die Krümmung des Radarstrahls die Erdkrümmung und der Strahl wird zum Boden hin gebeugt. Dabei entsteht nach den Berechnungen mit dem einfachen Boden-Duct zwar erst einmal kein Trapping (also ein Hohlleiter-Effekt), allerdings bleibt bei den Randbedingungen auch der Fall unberücksichtigt, dass der Strahl am Boden eine vorwärts Reflexion erfahren kann.

Eine weitere Besonderheit ist ab etwa 6 Kilometer Entfernung und in einer Höhe, die mit der Ductobergrenze von 100 Metern übereinstimmt, zu sehen. Hier erscheint das sogenannte „Radio Loch“ („radio hole“), ein Bereich in den (wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben) die Strahlen auf direktem Wege nicht einzudringen vermögen.

Insgesamt zeigt damit die Berechnung erneut, dass erneut ein Anaprop-Echo durch maximal nur einem Teil der Hauptkeule oder durch die Nebenkeulen hervorgebracht werden können. Also wenn Anaprop-Echos auftreten, diese insgesamt eher schwach bleiben.

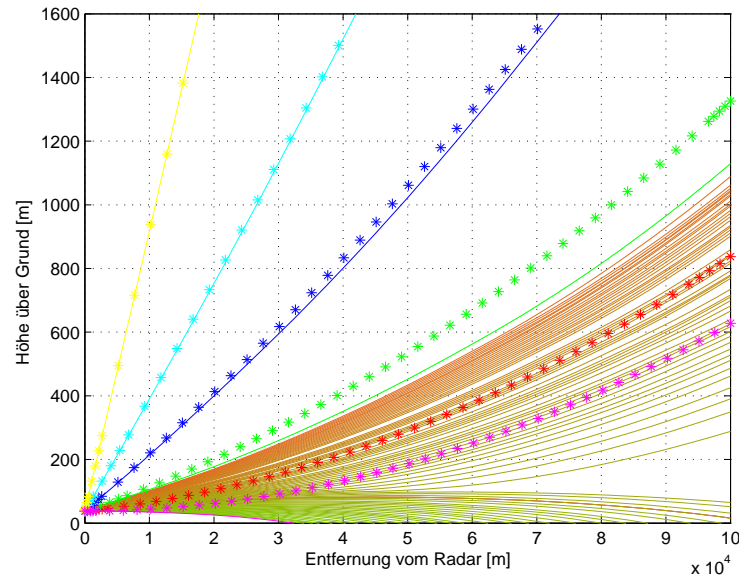


Abbildung 4.19: Aus Radiosondendaten berechnete Strahlausbreitung vom 28.05.2005 um 00 UTC für Anfangselevationen von 0.0° (magenta), 0.12° (rot), 0.4° (grün), 1.0° (blau), 2.0° (türkis), 5.0° (gelb), sowie dem Bereich von 0.0° bis 0.495° in 0.05° Schritten (rotbraun). Dazu als Vergleich Ausbreitung unter Standardbedingungen für Anfangselevationen von 0.0° (magenta Sterne), 0.12° (rote Sterne), 0.4° (grüne Sterne), 1.0° (blaue Sterne), 2.0° (türkise Sterne) und 5.0° (gelbe Sterne).

Der Vergleich mit dem realen Radarbild für den 02.00 Uhr Ortszeit (00 UTC) Termin (Abbildung 4.20) zeigt zunächst, dass, bis auf eine schwache, örtliche Boden-Clutter Rose im Nahbereich der Radars, nur vereinzelt ein paar Pixel in Richtung Donnersberg und in Richtung Pfälzer Bergland sowie Vogesen auftreten. Allerdings sind diese insgesamt äußerst schwach und kaum zusammenhängend. Erst um 03:30 Uhr (01:30 UTC) (Abbildung 4.21) und 04.00 Uhr (02:00 UTC) Ortszeit (Abbildung 4.22) kommt es nur kurzzeitig in Richtung der Vogesen zu einem etwas zusammenhängenderen Anaprop-Echo. Doch wie das SRI-Bild (Abbildung 4.23) zeigt, kommt auch aus diesem kein abgeleitetes Niederschlagsecho zustande. Mittels dem angewandten Doppelfilter, das radarseits radial unbewegte von bewegten Signalanteilen unter

Berücksichtigung eines Geschwindigkeitsspektrums trennt, kann damit das schwache Anaprop-Echo ausreichend ausgeblendet werden, so dass zumindest im Bild der Regenrate keine Kontamination mehr auftritt.

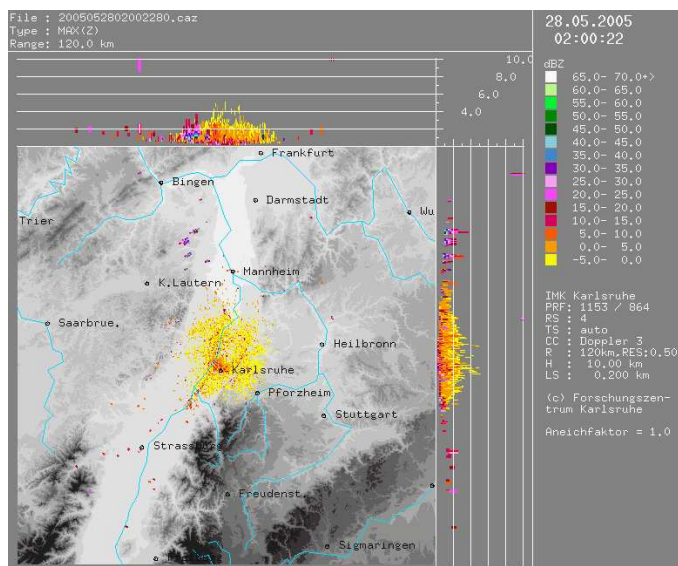


Abbildung 4.20: Reflektivität MaxCAPPI 28.05.2005 02:00 Uhr (00:00 UTC)

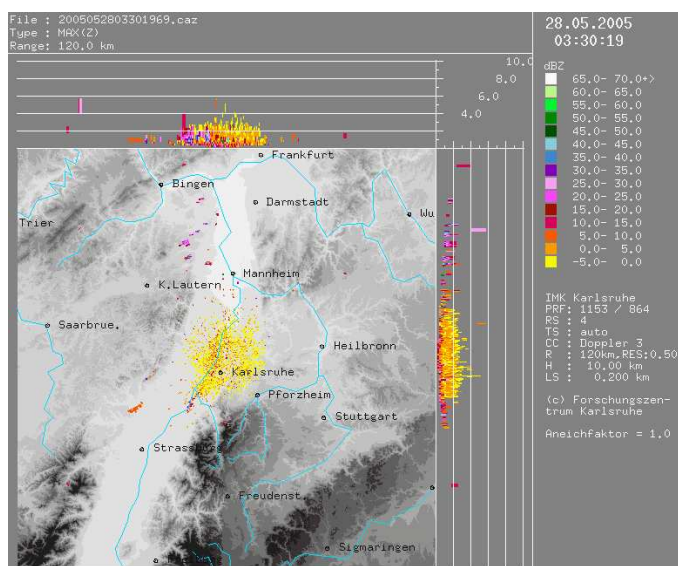


Abbildung 4.21: Reflektivität MaxCAPPI 28.05.2005 03:30 Uhr (01:30 UTC)

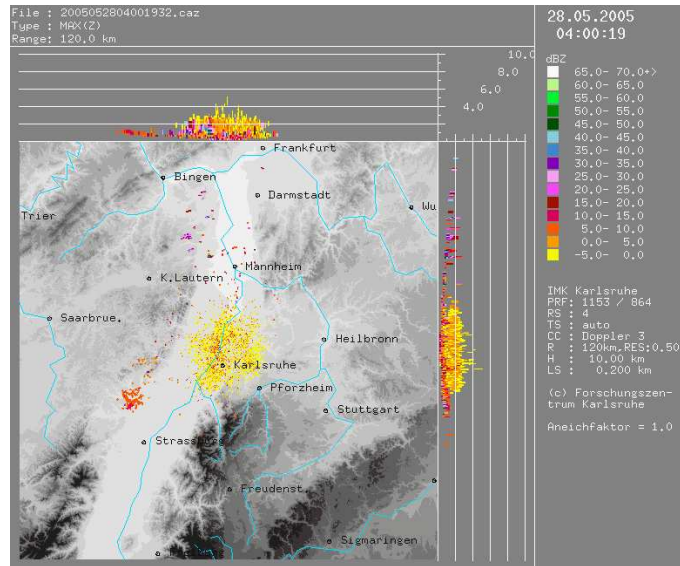


Abbildung 4.22: Reflektivität MaxCAPPI 28.05.2005 04:00 Uhr (02:00 UTC)

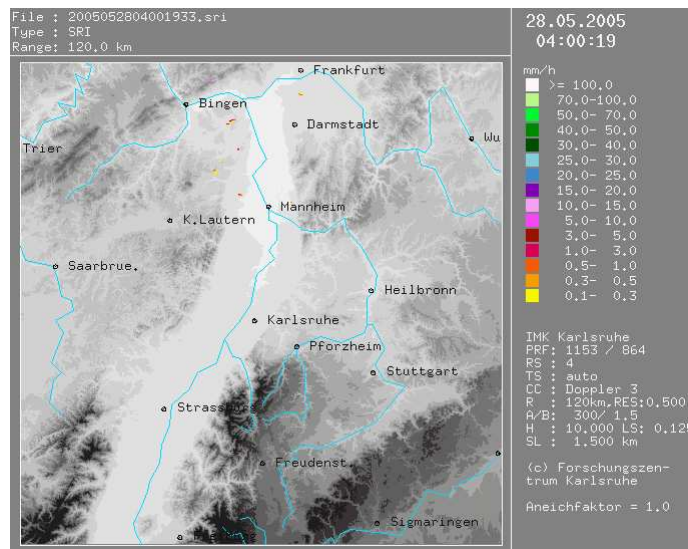


Abbildung 4.23: Abgeleitete Regenrate (Surface Rain Intensity, SRI), 28.05.2004 04:00 Uhr (02:00 UTC)

4.5 19.07.2006

Die Grundlage zur Auswahl dieses Termins war einerseits erneut die Auswertung der Radiosondendaten, die einen vertikal hinreichend mächtigen Bodenduct aufwies, aber andererseits ergab auch die Betrachtung der realen Radarbilder den Hinweis auf ein Anaprop-Echo.

Die Luftdruckverteilung über Europa zeigte am 19.07.2006 dabei eine ziemlich ausgeprägte Omega-Form mit einem umfangreichen Hoch genau über Mitteleuropa und zwei kleineren Tiefdruckgebieten an seiner Südwest- und Südostflanke. Im Bereich des Hochs dominierte bei großräumigem Absinken und ansonsten nur schwachen Horizontalwinden sehr warme subtropische Luft. Somit konnten unter nahezu ungestörten Strahlungsverhältnissen die Temperaturen tagsüber verbreitet auf hochsommerliche Werte jenseits der 30 Grad-Marke steigen. Nachts entwickelte sich dagegen, neben einer im Bereich des Hochs vorhandenen abgehobenen Absinkinversion, eine bodennahe Strahlungsinversion (vgl. Abbildung 4.24). Außer einem Temperaturanstieg enthielt diese dabei auch eine Abnahme der Feuchte, so dass damit alle Zutaten für einen Boden-Duct gegeben waren.

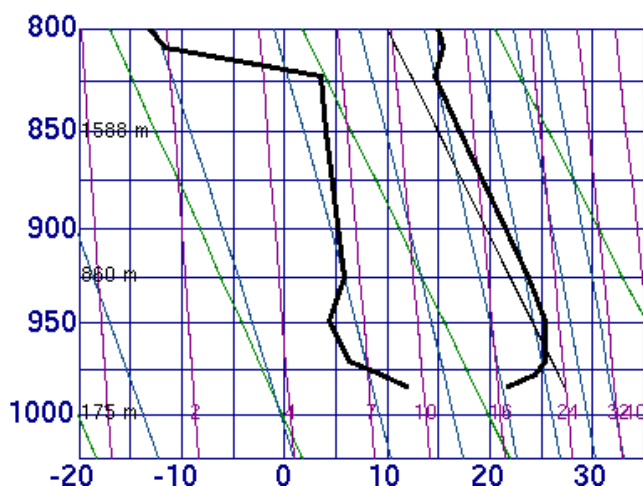


Abbildung 4.24: Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs der Station Stuttgart-Schnarrenberg (WMO-ID 10739) vom 19.07.2006 um 00 UTC; Quelle: University of Wyoming

Das aus den Radiosondendaten berechnete Profil der modifizierten Refrak-

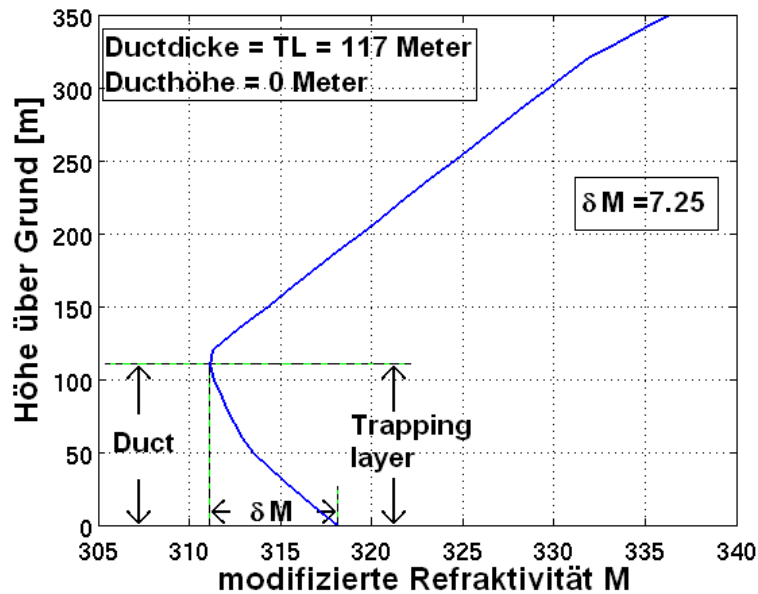


Abbildung 4.25: Vertikal-Profil der modifizierten Refraktivität M vom 19.07.2006 um 00 UTC

tivität (Abbildung 4.25) weist demnach auch einen Boden-Duct auf. Dieser besitzt eine Mächtigkeit von 117 Metern, wobei die Ductstärke, also der Rückgang der modifizierten Refraktivität vom Erdboden bis zur Obergrenze des Ducts, ansehnliche 7.25 M-Einheiten beträgt.

Die Berechnung der Strahlausbreitung für dieses Profil ergibt den in Abbildung (4.26) dargestellten Verlauf. Wieder breiten sich die Strahlen, die mit einer Anfangselevation von 1.0° und mehr ausgesandt werden, wie unter Standardbedingungen aus. Sie werden durch die Ducting-Schicht nicht weiter beeinflusst. Bei flacheren Anfangselevationen weicht dagegen die Strahlbahn zunehmend von der unter Standardbedingungen ab und ab einer Anfangselevation von 0.15° werden die ausgesandten Strahlen schließlich zum Erdboden hin gebeugt. Die Krümmung der Strahlbahn übertrifft die Erdkrümmung und vornehmlich wieder durch Teile der Hauptkeule oder durch die Strahlen der Nebenkeule können demnach Anaprop-Echos auftreten.

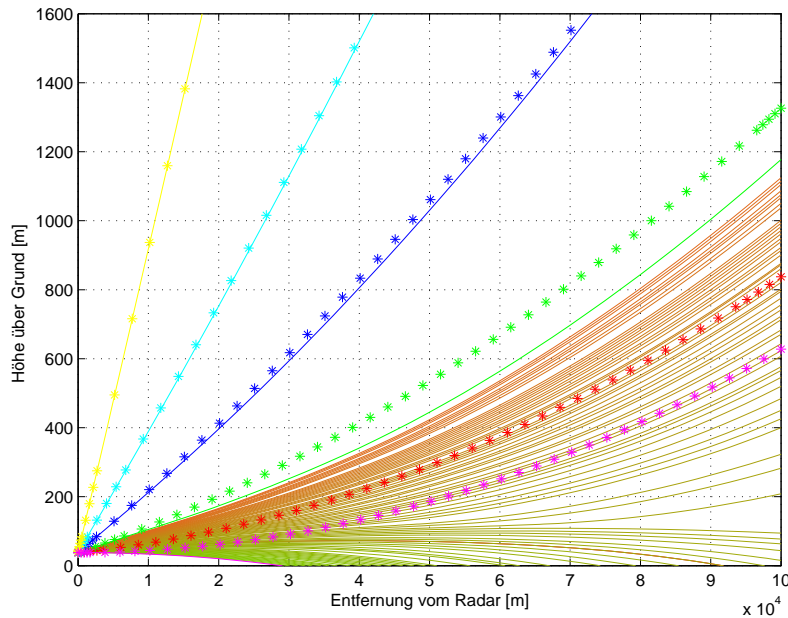


Abbildung 4.26: Aus Radiosondendaten berechnete Strahlausbreitung vom 19.07.2006 um 00 UTC für Anfangselevationen von 0.0° (magenta), 0.12° (rot), 0.4° (grün), 1.0° (blau), 2.0° (türkis), 5.0° (gelb), sowie dem Bereich von 0.0° bis 0.495° in 0.05° Schritten (rotbraun). Dazu als Vergleich Ausbreitung unter Standardbedingungen für Anfangselevationen von 0.0° (magenta Sterne), 0.12° (rote Sterne), 0.4° (grüne Sterne), 1.0° (blaue Sterne), 2.0° (türkise Sterne) und 5.0° (gelbe Sterne).

Betrachtet man die realen mit dem Radar gemessenen Reflektivitäten (Abbildung 4.27 bis 4.30), so zeigen sich in diesem Fall recht erhebliche Bodenechos. Außer umfangreichem Boden-Clutter im Nahbereich fallen zwei markante, etwas abgesetztere Anapropechos auf. Eines erscheint zunächst in Richtung des Nordrandes der Südvogesen, leicht nordwestlich des 1009 Meter hohen Donon. Das andere bildet sich ab etwa 03:00 Uhr Ortszeit (01:00 UTC) beim Nordpfälzer Bergland aus. Dabei wurde zwar bereits ein Clutterfilter benutzt (man beachte den Clutterfreien-Bereich beim Kamm des Pfälzer Berglandes

westlich vom Radarstandort, bei dem die Clutterunterdrückung durch eine statische Cluttermap greift), dennoch sind diese Echos zu stark, bzw. reicht der Filter nicht aus, um selbst eine Kontamination der abgeleiteten Regenrate zu unterbinden. D.h. durch die Anaprop-Echos wird scheinbar Niederschlag angezeigt (Abbildung 4.31 bis 4.34), der kurzzeitig eine Intensität von 0.3 bis 0.5 mm/h, über dem Nordpfälzer Bergland um 03:00 Uhr Ortszeit sogar von 0.5 bis 1.0 mm/h erreicht.

In der 12-stündigen Regensummenkarte (Abbildung 4.35) liegt die scheinbare Menge des Anaprop-Niederschlags dann bei bis zu 4.1 mm.

Zwar wird ein geübter Beobachter diesen aus Erfahrung als Anaprop-Echo klassifizieren können (vor allem wenn man die verbreitet wolkenlosen Verhältnisse (wie auf dem Satellitenbild (Abbildung 4.36) zu sehen) berücksichtigt, doch gerade bei den zunehmenden automatisierten Auswerteprozeduren kann sich der scheinbare Regen unter Umständen negativ auswirken.

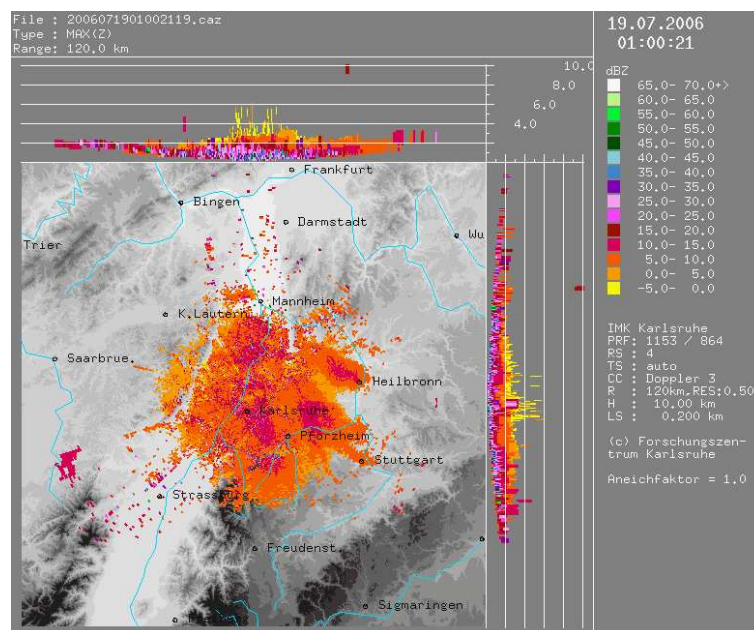


Abbildung 4.27: Reflektivität MaxCAPPI 19.07.2006 01:00 Uhr (18.07.2006; 23:00 UTC)

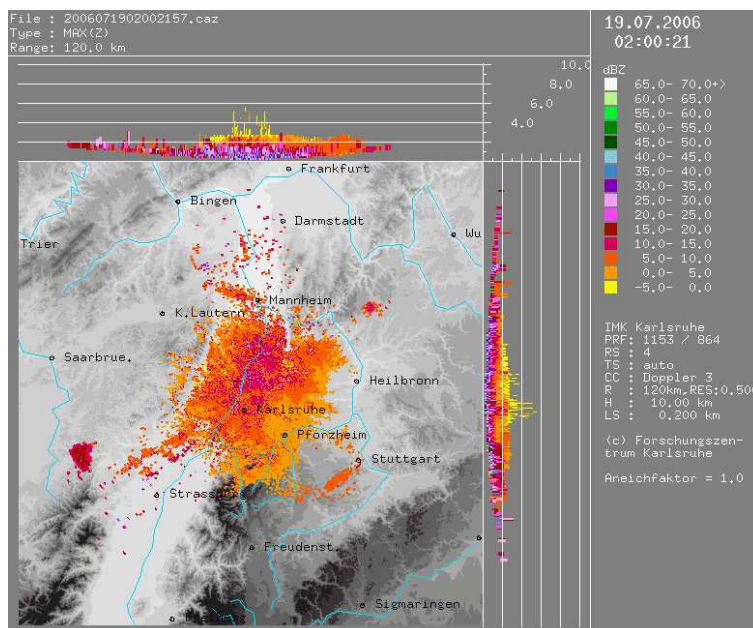


Abbildung 4.28: Reflektivität MaxCAPPI 19.07.2006 02:00 Uhr (00:00 UTC)

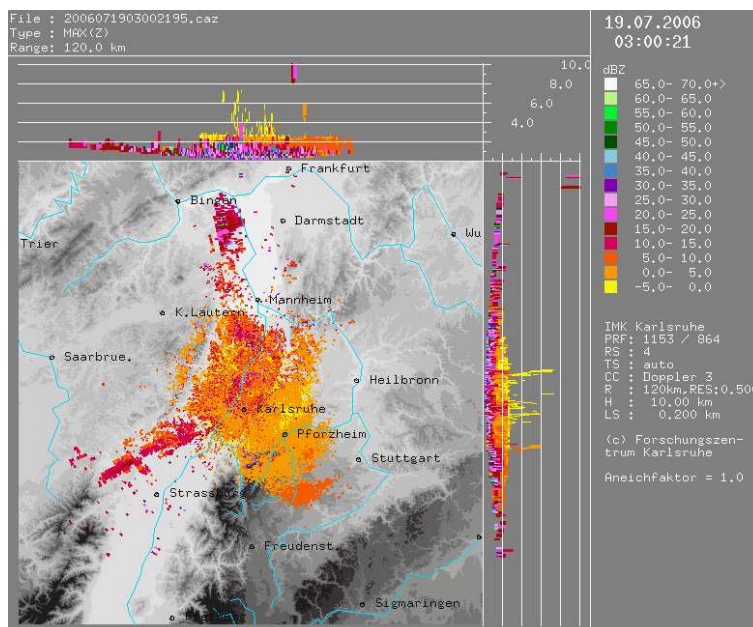


Abbildung 4.29: Reflektivität MaxCAPPI 19.07.2006 03:00 Uhr (01:00 UTC)

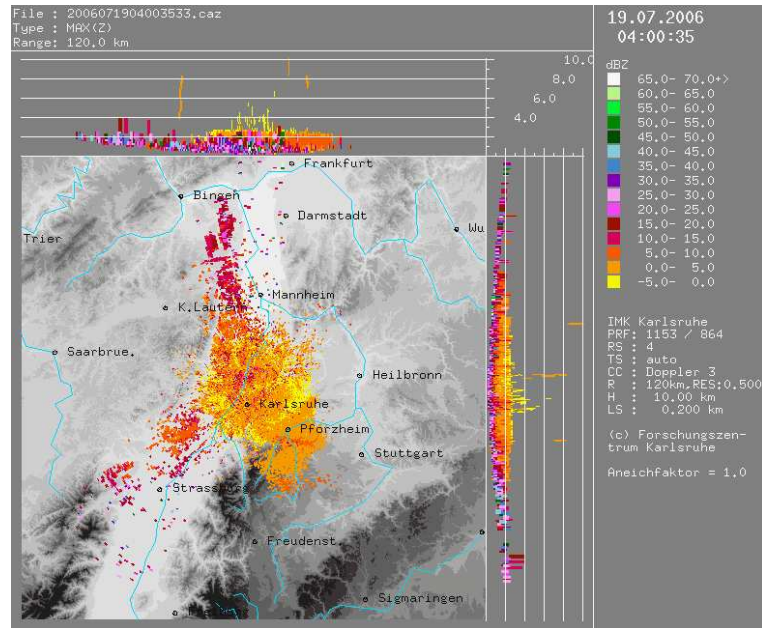


Abbildung 4.30: Reflektivität MaxCAPPI 19.07.2006 04:00 Uhr (02:00 UTC)

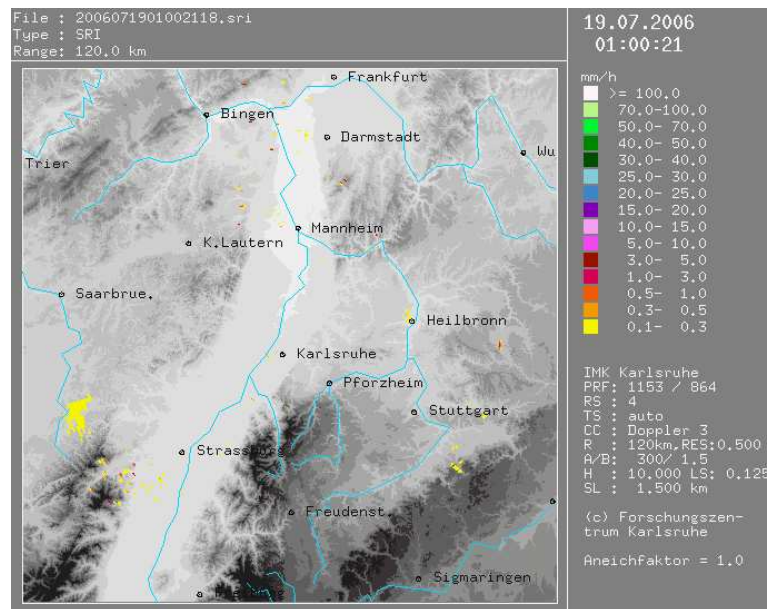


Abbildung 4.31: Abgeleitete Regenrate (Surface Rain Intensity, SRI), 19.07.2006 01:00 Uhr (18.07.2006; 23:00 UTC)

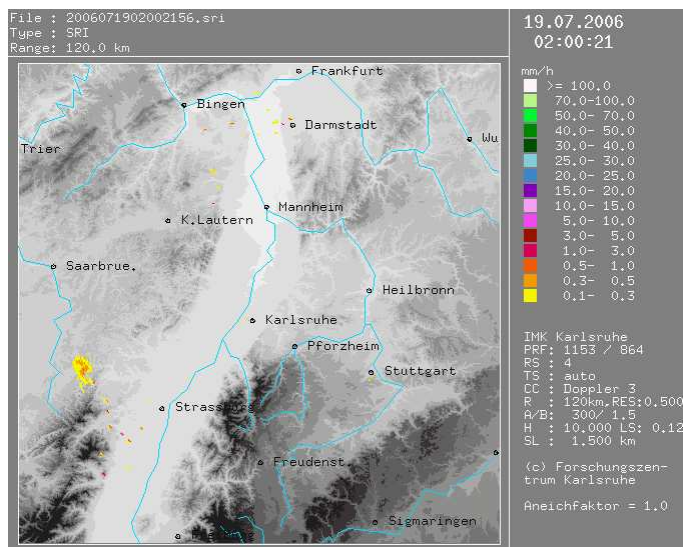


Abbildung 4.32: Wie Abb. 4.31, hier für 19.07.2006 02:00 Uhr (00:00 UTC)

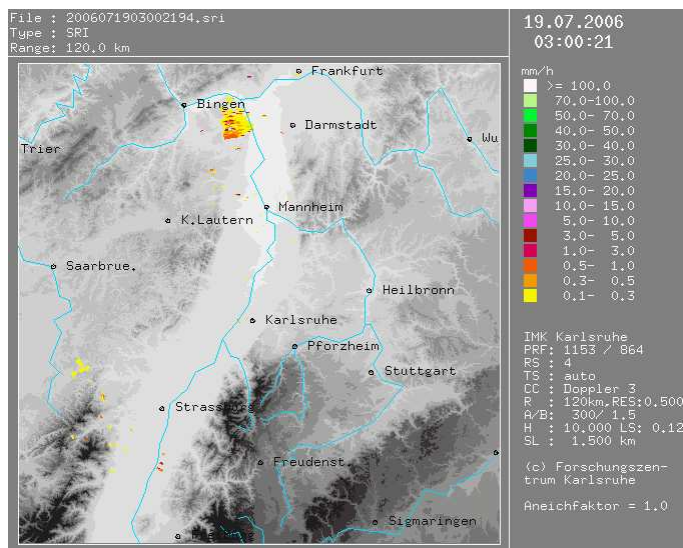


Abbildung 4.33: Wie Abb. 4.31, hier für 19.07.2006 03:00 Uhr (01:00 UTC)

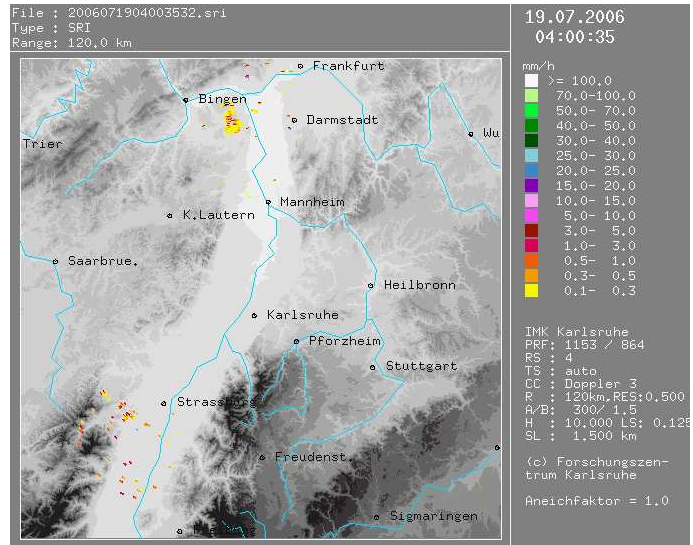


Abbildung 4.34: Wie Abb. 4.31, hier für 19.07.2006 04:00 Uhr (02:00 UTC)

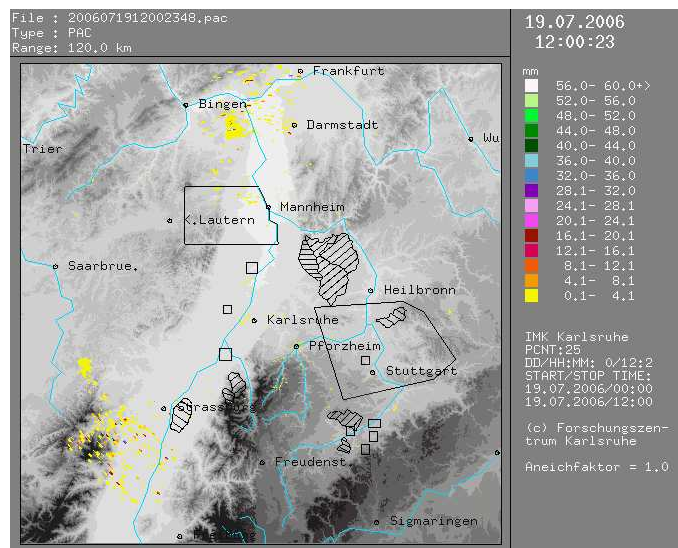


Abbildung 4.35: Abgeleitete 12-stündige Regensumme, 19.07.2006 00:00 bis 12:00 Uhr (18.07.2006 23:00 UTC bis 19.07.2006 12:00 UTC)

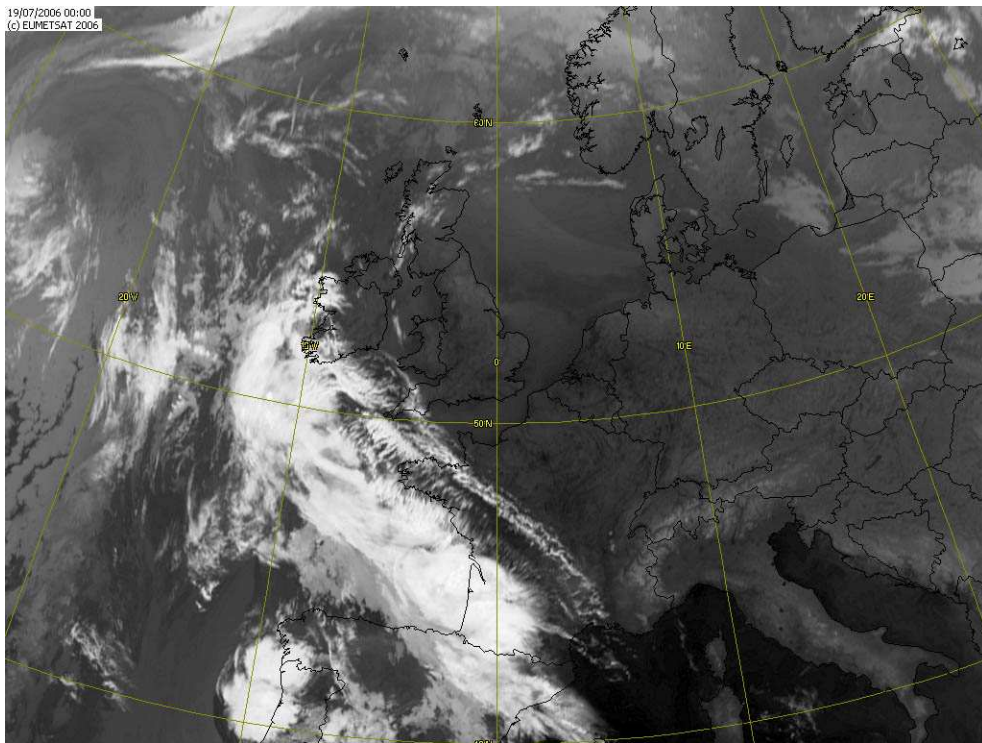


Abbildung 4.36: Infrarot Satellitenbild, Meteosat 2nd Generation, 19.07.2006 02:00 (00:00 UTC)

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde zunächst generell das Prinzip sowie die mathematische Formulierung und numerischen Berechnung der Radarstahlausbreitung erläutert. Anschließend wurde auf die Besonderheiten der anomalen Strahlausbreitung eingegangen und die verschiedenen Kategorien der Superrefraktion (im Speziellen des Ductings) behandelt.

Darauf aufbauend ließ sich anhand von Radiosondendaten der Station Stuttgart-Schnarrenberg der Jahre 2004, 2005 und 2006 eine kurze Ductklimatologie durchführen. Dazu erfolgte eine Untersuchung, wie oft und in welchem Maße generell eine Abnahme der modifizierten Refraktivität Ducts im Südwestdeutschen Raum auftritt und wie sich die Verteilung der Ducts und deren Ausprägung, in Form von Ducthöhe, Ductdicke und Ductstärke, über das Jahr darstellt.

Zum Schluß wurde in Fallbeispielen die Ausbreitung von Radarstrahlen auf Grundlage von Radiosondendaten numerisch berechnet und mit realen Radarbildern verglichen.

Dabei stellt sich, nach der Untersuchung der Fallbeispiele, nun natürlich die Frage:

„Wie nützlich sind die Radiosondendaten, bzw. lässt sich anhand der Radiosondendaten das Auftreten von Anaprop-Echos abschätzen?“

Dabei gilt als Einschränkung erst einmal, dass die Radiosondendaten von

der Station Stuttgart/Schnarrenberg ab einer Höhe von 315 Metern über dem Meeresspiegel aufgenommen wurden, während das Niederschlagsradar in Karlsruhe 110 Meter über dem Meeresspiegel aufgestellt ist. Es ergibt sich somit ein räumlicher Unterschied von etwa 63 Kilometer und ein Höhenunterschied von 205 Metern. Darüberhinaus tastet das Radar bei verschiedenen Elevationen einen Umkreis von 120 Kilometer um den Radarstandort ab. Das Messgebiet des Radars umfasst daher einen „eingeschnittenen Kugelausschnitt“. Innerhalb dessen machen dagegen die Radiosondenmessungen im Aufstiegsfeld lediglich einzelne Punkte aus und das auch nur zu einem bestimmten Zeitpunkt. Für die Untersuchungen mittels der Radiosondendaten müssen damit Annahmen gemacht werden, deren Rechtfertigung zum Teil mehr als fragwürdig erscheint. So muss vor allem von einer horizontalen Homogenität ausgegangen werden. Es ergeben sich horizontale Flächen mit gleichem Brechungsindex ($n = n(h)$), die ihre Stützpunkte einzig und allein von ein paar 63 Kilometer entfernten Punkten erhalten.

Die untersuchten Fallbeispiele lassen sich nun je nach Datengrundlagen, bzw. Ausprägung ordnen.

Das erste Fallbeispiel vom 04.09.2004 behandelte einen abgehobenen Duct bei dem mittels der Strahlausbreitungsrechnung sogar Trapping angezeigt wurde. Allerdings ergaben die real gemessenen Echos nur wenig, schwache, „nicht-meteorologische“ Echos.

Am 09.11.2004 traten dagegen im realen Radarbild Echos auf, die eine anomale Strahlausbreitung vermuten lassen. Jedoch ergaben die Berechnungen der Strahlausbreitungen anhand der Radiosondendaten keine von den Standardbedingungen abweichende Bahnkrümmungen. Dazu lieferten auch die großräumige Wetterlage sowie die Boden-Stationsmeldungen keinen weiteren Anhaltspunkt, dass die beobachteten Echos als Anaprop-Echos zu deuten sind.

Beim Fall vom 21.03.2005 wiesen zwar ebenfalls die realen Radarbilder auf das Auftreten von Anaprop-Echos hin, während die Berechnung der Strahlausbreitung anhand von Radiosondendaten eher Standardbedingungen anzeigten. Im Gegensatz zum Fall vom 09.11.2004 erhärteten jedoch diesmal die Wetterlage sowie die Stationsmeldungen die Vermutung vom Auftreten von

Anaprop-Echos. Allerdings gab es zwischen dem Zeitpunkt der Erfassung der Radiosondendaten und dem Auftreten der fraglichen Echos auch noch eine erhebliche zeitlich Diskrepanz, die Repräsentativität der Radiosondendaten deutlich mehr einschränkt, bzw. ihre Benutzung ganz unbrauchbar macht.

Das vierte Fallbeispiel vom 28.05.2005 zeigte bei der Auswertung der Radiosondendaten einen Boden-Duct, der, so die Berechnung der Strahlausbreitungen, auch Teile der Radarkeule in Richtung Boden „krümmt“. Allerdings fiel der Vergleich mit den realen Radarbildern etwas dürftig aus. Nur vereinzelt zeigten sich einzelne „nicht-meteorologische“ Echos.

Beim letzten betrachteten Fall, dem vom 19.07.2006, hingegen deuteten schließlich sowohl die Radiosondendaten, bzw. die Berechnungen der Strahlbahnen anhand dieser Daten, auf das Auftreten von Anaprop-Echos durch einen Boden-Duct hin, als auch zeigten sich in den realen Radarbildern ausgedehnte, bzw. stärkere Echos, die sehr wahrscheinlich „nicht-meteorologischer“ Natur sind.

Grob zusammengefasst ergibt sich damit folgendes Bild:

Datum	Duct in Radiosondendaten	fragliche Echos in Radarbildern	weitere Hinweise auf Anaprop-Echos (Wetterlage, Bodenmeldungen, Satellitenbilder)
04.09.2004	ja (abgehobener Duct)	kaum	teilweise
09.11.2004	nein	ja	nein
21.03.2005	nein (zeitlich nicht passend)	ja	ja
28.05.2005	ja (Boden-Duct)	wenig	ja
19.07.2006	ja (Boden-Duct)	ja	ja

Hierbei erweist sich lediglich das letzte Fallbeispiel vom 19.07.2006 als ziemlich eindeutig. Bei den anderen ist entweder der zeitliche Unterschied zwischen fraglichen Radarbildern und Radiosondendaten zu groß oder die Radiosondendaten zeigen einen relativ ausgeprägten Duct, während in den realen Radarbildern nur schwache, bzw. wenige fragliche Echos zu sehen sind. Es in diesem Fall also wahrscheinlich an der räumlichen Repräsentativität mangelt.

Zwar zeigen sich trotzdem auch hier leichte Hinweise, doch letztendlich sind die Radiosondendaten für eine genaue Fallunterscheidung, ob ein Echo ein Anaprop-Echo ist oder nicht, zu grob (zeitlich wie räumlich). Gerade im Hinblick auf die zunehmende Nutzung von Radardaten in der Datenassimilation numerischer Wettervorhersagemodelle ist dies nicht ausreichend. Für verlässlichere Aussagen bieten sich, neben einer anspruchsvollen Kombination von Clutter-Filtern (vgl. Anhang, Kapitel 6.2), eine Strahlausbreitungsberechnung anhand numerischer Modellfelder an. Dabei ergeben zwar Global-Modelle schon eine gute Darstellung der generellen, synoptischen Situation sowie der vorherrschenden Luftmasse, doch für die Untersuchung der Strahlausbreitungs-Bedingungen sind sie nicht ausreichend. Die benötigten vertikalen Profile der Temperatur und Feuchtigkeit und damit des Brechungsindex werden nicht genau genug abgebildet, wofür vor allem der Mangel an ausreichender vertikaler Auflösung verantwortlich ist. Insbesondere den Feuchtigkeits-Feldern mangelt es dabei an der nötigen Genauigkeit und außerdem ist die Grenzschicht-Parametrisierung der Global-Modelle zu einfach um die Entwicklung der Grenzschicht im Detail zu beschreiben (Turton 1988).

Es versprechen letztendlich nur die hoch auflösenden Modelle (wie beispielsweise das COSMO-DE vom Deutschen Wetterdienst) ein besseres Abbild der Atmosphäre zu geben, das ausreicht um die Strahlausbreitung mit hinreichender Genauigkeit zu modellieren. Gegebenenfalls wird noch eine Erweiterung durch eine statistische Aufbereitung der Daten (Model Output Statistics; MOS) notwendig sein um verlässliche Ergebnisse zu erzielen.

Kapitel 6

Anhang

6.1 Antennencharakteristik

Die Antenne ist das Bauteil, das das Radarsignal in die Atmosphäre leitet, bzw. umgekehrt auch das rückgestreute Radarsignal aus der Atmosphäre empfängt. Anstatt, wie z.B. bei einer Kerze, von der die Strahlung (außer im Bereich direkt unter der Flamme) mehr oder weniger homogen in allen Richtungen abgestrahlt wird (isotroper Strahler), wird im Normalfall durch die Radarantenne versucht, die Strahlung in eine bestimmte Richtung, d.h. in einem engen Winkelbereich, zu bündeln. Andererseits wird die Strahlung aber auch nicht, wie bei einem Laser-Strahl, als eine diskrete Linie abgestrahlt, sondern besteht aus mehr oder weniger breiten Keulen.

Die meisten meteorologischen Radare haben zum Zweck der Bündelung eine rotationsymmetrische Parabolantenne, die eine bestimmte Richtcharakteristik aufweist. Die Richtcharakteristik gibt dabei an, wie gut eine Antenne in einer bestimmten Richtung empfängt bzw. sendet. Darin findet man jedoch außer einer Hauptkeule auch noch mehrere Nebenkeulen und eine Rückkeule, die zwar im Vergleich zur Hauptkeule nur einen geringen Bruchteil der Strahlung beinhalten, doch insgesamt den Richteffekt ungünstig beeinflussen und der Hauptkeule Energie entziehen, bzw. beim Empfang Energie zuführen. Die Richtcharakteristik wird dabei meist in einer grafischen Darstellung (Richtdiagramm, Antennendiagramm) als Funktion des Azimutwinkels (Horizontal-

diagramm) und des Elevationswinkels (Vertikaldiagramm) angegeben.

6.1.1 Einfache Antennen-Richtcharakteristik

Bei einem homogen in alle Raumwinkel strahlenden Sender (isotroper Strahler) mit der Sendeleistung P_t wird in der Entfernung R eine Strahlintensität S_i erzeugt, wobei

$$S_i(R) = \frac{P_t}{4\pi R^2} \quad (6.1)$$

Die Antenne bündelt dagegen die abgestrahlte Leistung so, dass die gesendete Leistung vornehmlich in eine bestimmte Raumrichtung gestrahlt wird. Diese Richtungsverteilung der abgestrahlten Sendeleistung P_t , wobei als Richtungsvariablen die Polarkoordinaten (θ und φ) mit der Antenne im Ursprung ($R=0$) benutzt werden werden, wird durch die sogenannte Direktivität $D(\theta, \varphi)$ ausgedrückt. Mit dieser erhält man

$$S_i(R, \theta, \varphi) = \frac{P_t}{4\pi R^2} D(\theta, \varphi) \quad (6.2)$$

Dabei ist bei isotroper Abstrahlung $D(\theta, \varphi) = 1$. Integriert man $S_i(R, \theta, \varphi)$ über eine Kugelfläche mit dem Radius R , so erhält man die gesamte abgestrahlte Leistung P_t und somit muss für $D(\theta, \varphi)$ (bei Ausschluss von Dämpfung) die folgende Normierung gelten:

$$\int_{4\pi} D(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi \quad (6.3)$$

Für eine eindimensionale, homogen strahlende Antenne in einer Ebene lässt sich nun mit einigen Näherungen (Handwerker und Beheng 2008) die Richtcharakteristik, also die mittlere Intensität (S_i) der abgestrahlten Strahlung, die am Ort (R, φ) ankommt, angeben als:

$$S_i(R, \varphi) = |\Psi|^2 = \frac{2A_0^2}{k^2 R^2} \left| \frac{\sin(D\pi \sin \varphi / \lambda)}{\sin \varphi} \right|^2 \quad (6.4)$$

mit Ψ als Feldstärke der Strahlung am Ort (R, φ) , A_0 Amplitude der Strahlung an der Antennenfläche, k der Wellenzahl ($= 2\pi/\lambda$), λ der Wellenlänge der Strahlung.

Hier zeigt sich, dass bei $\varphi = 0$ die Richtcharakteristik ihr Maximum erreicht. In diesem Bereich liegt die Mitte der sogenannten Hauptkeule. Daran anschließend wird zunächst der Zähler bei $\sin \varphi = \lambda/D$ gleich Null. Zwischen dieser ersten Nullstelle des Zählers und der zweiten bei $\sin \varphi = 2\lambda/D$ folgt die erste Nebenkeule. Die zweite Nebenkeule liegt dann zwischen $\sin \varphi = 2\lambda/D$ und $\sin \varphi = 3\lambda/D$ (also zwischen der zweiten und dritten Nullstelle), usw.

6.1.2 Reale Richtcharakteristiken

Für reale Antennen werden die Richtcharakteristiken meist messtechnisch aufgenommen oder durch Simulationsprogramme am Computer generiert. Ein Beispiel ist in Abbildung (6.1) dargestellt.

Zu sehen sind in dieser Abbildung neben der dominierenden Hauptkeule (Main lobe) und zu beiden Seiten jeweils drei deutlich schwächeren Nebenkeulen (Side lobes), auch die Rückkeule (Back lobe) und die Überlauf (Spillover) Strahlung. Letztere resultiert dabei aus der Strahlung, die vom Horn über den Rand der Radarantenne vorbei gestrahlt wird. Anhand der Abbildung lassen sich zudem einige weitere wichtige Antennenparameter erläutern.

Unter der Halbwertsbreite (bzw. dem Öffnungswinkel) versteht man den Winkelbereich des Antennendiagramms, in dem noch mindestens die Hälfte der maximalen Leistung abgestrahlt wird. Also den Winkel, bei dem die gesendete Intensität von der Spitze der Hauptkeule auf die Hälfte (also um 3 dB) abgefallen ist. Für das Karlsruher C-Band Radar beträgt die Halbwertsbreite 0.98° .

Die Nebenkeulendämpfung ist das Verhältnis zwischen der maximalen Intensität der Hauptkeule und der der größten Nebenkeule. Im Allgemeinen versucht man dabei die Nebenkeulendämpfung möglichst groß zu halten, d.h. das möglichst wenig Energie von den Nebenkeulen verbraucht wird, so dass die Energie der Nebenkeule meistens im Prozent bzw. Promille-Bereich (d.h. bei ca. -20 bis -30 dB) liegt.

Im Hinblick auf mögliche Anaprop-Echos ist nun festzuhalten, dass der Hauptstrahl zunächst eine endliche Dimension (also eine endliche Dicke) besitzt.

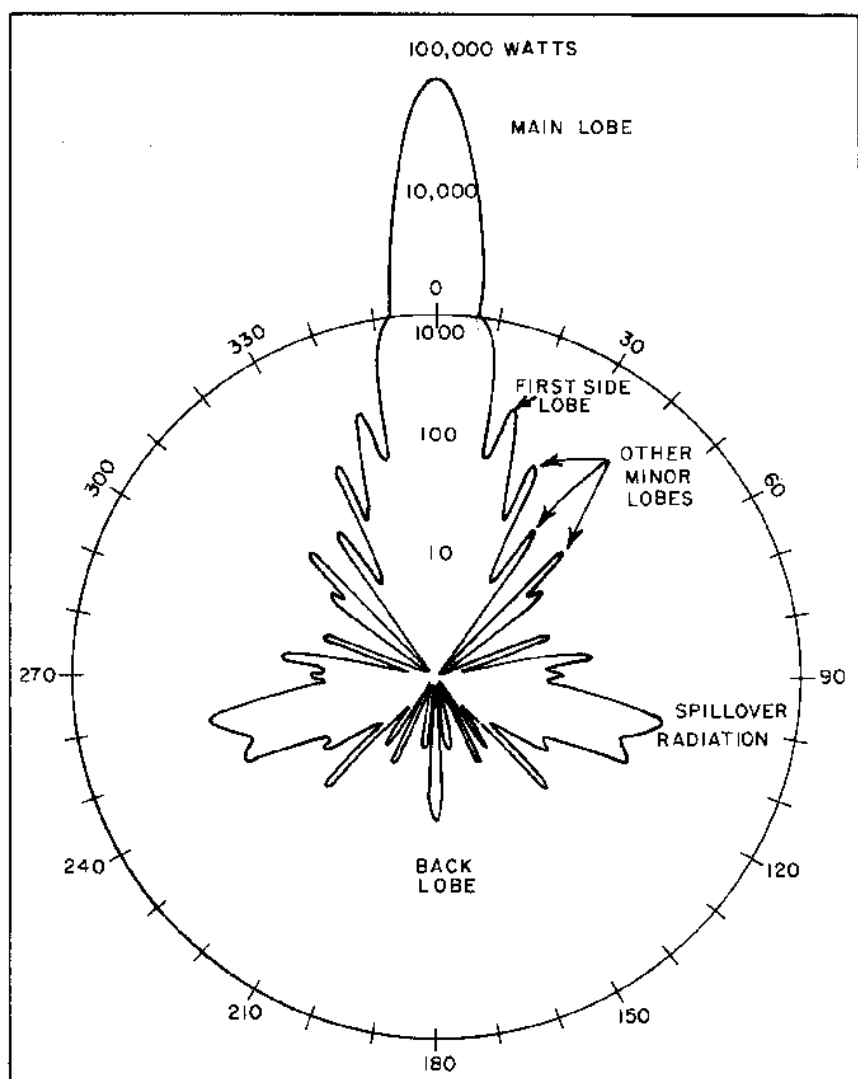


Abbildung 6.1: Richtdiagramm einer Radarantenne in Polarkoordinaten aus Sauvageot (1992)

Dies ist vor allem relevant, wenn bei entsprechender Schichtung die Antennelevation nahe oder noch leicht über dem kritischen Winkels liegt, bei dem Ducting oder Trapping auftritt. Dann kann zwar ein großer Teil des Strahls, d.h. der abgestrahlten Energie, noch gerade durch den Duct hindurchkommen, also sich mehr oder weniger in die Richtung ausbreiten, die unter Standardbedingungen zu erwarten ist, doch ein (unterer) Teil des Strahls mit einem im Rahmen Halbwertsbreite niedrigeren Elevationswinkel kann erheblich durch den Duct gebeugt werden und trotzdem ein deutliches Anaprop-Echo verursachen.

Daneben müssen zu einem gewissen Grad auch die Nebenkeulen für als Verursacher von Anaprop-Echos in Betracht gezogen werden. Zwar liegt, wie erwähnt die Stärke der größten Nebenkeule deutlich unter der der Hauptkeule (bei -30 dB, Faktor 1000), doch gerade im näheren Umfeld vom Radar reicht die schwache Strahlung oft noch aus, damit die Nebenkeulen noch ein ausreichendes Echo ergeben können. Da man bei der Auswertung der empfangenen Signale immer annimmt, dass die Reflexion von einem Streuer auf der Hauptachse stammt und sich der Strahl zudem unter Standardbedingungen ausbreitet, können Boden-Echos einer Nebenkeule dabei auch deutlich über dem Erdboden angezeigt werden.

6.2 Clutter Filter

Da Wetterradarbilder, neben innerem, vom System bedingtem „Rauschen“ (System Noise), oft auch Echos vom Boden (Berge, Gebäude, Bäume) oder von Vögeln, Insekten, Flugzeugen usw. enthalten, versucht man, mit speziellen Filtertechniken, diese Störechos (Clutter) direkt zu eliminieren, ohne dass dabei meteorologisch relevante Niederschlagsechos verloren gehen. Zu diesem Zweck gibt es nun mehrere Ansätze.

Zunächst lässt sich mit der Stärke des empfangenen Signals abschätzen, ob dieses kleiner oder größer als ein leicht über dem inneren Rauschpegel festgelegter Schwellenwert ist. Ist es kleiner, so kann das Signal (bzw. der betrachtete Bildpixel) erst einmal als Systemrauschen verworfen werden.

Der nächste, weiterhin einfache Ansatz mit dem sich zunächst die permanenten, durch das umgebene Relief hervorgerufenen Reflexionen entfernen lassen, ist die Benutzung einer sogenannten Cluttermap. Hierzu wird bei wolkenlosem Himmel (also beim Fehlen meteorologisch relevanter Streuer) und einem Temperatur- und Feuchteprofil nahe den Standardbedingungen eine Radaraufnahme der Umgebung gemacht. Diese wird dann beim Auftreten von Niederschlag von der erhaltenen Relektivitätsverteilung subtrahiert, so dass zumindest die permanenten Echos weitgehend ausgeblendet werden. Anzumerken ist dabei jedoch, dass selbst die sogenannten permanenten Echos immer einer gewissen Veränderung unterworfen sind. So ist zum Beispiel zu beachten, ob sich Bäume, die Reflexionen verursachen, gerade Laub tragend sind oder nicht, bzw. mit Feuchtigkeit oder Reif benetzt (überzogen) sind oder nicht. Eine Cluttermap im einfachsten Sinne ist damit insgesamt ein eher statisches Werkzeug zur Clutterunterdrückung und zudem besteht die Gefahr, dass das Radar teilweise blind in gewissen, von der Cluttermap unterdrückten Bereichen wird.

Bei einem Doppler-Radar besteht zusätzlich die Möglichkeit, mittels der zugehörigen radialen Geschwindigkeit eine Clutterunterdrückung vorzunehmen. Bodenechos sind meist stationär, d.h. sie besitzen eine radiale Geschwindigkeit von Null oder fast gleich Null, wie auch insgesamt sehr geringes Geschwindigkeitsspektrum. Somit lässt sich nun ein Datenfilter einsetzen, der jedes Echo mit einer absoluten Dopplergeschwindigkeit, die kleiner als ein gewisser Schwellenwert ist, ausblendet. Allerdings wird auch mit diesem Verfahren kein voller Erfolg geliefert. So werden auch wieder teilweise die Niederschlagsechos weggefiltert, deren Dopplergeschwindigkeit Null, bzw. nahe Null ist (die sich also tangential zum Radar bewegen) oder deren Dopplergeschwindigkeit auf Null gefaltet wird (Aliasing). Dazu gibt es auch Bodenechos, die möglicherweise eine Dopplergeschwindigkeit über dem Filterwert aufweisen. So stören beispielsweise einerseits Windkraftträder in der Nähe von Radargeräten zum Teil empfindlich das Radarbild, weil durch die Bewegung der Flügel eine starke Dopplerfrequenz erzeugt wird. Andererseits kann dies auch allein durch die Bewegung von Bäumen im Wind hervorgerufen werden.

Ein weiterer Ansatz, um vornehmlich Anaprop- und Second-trip-Echos zu

unterdrücken, macht sich den Gradienten des empfangenen Signals mit der Höhe zu nutze. Dabei wird die Signalstärke von einer Elevation zur nächsten verglichen. Wenn der beobachtete Unterschied (Gradient) dabei deutlich größer als das klimatologische Mittel ist, so kann das Signal als Second-trip- oder Anaprop-Echo identifiziert und gefiltert werden.

Insgesamt sind alle Verfahren bisher nicht eindeutig. Zwar versucht man meist einen Algorithmus anzuwenden, der mehrere Verfahren kombiniert oder nacheinander „abarbeitet“ (Joss 1998), doch in der Regel geht auch immer ein Teil der Niederschlagssignale verloren, bzw. gehen auch immer nicht-meteorologische Echos durch das Netz der Filter.

6.3 Theoretische Beschreibung der Bahnkurve

Gegeben ist folgendes Funktional der Bahnkurve (vgl. Gl. 2.20)

$$S = \frac{1}{c} \int_{P_1}^{P_2} n(h) \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2} ds = \min \quad (6.5)$$

mit

$$L = n(h) \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2} = L\left(h, \frac{dh}{ds}\right)$$

Mit Einführung von

$$z^2 := \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2$$

folgt:

$$\Rightarrow L = n z$$

Das Funktional (2.20, bzw. (6.5) kann nun mittels einer Euler-Lagrange-Gleichung, die die Bahnkurve $h = h(s)$ minimal werden lässt, beschrieben werden:

$$\frac{\partial L}{\partial h} - \frac{d}{ds} \left(\frac{\partial L}{\partial (dh/ds)} \right) = 0$$

Für $\frac{\partial L}{\partial h}$ folgt:

$$\frac{\partial L}{\partial h} = z \frac{\partial n}{\partial h} + n \frac{\partial z}{\partial h}$$

und für $\frac{\partial L}{\partial (dh/ds)}$:

$$\frac{\partial L}{\partial \frac{dh}{ds}} = n \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2}} 2 \left(\frac{dh}{ds}\right) = n \frac{1}{z} \left(\frac{dh}{ds}\right)$$

so dass für $\frac{\partial L}{\partial h} - \frac{d}{ds} \left(\frac{\partial L}{\partial (dh/ds)} \right) = 0$ folgt:

$$\Rightarrow z \frac{\partial n}{\partial h} + n \frac{\partial z}{\partial h} - \frac{d}{ds} \left(\frac{n}{z} \left(\frac{dh}{ds}\right) \right) = 0$$

bzw.:

$$\Rightarrow \frac{d}{ds} \left(\frac{n}{z} \left(\frac{dh}{ds} \right) \right) - z \frac{\partial n}{\partial h} - n \frac{\partial z}{\partial h} = 0$$

Betrachtet man nun nebenbei einerseits:

$$z \frac{\partial z}{\partial h} = z \frac{1}{2 \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2}} \left(2 \left(\frac{dh}{ds}\right) \frac{\partial}{\partial h} \frac{dh}{ds} + 2 \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) \frac{1}{a_e} \right)$$

mit:

$$z = \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2} \text{ und } \frac{\partial}{\partial h} \frac{dh}{ds} = 0$$

so ergibt sich:

$$\Rightarrow z \frac{\partial z}{\partial h} = \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) \frac{1}{a_e} \quad (6.6)$$

Andererseits wird

$$z \frac{dz}{ds} = z \frac{1}{2 \sqrt{\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2}} \left(2 \frac{dh}{ds} \frac{d^2h}{ds^2} + 2 \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) \frac{1}{a_e} \frac{dh}{ds} \right)$$

zu:

$$\Rightarrow z \frac{dz}{ds} = \frac{dh}{ds} \left(\frac{d^2h}{ds^2} + \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) \right) \quad (6.7)$$

Formt man desweiteren die Gleichung:

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{n}{z} \frac{dh}{ds} \right) - z \frac{dn}{dh} - n \frac{\partial z}{\partial h} = 0$$

um über:

$$\Rightarrow \frac{n}{z} \frac{d^2 h}{ds^2} + n \frac{dh}{ds} \frac{d}{ds} \frac{1}{z} + \frac{1}{z} \frac{dh}{ds} \frac{dn}{ds} - z \frac{dn}{dh} - n \frac{\partial z}{\partial h} = 0$$

und:

$$\Rightarrow \frac{n}{z} \frac{d^2 h}{ds^2} - n \frac{dh}{ds} \frac{1}{z^2} \frac{dz}{ds} + \frac{1}{z} \frac{dh}{ds} \frac{dh}{ds} \frac{dn}{dh} - z \frac{dn}{dh} - n \frac{\partial z}{\partial h} = 0 \mid \cdot z^3$$

in:

$$\Rightarrow n z^2 \frac{d^2 h}{ds^2} - n \frac{dh}{ds} z \frac{dz}{ds} + z^2 \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 \frac{dn}{dh} - z^4 \frac{dn}{dh} - n z^2 z \frac{\partial z}{\partial h} = 0 \mid \cdot \frac{1}{n}$$

So folgt mit den Gleichungen 6.6 und 6.7:

$$\begin{aligned} &\Rightarrow z^2 \frac{d^2 h}{ds^2} - \frac{dh}{ds} \left(\frac{dh}{ds} \left(\frac{d^2 h}{ds^2} + \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) \right) \right) \\ &+ z^2 \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} - z^4 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} - z^2 \left(\frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) \right) = 0 \end{aligned}$$

Mittels den folgenden Umformungen:

$$\begin{aligned} &\Rightarrow \left(\left(\frac{dh}{ds} \right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e} \right)^2 \right) \frac{d^2 h}{ds^2} - \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 \frac{d^2 h}{ds^2} - \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) \\ &+ z^2 \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} - z^4 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} - \left(\left(\frac{dh}{ds} \right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e} \right)^2 \right) \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\Rightarrow \left(1 + \frac{h}{a_e} \right)^2 \frac{d^2 h}{ds^2} - \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) + z^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \left(\left(\frac{dh}{ds} \right)^2 - z^2 \right) \\ &\quad - \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) - \left(1 + \frac{h}{a_e} \right)^2 \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow & \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2 \frac{d^2h}{ds^2} - 2 \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 \\ & + z^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \left(\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 - \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 - \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2 \right) \\ & - \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2 \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) = 0 \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{d^2h}{ds^2} - 2 \frac{1}{a_e} \frac{1}{\left(1 + \frac{h}{a_e}\right)} \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + z^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} (-1) \frac{\left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2}{\left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2} - \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{d^2h}{ds^2} - 2 \frac{1}{a_e} \left(\frac{a_e}{a_e + h}\right) \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 + \left(1 + \frac{h}{a_e}\right)^2\right) \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} (-1) - \frac{1}{a_e} \left(1 + \frac{h}{a_e}\right) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{d^2h}{ds^2} - \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 - \frac{2}{(a_e + h)} \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 - \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} - \frac{1}{a_e} \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{d^2h}{ds^2} - \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{2}{a_e + h}\right) \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 - \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} - \frac{(a_e + h)}{(a_e + h)} \left(\frac{a_e + h}{a_e^2}\right) = 0$$

folgt schließlich für die Bahnkurve die nichtlineare gewöhnliche Differentialgleichung 2. Ordnung:

$$\Rightarrow \frac{d^2h}{ds^2} - \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{2}{a_e + h}\right) \left(\frac{dh}{ds}\right)^2 - \left(\frac{a_e + h}{a_e}\right)^2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{a_e}{a_e + h}\right) = 0$$

Literaturverzeichnis

- [Alberoni 2001] Alberoni, P.P., Anderson, T., Mezzasalma, P., Michelson, D.B., Nanni, S. *Use of the vertical reflectivity profile for identification of anomalous propagation*. Meteorol. App., 2001 (8), pp 257-266
- [Atlas 1958] Atlas, D. *Meteorological Angel Echoes*. J. Meteor., 1958 (16), pp 6-11
- [Babin 1995] Babin, S.M. *A case study of subrefractive conditions at Wallops Island, Virginia*. J. Appl. Meteor., 1995 (34), pp 1028-1038
- [Babin 1996] Babin, S.M. *Surface duct height distribution for Wallops Island, Virginia, 1985-1994*. J. Appl. Meteor., 1996 (35), pp 86-93
- [Babin 1997] Babin, S.M., Young, G.S., Carton, J.A. *A new model of the Oceanic Evaporation Duct*. J. Appl. Meteor., 1997 (36), pp 193-204
- [Bean and Dutton 1968] Bean, B.R., Dutton, E.J., *Radio meteorology*. Dover Publications, New York, 1968, 453pp
- [Bech 1998] Bech, J., Bebbington, D., Sairouni, A., Codina, B., Lorente, J., *Evaluation of atmospheric anomalous propagation conditions: An application for weather*

- radars*. Remote Sensing for Agriculture, Ecosystems, and Hydrology, E.T. Engman, Ed. International Society for Optical Engineering (SPIE Proceedings Vol. 3499), 1998, pp 111-113
- [Bech 2000] Bech, J., Sairouni, A., Codina, B., Lorente, J., Bebbington, D.H. *Weather radar anaprop conditions at a Mediterranean coastal site*. Phys. Chem. Earth, 2000 (25B), pp 829-832
- [Bech 2002] Bech, J., Codina, B., Lorente, J., Bebbington, D. *Monthly and daily variations of radar propagation conditions: How "normal" is normal propagation?*. Proc. Second European Conf. of Radar Meteorology, Delft, 2002, pp 35-39
- [Bech 2007] Bech, J., Gjertsen, U., Haase, G. *modelling weather radar beam propagation and topographical blockage at northern high latitudes*. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 2007 (133), pp 1191-1204
- [Becker 1974] Becker, K.D. *Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, eine Einführung in die Theorie*. Springer-Verlag, Berlin, 1974, 265 pp
- [Blahak 2004] Blahak, U. *Analyse des Extinktionseffektes bei Niederschlagsmessungen mit einem C-Band Radar anhand von Simulation und Messung*. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe / Forschungszentrum Karlsruhe, 2004, 301 pp
- [Blahak 2006] Blahak, U., Beheng, K.D. *Ungewöhnliche atmosphärische Strukturen im Radarbild*. DMG Mitteilungen, 03-2006, 2-9, 2006, 23 pp

- [Brooks 1999] Brooks, I.M., Goroch, A., Rogers, D. *Observations of a strong surface radar duct over the Persian Gulf*. J. Appl. Meteor., 1999 (38), pp 1293-1310
- [Clarke 2003] Clarke, B., Vasiloff, S. *The identification and impact of AP/GC on quantitative precipitation estimates in mountainous terrain*. 31st International Conference on Radar Meteorology, Seattle, WA, Amer. Meteor. Soc., 2003, 7B4
- [Craig 1995] Craig, K.H., Hayton, T.G. *Climatic mapping of refractivity parameters from radiosonde data*. AGARD Conf. on Propagation Assessment in Coastal Environments, Bremerhaven, AGARD-CP-567, 1995, pp 43-1 - 43-14
- [Demtröder 1995] Demtröder, W. *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*. Springer, Heidelberg, 1995, 431 pp
- [Doviak and Zrnic 1993] Doviak, R.J., Zrnic, D.S. *Doppler Radar and weather observations*. Academic Press, San Diego, 1993, 562 pp
- [Fabry 1997] Fabry, F., Frush, C., Zawadzki, I., Kilambi, A. *On the extraction of near-surface index of refraction using radar phase measurements from ground targets*. J. Atmos. Oceanic Technol., 1997 (14), pp 978-987
- [Ford 2003] Ford, P., Murphree, T. *Atmospheric Refraction: How Electromagnetic Waves Bend in the Atmosphere and Why It Matters*. US Naval Postgraduate School, San Diego, 2003, 11 pp
- [Fornasiero 2006] Fornasiero, A., Alberoni, P.P., Bech, J. *Statistical analysis and modelling of weather radar beam pro-*

- pagation conditions in the Po Valley (Italy)*. Nat. Hazard Earth Sys., 2006 (6), pp 303-314
- [Grosskopf 1970] Grosskopf, J. *Wellenausbreitung I*. BI-Hochschultaschenbücher, Mannheim, 1970, 215 pp
- [Handwerker und Beheng 2008] Handwerker, J., Beheng, K.D. *Vorlesung Radarmeteorologie 2008/2009*. unveröffentlichtes Skript zur Vorlesung zur Radarmeteorologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe, 2008, 105 pp
- [Hartree 1946] Hartree, D. R., J. G. L. Michel und P. Nicolson *Practical methods for the solution of the equations of tropospheric refraction*. Meteorological factors in radio wave propagation, The Physical Society, London, 1946, pp 127-168
- [ITU 1999] ITU *The radio refractive index: Its formular and refractivity data*. Recommendation ITU-R P.453-7, 1999, 10 pp
- [Joss 1998] Joss, J., Schädler, B., Galli, G., Cavalli, R., Boscacci, M., Held, E., Della Bruna, G., Kappenberger, G., Nespor, V., Spiess, R. *Operational Use of Radar for Precipitation Measurements in Switzerland*. Hochschulverlag AG an der ETH Zürich, 1998, 121 pp
- [Kukushkin 2004] Kukushkin, A. *Radio Wave Propagation in the Marine Boundary Layer*. Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2004, 193 pp

- [Lopez 2008a] Lopez, P. *A 5-year 40-km resolution global climatology of super-refraction for ground-based radar meteorology*. J. Appl. Meteor., 2009 (48), pp 89-110
- [Lopez 2008b] Lopez, P. *Towards the assimilation of ground-based radar precipitation in the ECMWF 4D-Var*. ECMWF Newsletter, 2008 (117), pp 13-20
- [Mentes 2007] Mentes, S. S., Kaymaz, Z. *Investigation of surface duct conditions over Istanbul, Turkey*. J. Appl. Meteor., 2007 (46), pp 318-337
- [Moszkowicz 1994] Moszkowicz, S., Ciach, G.J., Krajewski, W.F. *Statistical detection of anomalous propagation in radar reflectivity patterns*. J. Atmos. Oceanic Technol., 1994 (11), pp 1026-1034
- [National Research Council 2005] National Research Council (Herausgeber) *Flash Flood Forecasting Over Complex Terrain: With An Assessment Of The Sulphur Mountain Nexrad in Southern California*. The National Academies Press, Washington D.C., 2005, 206 pp
- [Patterson 1998] Patterson, W.L. *Advanced Refractive Effects Prediction System AREPS*. Technical Document 3028, Space and Naval Warfare Systems Center, San Diego, CA 92152-5001, 1998, 150 pp
- [Rinehart 1991] Rinehart, R. *Radar for Meteorologists*. Univ. North Dakota, Grand Forks, 58206-6124, US, 1991, 334 pp
- [Sauvageot 1992] Sauvageot, H. *Radar Meteorology*. Artech House, Boston, 1992, 384 pp
- [Simpson 2007] Simpson, D. *Sea breeze and local winds*. Cambridge Univ Press, Cambridge, 2007, 252 pp

- [Steiner 2002] Steiner, M., Smith, J.A. *Use of three dimensional reflectivity structure for automated detection and removal of non-precipitating echoes in radar data.* J. Atmos. Oceanic Technol., 2002 (19), pp 673-686
- [Storm 2005] Storm, T. *Der Schimmelreiter.* Reklam Verlag Leipzig, durchges. Auflage 2005, 159 pp
- [Turton 1988] Turton, J.D., Bennets, D.A., Farmer, S.F.G. *An Introduction to radio ducting.* Meteor. Mag., 1988 (117), pp 245-254
- [Weber 1993] Weber, M.E., Stone, M.L., Cullen, J.A. *Anomalous propagation associated with thunderstorm outflows.* Preprints, 26th Int. Conf. on Radar Meteorology, Norman, OK, Amer. Meteor. Soc., 1993, pp 238-240