

## 2 Elektromagnetische Wellen

### 2.1 Kenngrößen elektromagnetischer Wellen

#### 2.1.1 Grundsätzliche Überlegungen

Elektromagnetische Wellen sind die Träger der Radarinformation; diese Information entsteht immer dann, wenn eine Welle mit einem Objekt in Wechselwirkung tritt und dort gestreut wird. Dabei und auf dem Ausbreitungsweg werden die Kenngrößen der Welle verändert. Deswegen kommt diesen Kenngrößen sowie den elektrischen Größen der Objekte und der Ausbreitungsmedien besondere Bedeutung zu. Zu diesem Komplex gibt es eine umfangreiche Literatur. Eine Auswahl an Lehrbüchern, Monographien und Artikeln ist im Literaturverzeichnis dieses Kapitels zusammengestellt.

Den gesamten Vorgang der Radarstreuung kann man beschreiben durch:

- Elektromagnetische Feldgrößen
- Materialgrößen
- Zustand der entsprechenden Ausbreitungs- und Streumedien

Im folgenden sei bezüglich der Medienzustände vorausgesetzt, daß sowohl die Materialgrößen als auch die entsprechenden Ausbreitungsräume zeitlich konstant, linear, d. h. unabhängig vom Betrag der Feldgrößen, isotrop, d. h. unabhängig von der Richtung der Feldvektoren, und dispersionsfrei, d. h. unabhängig von der zeitlichen Ableitung der Feldgrößen sind. Diese Bedingungen sind für Radaranwendungen im allgemeinen erfüllt.

Unter diesen Bedingungen gilt das Reziprozitätstheorem, das besagt: Eigenschaften und Kenngrößen elektromagnetischer Wellen sowie ihre Änderungen sind auf einem vorgegebenen Ausbreitungsweg unabhängig von der Richtung des Weges, sie verhalten sich auf Hin- und Rückweg gleich, d. h. sie sind reziprok. Eine andere Formulierung ist: die Richtdiagramme einer Antenne sind für Sende- und Empfangsfall identisch.

## 2.1.2 Feld- und Materialgrößen

In Tab. 2.1 sind die elektromagnetischen Feldgrößen und in Tab. 2.2 die in Frage kommenden Materialgrößen mit ihren Bezeichnungen und Dimensionen zusammengestellt [2]. Die Freiraumwerte gelten mit sehr guter Genauigkeit auch in Luft.  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  sind dimensionslos, sie heißen relative Dielektrizitätskonstante bzw. relative Permeabilität.

Für unmagnetische Medien ist  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r$  variiert im allgemeinen zwischen 1 (Vakuum bzw. Luft) und 81 (Wasser).

Die in Tab. 2.1 und Tab. 2.2 dargestellten Größen sind über die Materialgleichungen sowie über das in Tab. 2.3 zusammengefaßte Gleichungssystem, die sogenannten *Maxwellschen* Gleichungen, miteinander verknüpft. Die dort angeführten Darstellungen der *Maxwellschen* Gleichungen in Differential- und Integralform sind einander

**Tab. 2.1:** Elektromagnetische Feldgrößen

Bezeichnung	Symbol	Dimension
Elektrische Feldstärke	$\vec{E}$	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$
Elektrische Verschiebung (Verschiebungsdichte, elektrische Kraftflußdichte)	$\vec{D}$	$\frac{\text{As}}{\text{m}^2}$
Magnetische Feldstärke	$\vec{H}$	$\frac{\text{A}}{\text{m}}$
Magnetische Induktion (magnetische Kraftflußdichte)	$\vec{B}$	$\frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$
Elektrische Ladungsdichte	$\rho$	$\frac{\text{As}}{\text{m}^2}$
Elektrische Leitungsstromdichte	$\vec{J}$	$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$

**Tab. 2.2:** Elektrische Materialgrößen;  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  sind dimensionslos

Bezeichnung	Symbol	Dimension	Werte im Freiraum
Elektrische Leitfähigkeit	$\kappa$	$\frac{\text{A}}{\text{V}}$	$\kappa = 0$
Dielektrizitätskonstante	$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$	$\frac{\text{As}}{\text{Vm}}$	$\epsilon = \epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12}$
Permeabilität	$\mu = \mu_r \cdot \mu_0$	$\frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$	$\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1,2566 \cdot 10^{-6}$

**Tab. 2.3:** Die *Maxwellschen* Gleichungen in Differential- und Integralform bei allgemeiner und periodischer Zeitabhängigkeit  $e^{+j\omega t}$ .  $\vec{J}_g = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ ;  $S$  = Integrationsweg,  $A$  = Fläche und  $V$  = Volumen des jeweiligen Integrals (Quelle: Lit. [1], [2]).

	Allgemeine Zeitabhängigkeit	Periodische Zeitabhängigkeit
1	$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_A \vec{B} \cdot d\vec{A}$	$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H}$ $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = -j\omega \iint_A \vec{B} \cdot d\vec{A}$
Aussage:	<i>Faradaysches</i> Induktionsgesetz: Zeitveränderliche magnetische Felder erzeugen elektrische Wirbelfelder.	
2	$\operatorname{rot} \vec{H} = \kappa \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ $\oint_S \vec{H} \cdot d\vec{S} = \iint_A \vec{J}_g \cdot d\vec{A}$	$\operatorname{rot} \vec{H} = (\kappa + j\omega \epsilon) \vec{E}$ $\oint_S \vec{H} \cdot d\vec{S} = \iint_A \vec{J}_g \cdot d\vec{A}$
Aussage:	<i>Biot-Savartsches</i> Durchflutungsgesetz: Ströme sowie zeitveränderliche elektrische Felder erzeugen magnetische Wirbelfelder.	
3	$\operatorname{div}(\epsilon \vec{E}) = \rho$ $\iint_A \vec{D} \cdot d\vec{A} = \iiint_V \rho dV$	$\operatorname{div}(\epsilon \vec{E}) = \rho$ $\iint_A \vec{D} \cdot d\vec{A} = \iiint_V \rho dV$
Aussage:	Ladungen sind Ursache des elektrischen Feldes.	
4	$\operatorname{div}(\mu \vec{H}) = 0$ $\iint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$	$\operatorname{div}(\mu \vec{H}) = 0$ $\iint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$
Aussage:	Magnetische Feldlinien sind in sich geschlossen; es existiert keine magnetische ‚Elementarladung‘.	
5	$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div}(\kappa \vec{E})$ $\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV = -\iint_A \vec{J} \cdot d\vec{A}$	$j\omega \rho = -\operatorname{div}(\kappa \vec{E})$ $j\omega \iiint_V \rho dV = -\iint_A \vec{J} \cdot d\vec{A}$
Aussage:	Kontinuitätsgleichung: Die elektrische Ladung in einem Raumvolumen $V$ ändert sich nur dann, wenn durch die Oberfläche $A$ Ladungen ein- oder ausströmen.	

äquivalent. Mit Hilfe der vektoranalytischen Sätze von *Gauß* und *Stokes* können sie bei geeignetem gewähltem Integrationsgebiet ineinander überführt werden.

Die Materialgleichungen lauten:

$$\vec{J} = \kappa \cdot \vec{E} \quad (2.1a)$$

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (2.1b)$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (2.1c)$$

Im quellenfreien Raum genügt jedes elektromagnetische Feld Wellengleichungen, die wegen der engen Verknüpfung von  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  für beide Feldgrößen die gleiche Gestalt haben. Deswegen wird im folgenden nur das elektrische Feld betrachtet. Die in der Radartechnik auftretenden Felder sind im allgemeinen immer periodisch in der Zeit, zumindest kann man die auftretenden Wellenformen meist aus periodischen Funktionen zusammensetzen; deswegen werden im folgenden ausschließlich periodische Zeitabhängigkeiten vorausgesetzt. Unter den eingangs für die ‚Radarmedien‘ gemachten Voraussetzungen kann man aus den *Maxwellschen* Gleichungen für den Fall einer periodischen Zeitabhängigkeit der Form  $e^{j\omega t}$  folgende Differentialgleichung für  $\vec{E}$  ableiten, die man häufig als Wellengleichung bzw. Schwingungsgleichung bezeichnet [1]:

$$\nabla^2 \cdot \vec{E} + \omega^2 \cdot \mu \cdot \epsilon \cdot \vec{E} = 0 . \quad (2.2)$$

Aus den Gleichungen für die Materialgrößen in Tab. 2.2 resultieren folgende Relationen:

$$\omega^2 \cdot \mu \cdot \epsilon = ((2\pi f)^2 \mu_0 \cdot \epsilon_0) \mu_r \cdot \epsilon_r = k_0^2 \cdot \mu_r \cdot \epsilon_r . \quad (2.3)$$

$k_0$  ist die Wellenzahl im Vakuum. Wegen der 2. *Maxwellschen* Gleichung (2. Gleichung in Tab. 2.3) führt man eine komplexe Dielektrizitätskonstante ein:

$$\epsilon_r = \epsilon_r' + j\epsilon_r'' . \quad (2.4)$$

Alle natürlich vorkommenden Materialien haben eine komplexe Dielektrizitätskonstante, deren Imaginärteil dafür verantwortlich ist, daß Wellen absorbiert und dabei in eine andere Energieform transformiert werden. Damit erhält man aus Gl. (2.3):

$$\omega^2 \cdot \mu \cdot \epsilon = k_0^2 \cdot \mu_r \cdot (\epsilon_r' + j\epsilon_r'') = k^2 . \quad (2.5)$$

Setzt man  $\mu_r = 1$  (das gilt für die meisten natürlichen und künstlichen Objekte), dann ergibt sich für den Ausbreitungsfaktor  $k$ :

$$k = k_0 \cdot \sqrt{\epsilon_r' + j\epsilon_r''} . \quad (2.6)$$

Jedes Feld, das den Differentialgleichungen (2.2) gehorcht, ist ein elektromagnetisches

Wellenfeld. Die Lösung für die Wellengleichung (2.2) ist für die allgemeine Ausbreitungsrichtung  $\vec{r}$ :

$$\vec{E} = \vec{A} \cdot e^{j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})} . \quad (2.7)$$

In Gl. (2.7) ist

$\vec{A}$ :	komplexer Amplitudenvektor der Welle
$\omega = 2\pi f$ :	Kreisfrequenz im Medium
$\vec{k}$ :	Ausbreitungsvektor bzw. Wellenzahl im Medium
$t$ :	Zeit
$\vec{r}$ :	Koordinaten des Ausbreitungsweges

mit

$$\vec{r} = (x, y, z) \quad (2.8)$$

$$\vec{k} = k \cdot (e_x, e_y, e_z) \quad (2.9)$$

$$\vec{A} = (A_x \cdot e^{j\varphi_x}, A_y \cdot e^{j\varphi_y}, A_z \cdot e^{j\varphi_z}) \quad (2.10)$$

Dabei ist  $(e_x, e_y, e_z)$  der Einheitsvektor des kartesischen Koordinatensystems; die Vorzeichen im Argument der Exponentialfunktion nach Gl. (2.7) liefern auslaufende (–) bzw. einlaufende (+) Wellen. Im folgenden werden nur auslaufende Wellen (d. h. –) betrachtet.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann man in kartesischen Koordinaten eine Ausbreitung der Welle in positiver  $z$ -Richtung zugrunde legen, dann ist wegen der Isotropie des Ausbreitungsmediums

$$\vec{E} = \vec{A} \cdot e^{j(\omega t - kz)} . \quad (2.11)$$

Gl. (2.11) beschreibt eine ebene Welle, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet [1], [2].  $\vec{E}$  steht senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung. Es ist  $A_z = 0$ , und man spricht von einer transversalen elektromagnetischen Welle, einer TEM-Welle. Aus dem Argument von Gl. (2.11) kann man die Phasengeschwindigkeit der ebenen Welle, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet, berechnen. Für eine bestimmte Phasenfront zur Zeit  $t$  ist

$$\omega \cdot t - k \cdot z = \text{konst} . \quad (2.12)$$

Die Phasengeschwindigkeit ist

$$v_{\text{ph}} = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k} . \quad (2.13)$$

Mit Gl. (2.5) erhält man daraus:

$$v_{\text{ph}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} = c_{\text{med}} . \quad (2.14)$$

Dies ist die Lichtgeschwindigkeit in einem mit  $\epsilon$  und  $\mu$  charakterisierten, dispersionsfreien Ausbreitungsmedium.

Im leeren Raum ist  $\sqrt{\epsilon \cdot \mu} = \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$ , und es resultiert die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum:

$$v_{\text{Ph}} = c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} = 2,997925 \cdot 10^8 \text{ m/s} . \quad (2.15)$$

Dieser Wert gilt in guter Näherung auch in Luft.

Für dispersionsfreie Medien, wie hier vorausgesetzt, ist die Phasengeschwindigkeit identisch mit der Gruppen- bzw. Signalgeschwindigkeit.

Die wesentlichen Aussagen der *Maxwellschen* Gleichungen und der daraus abgeleiteten Wellengleichung sind:

- Die Quellen der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  sowie der Verschiebungsdichte  $\vec{D}$  sind elektrische Ladungen bzw. zeitlich veränderliche Magnetfelder. Die Quellen der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  sowie der magnetischen Kraftflußdichte  $\vec{B}$  sind elektrische Ströme bzw. zeitlich veränderliche elektrische Felder. Die Gleichungen sind linear, d. h. Felder, die diesen Gleichungen gehorchen, überlagern sich linear.
- Ein elektromagnetisches Feld besteht immer aus einem elektrischen und einem magnetischen Feld; beide Feldvektoren stehen senkrecht aufeinander und senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung der Welle, und die Ausbreitung erfolgt wellenförmig als Oszillation in Zeit und Raum. Deswegen spricht man von transversalen elektromagnetischen Wellen, TEM-Wellen.
- Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist ‚endlich‘, nämlich die Lichtgeschwindigkeit  $c_0$ .

Den Quotienten aus  $|\vec{E}|$  und  $|\vec{H}|$  bezeichnet man als Wellenwiderstand  $Z$  des Mediums:

$$Z = \frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} . \quad (2.16)$$

Im Vakuum gilt:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120 \cdot \pi \Omega . \quad (2.17)$$

Ein elektromagnetisches Wellenfeld transportiert in Ausbreitungsrichtung eine Leistung. Diese wird durch den *Poynting*-Vektor  $\vec{S}$  beschrieben. Es gilt allgemein

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \cdot \left[ \vec{E}(r) \times \vec{H}^*(r) \right] . \quad (2.18)$$

Dieser Vektor hat die Dimension  $\text{W}/\text{m}^2$ , d. h. einer Leistungsdichte. Eine Erweiterung der Dimension um die Zeit  $s$  führt zu einer Dimension  $\text{Ws}/\text{m}^2\text{s}$ , das ist die Dimension

einer Energiestromdichte [1]. Der *Poynting*-Vektor zeigt in Richtung der Wellenausbreitung und steht senkrecht auf  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$ . Bringt man eine Antenne mit der effektiven Fläche  $A_e$  und der Flächennormalen  $\vec{n}_F$  in das elektromagnetische Leistungsdichtefeld  $\vec{S}$ , dann kann die Antenne dem Feld die Leistung  $P_a$  entnehmen:

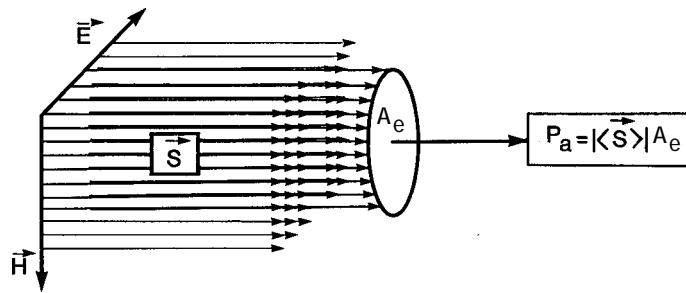
$$P_a = A_e \cdot \vec{n}_F \cdot \vec{S}. \quad (2.19)$$

Dieser Ausdruck ist grundsätzlich komplex. Der Realteil entspricht der Wirkleistung, der Imaginärteil der Blindleistung. Sind  $\vec{S}$  und  $\vec{n}_F$  parallel, wie in Abb. 2.1, dann resultiert

$$P_a = |\langle \vec{S} \rangle| \cdot A_e. \quad (2.20)$$

Dabei ist  $\langle \vec{S} \rangle$  der zeitliche Mittelwert des *Poynting*-Vektors:

$$\langle \vec{S} \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T \vec{S}(t) dt. \quad (2.21)$$



**Abb. 2.1:** Schema zur Veranschaulichung der Leistungsaufnahme aus einem elektromagnetischen Feld mit der Antenne der Fläche  $A_e$  ( $\vec{n}$  parallel zu  $\vec{S}$ ).  $\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke,  $\vec{H}$  = Vektor der magnetischen Feldstärke.

Die von einer Antenne einem Feld entnommene Leistung entspricht also dem Produkt aus wirksamer Antennenfläche und dem Betrag des zeitlichen Mittelwertes des *Poynting*-Vektors (d. h. der Leistungs- bzw. Energiestromdichte).

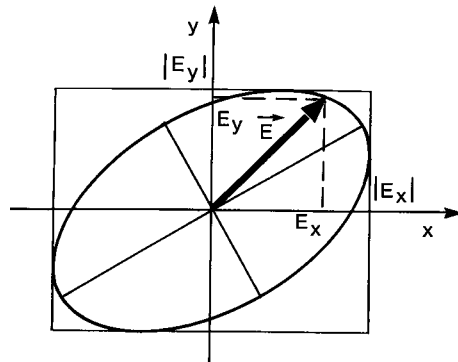
$|\vec{E}|$  und  $|\vec{H}|$  sind über den Wellenwiderstand  $Z$  des Ausbreitungsmediums nach Gl. (2.16) miteinander verknüpft. Daraus resultiert für den zeitlichen Mittelwert:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{\vec{r}_0}{2 \cdot Z} \cdot |\vec{E}|^2. \quad (2.22)$$

$\vec{r}_0$  ist dabei der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung.

### 2.1.3 Polarisation

Der Pfeil über den Feldstärkesymbolen kennzeichnet den Vektorcharakter der Feldstärken; eine elektromagnetische Welle ist eine gerichtete Größe, sie ist polarisiert. Als ‚Polarisation‘ einer elektromagnetischen Welle bezeichnet man die zeitliche Schwingungsform des elektrischen Feldstärkevektors in der Ebene, die senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung steht (s. Abb. 2.2). In der Radartechnik spricht man, ebenso wie in der Optik, von elliptischer Polarisation. Sonderfälle davon sind die im allgemeinen verwendeten linearen bzw. zirkularen Polarisationen [3], [4].



**Abb. 2.2:** Schema der Polarisationsellipse. Der Feldstärkevektor bewegt sich auf einer Ellipse. Die Ausbreitung erfolgt in  $z$ -Richtung senkrecht zur  $x$ - $y$ -Ebene (Quelle: Lit. [3]).

Im Bereich der Optik sind die linearen Polarisationszustände bezüglich der Einfallsebene definiert [3], [5], [6]. Diese wird von der Ausbreitungsrichtung der Welle und der jeweiligen Flächennormalen des Objektes aufgespannt, an dem die Welle reflektiert wird (das geht aber streng nur bei ebenen, flächenhaften Objekten, wenn man nicht die sogenannte lokale Einfallsebene zu Hilfe nimmt). Man definiert so die zu dieser Einfallsebene parallele bzw. senkrechte Polarisation (Abb. 2.3).

Im Bereich des Radars und der Fernerkundung bezieht man sich dagegen im allgemeinen auf den Horizont. Horizontale Polarisation liegt dann vor, wenn der Vektor der elektrischen Feldstärke parallel zum Horizont schwingt; dies führt z. B. bei Satelliten-Radaren zu eindeutigen Zuständen auch über sehr komplexen Beobachtungsgebieten.

Die Realteile der kartesischen Komponenten einer TEM-Welle an einem Ort  $z$  zur Zeit  $t$  sind gemäß Gl. (2.7) bis Gl. (2.11):

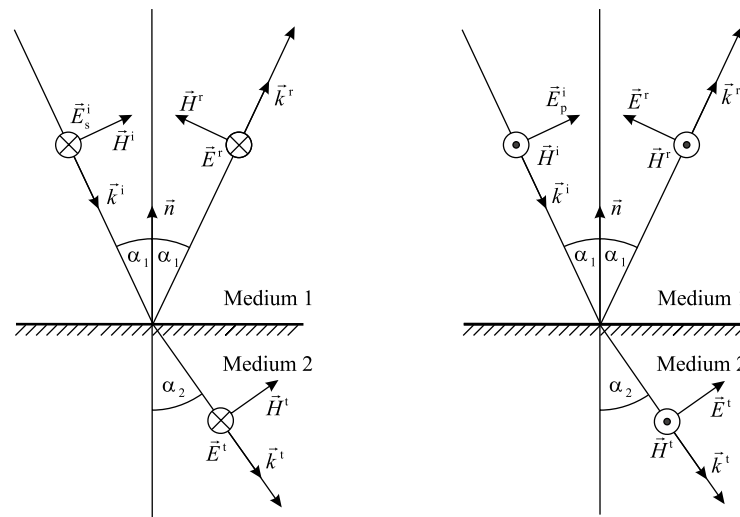
$$\operatorname{Re}(E_x(z, t)) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz + \varphi_x) \quad (2.23a)$$

$$\operatorname{Re}(E_y(z, t)) = A_y \cdot \cos(\omega t - kz + \varphi_y) \quad (2.23b)$$

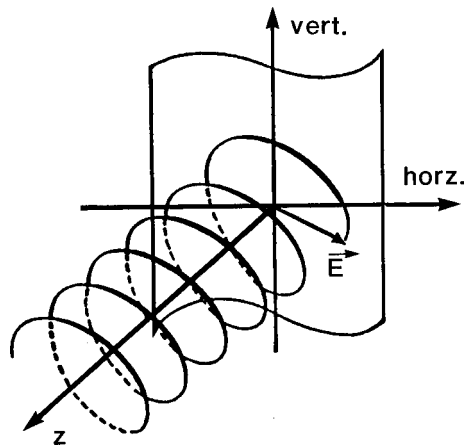
$$\operatorname{Re}(E_z(z, t)) = 0 \quad (2.23c)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann man  $z = 0$  setzen, d. h. man betrachtet die zeitlichen Schwingungen des Feldstärkevektors in die  $x$ - $y$ -Ebene projiziert. Dann ist das Gleichungssystem (2.23) die Parameterdarstellung von Ellipsen, deren Gestalt





**Abb. 2.3:** Veranschaulichung der Definition senkrechter und paralleler Polarisation bei Einfall einer elektromagnetischen Welle auf eine Ebene.  $\vec{E}_s^i$ : senkrecht polarisiertes einfallendes  $\vec{E}$ -Feld,  $\vec{E}_p^i$ : parallel polarisiertes einfallendes  $\vec{E}$ -Feld;  $\vec{E}^r, \vec{H}^r$ : reflektierte Felder;  $\vec{E}^t, \vec{H}^t$ : transmittierte Felder.



**Abb. 2.4:** Momentanbild einer monochromatischen ebenen Welle (Quelle: Lit. [13]): Dargestellt ist der elektrische Feldstärkevektor  $\vec{E}$  in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung; die Schraubenlinie deutet den ortsabhängigen Verlauf des Feldstärkevektors mit  $z$  als Parameter an.

und Lage in der Ebene von der Phasendifferenz

$$\varphi_{xy} = \varphi_y - \varphi_x \quad (2.24)$$

bestimmt wird. Auch der Umlaufsinn des Vektors wird davon bestimmt (Abb. 2.4).

Im allgemeinen liegen die Ellipsen schief, um den Winkel  $\tau$  gedreht in der  $x$ - $y$ -Ebene (Abb. 2.5).

Mit Hilfe der in Abb. 2.5 definierten Winkel kann man sämtliche auftretenden Polarisationszustände beschreiben. Führt man an Stelle der Realteile den komplexen

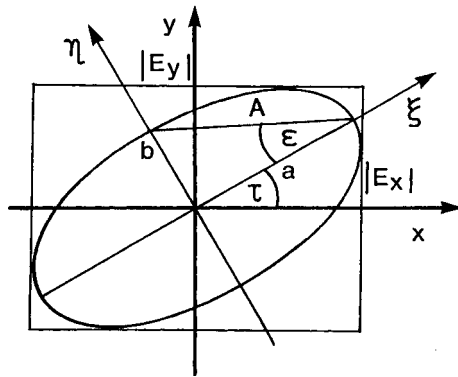


Abb. 2.5: Definition für die Beschreibung der Polarisationsellipse.

Feldvektor ein, so gelangt man (wieder für  $z = 0$ ) mit Gl. (2.7) bis Gl. (2.11) zu einem Ausdruck der Gestalt

$$\vec{E} = (E_x, E_y) = (A_x \cdot e^{j\omega t + \varphi_x}, A_y \cdot e^{j\omega t + \varphi_y}) . \quad (2.25)$$

Diesen Vektor nennt man den *Jones*-Vektor [3]. Der Quotient aus den beiden Komponenten ist das Polarisationsverhältnis zur Polarisationsbasis  $xy$ :

$$\rho_{xy} = \frac{E_y}{E_x} = \frac{A_y}{A_x} \cdot e^{-\varphi_{xy}} . \quad (2.26)$$

Dabei bezeichnet der Index  $xy$  allgemein die beiden zueinander orthogonalen Schwingungsrichtungen des Feldstärkevektors. Im vorliegenden Fall sind das die kartesischen Koordinaten  $x, y$ . Legt man lineare, horizontale und vertikale Polarisierungen zugrunde, die ‚schief‘ im  $x$ - $y$ -System liegen können, dann bezeichnet man das Polarisationsverhältnis entsprechend mit  $\rho_{HV}$ ; bei zirkularer Polarisation sind rechts- und linkszirkularer Drehsinn des Feldstärkevektors gegenläufig, man sagt auch ‚zueinander orthogonal‘, was dann mit  $\rho_{LR}$  bezeichnet wird.

Das besagt: Jede TEM-Welle kann man in zwei orthogonale Komponenten zerlegen, die ihrerseits wieder als Polarisationsbasis dienen können. Im allgemeinen hat dieses für die Polarimetrie wichtige Polarisationsverhältnis für jede Polarisationsbasis einen anderen Wert, auch dann, wenn die Zustände der Polarisation in beiden Basen gleich (z. B. linear) sind.

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf elektromagnetische Wellen, die vollständig polarisiert sind, d. h. auf Polarisationszustände und auf Wellen, deren Amplituden und Differenzphasen zeitlich konstant sind. Im allgemeinen treten aber nur teilweise polarisierte Wellen auf. Zur Kennzeichnung dieses Polarisationszustandes hat *Stokes* bereits 1852 bei optischen Polarisationsbetrachtungen einen Parametersatz, die sogenannten *Stokes*-Parameter, eingeführt, mit dem man den Polarisationszustand einer Welle charakterisieren kann.

Lässt man zeitliche Änderungen der Amplituden und Phasen in Gl. (2.21) zu, insbeson-

dere solche, die nicht periodisch und nicht deterministisch sind, dann resultieren die Beträge der Feldkomponenten bzw. die entsprechenden Leistungen aus den zeitlichen Mittelwerten der Produkte der jeweiligen Komponenten und ihren konjugiert komplexen Werten. Die Komponenten des *Stokes*-Vektors  $\vec{g}$  werden wie folgt als zeitliche Mittelwerte über die möglichen Produkte der beiden Feldstärkekomponenten definiert:

$$g_0 = \langle E_x \cdot E_x^* \rangle + \langle E_y \cdot E_y^* \rangle \quad (2.27a)$$

$$g_1 = \langle E_x \cdot E_x^* \rangle - \langle E_y \cdot E_y^* \rangle \quad (2.27b)$$

$$g_2 = \langle E_x \cdot E_y^* \rangle + \langle E_y \cdot E_x^* \rangle \quad (2.27c)$$

$$g_3 = \langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_y \cdot E_x^* \rangle \quad (2.27d)$$

Für eine monochromatische Welle mit streng determinierten Phasen entsteht daraus wegen Gl. (2.24)

$$g_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 \quad (2.28a)$$

$$g_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 \quad (2.28b)$$

$$g_2 = 2 \cdot |E_x| \cdot |E_y| \cdot \cos \varphi_{xy} \quad (2.28c)$$

$$g_3 = 2 \cdot |E_x| \cdot |E_y| \cdot \sin \varphi_{xy} \quad (2.28d)$$

mit

$$g_0^2 = g_1^2 + g_2^2 + g_3^2. \quad (2.29)$$

Die Komponenten des *Stokes*-Vektors sind äquivalent zu Leistungsdichten. Sie charakterisieren vollständig Amplitude, Phase und Polarisationszustand einer elektromagnetischen Welle.  $g_0$  liefert dabei die gesamte Leistungsdichte,  $g_1$  die Anteile der Leistungsdichte der linearen  $x$ -bzw.  $y$ -Polarisation,  $g_2$  die Anteile der Leistungsdichte bezüglich einer um  $45^\circ$  oder  $135^\circ$  geneigten Polarisationsbasis, und  $g_3$  liefert die links- bzw. rechtszirkular polarisierten Anteile.

Die Summanden der *Stokes*-Vektorkomponenten in Gl. (2.27) und Gl. (2.28) repräsentieren jeweils die Kohärenz der Feldstärkekomponenten, über die gemittelt wird; der Begriff der Kohärenz wird in Abschnitt 2.2.4 definiert und behandelt. Diese Summanden werden in der Literatur ([3], [4], [6]) im allgemeinen in einer  $(2 \times 2)$ -Kohärenzmatrix  $[J]$  dargestellt:

$$[J] = \begin{bmatrix} \langle E_x \cdot E_x^* \rangle & \langle E_x \cdot E_y^* \rangle \\ \langle E_y \cdot E_x^* \rangle & \langle E_y \cdot E_y^* \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Mit den Komponenten des *Stokes*-Vektors kann man den Polarisationsgrad  $P$  definie-

ren als das Verhältnis von polarisierten Leistungsanteilen zur Gesamtleistung:

$$P = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2 + g_3^2}}{g_0} . \quad (2.31)$$

Für vollständige Polarisation ist gemäß Gl. (2.29)  $P = 1$ , d. h. es gilt

$$0 \leq P \leq 1 . \quad (2.32)$$

Damit sind die Kenngrößen elektromagnetischer Wellen (Amplitude, Phase, Frequenz und Polarisation) vollständig erfaßt.

## 2.2 Eigenschaften elektromagnetischer Wellen

In Kap. 2.1 sind die Kenngrößen elektromagnetischer Wellen beschrieben. Zum Verständnis von Radar ist es aber notwendig, nicht nur die Kenngrößen, sondern auch die Eigenschaften der elektromagnetischen Wellen zu betrachten, die durch die *Maxwellschen* Gleichungen beschrieben werden. Eine wesentliche Eigenschaft wurde bereits in Gl. (2.14) festgestellt und formuliert:

Elektromagnetische Wellen breiten sich mit endlicher Geschwindigkeit, der Lichtgeschwindigkeit, in einem Medium aus. Die Lichtgeschwindigkeit wird von den Materialkonstanten des Ausbreitungsmediums bestimmt.

### 2.2.1 Freiraumausbreitung

In Kap. 2.1 werden die Kenngrößen elektromagnetischer Wellen anhand von ebenen Wellen betrachtet, ohne daß auf Entstehung und Ursprung der Wellen Bezug genommen wird. Realiter gehen Wellen aber von Stromelementen bzw. Strömen auf Antennen oder Streukörpern aus. Legt man einen sehr kurzen Dipol der Länge und Richtung  $\vec{l}$  zugrunde, auf dem ein Strom  $I$  fließt, dann resultieren daraus folgende Darstellungen für das Fernfeld, d. h. in großem Abstand von der Quelle [10]:

$$\vec{E} = \frac{E_0 \cdot \omega^2}{c^2} \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} (\vec{r}_0 \times \vec{l} \times \vec{r}_0) \quad (2.33)$$

$$\vec{H} = \frac{I_0 \cdot \omega^2}{c^2} \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} (\vec{r}_0 \times \vec{l} \times \vec{r}_0) \quad (2.34)$$

$\vec{r}_0$  ist der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung des Feldes und  $I_0$ ,  $E_0$  sind Konstanten. Bemerkenswert ist die  $r^{-1}$ -Abhängigkeit der Feldstärken vom Abstand zur Quelle. Diese Abnahme wird auch zuweilen als Freiraumdämpfung bezeichnet. Außerdem wird deutlich, daß die Polarisation der Wellen abhängig ist von der Richtung der Ströme, die das Feld erzeugen. Den oben eingeführten kurzen Dipol nennt man auch *Hertzschen* Dipol. Aus Gl. (2.33) und Gl. (2.34) resultiert die Aussage:

Die Antenne, die ein Feld erzeugt, definiert mit den Richtungen der auf der Antenne fließenden Ströme die Polarisationsbasis des Feldes.

## 2.2.2 Reflexion und Transmission

Wenn elektromagnetische Wellen auf ein Objekt in ihrem Ausbreitungsweg auftreffen, dann werden sie im allgemeinen dort teilweise reflektiert bzw. gestreut und teilweise absorbiert. Dem trägt man durch die Einführung von Reflexions- und Transmissionsfaktoren Rechnung. Der einfachste Fall ist die Reflexion und Absorption einer ebenen elektromagnetischen Welle an einer unendlich ausgedehnten Ebene (Abb. 2.3).

Hierbei gilt für die Brechungswinkel das *Snelliussche* Brechungsgesetz [8], [14]:

$$\sqrt{\epsilon_1 \cdot \mu_1} \cdot \sin \alpha_1 = \sqrt{\epsilon_2 \cdot \mu_2} \cdot \sin \alpha_2 . \quad (2.35)$$

Dieses Gesetz besagt: für Einfallswinkel  $\alpha_1$  und Ausfallswinkel  $\alpha_2$  im Raum gleicher Materialkonstanten gilt:

$$\text{Einfallswinkel } \alpha_1 = \text{Ausfallswinkel } \alpha_2 . \quad (2.36)$$

Für die Reflexionsfaktoren  $R$  und Transmissionsfaktoren  $T$  im Hinblick auf Polarisationsbasen senkrecht ( $s$ ) und parallel ( $p$ ) zur Einfallsebene erhält man die sogenannten *Fresnelschen* Formeln [8], [14]:

$$R_p = \frac{Z_1 \cdot \cos \alpha_1 - Z_2 \cdot \cos \alpha_2}{Z_1 \cdot \cos \alpha_1 + Z_2 \cdot \cos \alpha_2} , \quad (2.37a)$$

$$R_s = \frac{Z_2 \cdot \cos \alpha_1 - Z_1 \cdot \cos \alpha_2}{Z_2 \cdot \cos \alpha_1 + Z_1 \cdot \cos \alpha_2} , \quad (2.37b)$$

$$T_p = \frac{2 \cdot Z_1 \cdot \cos \alpha_1}{Z_1 \cdot \cos \alpha_1 + Z_2 \cdot \cos \alpha_2} , \quad (2.37c)$$

$$T_s = \frac{2 \cdot Z_2 \cdot \cos \alpha_1}{Z_2 \cdot \cos \alpha_1 + Z_1 \cdot \cos \alpha_2} . \quad (2.37d)$$

Dabei ist:

$$R_p = \frac{E_p^r}{E_p^i}; \quad R_s = \frac{E_s^r}{E_s^i}; \quad T_s = \frac{E_s^t}{E_s^i}; \quad T_p = \frac{E_p^t}{E_p^i} . \quad (2.38)$$

In Gl. (2.38) sind  $E_p^i$ ,  $E_s^i$  die Feldkomponenten der einfallenden Welle zu einer Polarisationsbasis parallel ( $p$ ) und senkrecht ( $s$ ) zur Einfallsebene,  $E_p^t$ ,  $E_s^t$  sind die Komponenten des in das Medium 2 eindringenden Feldvektors, und die Komponenten  $E_s^r$ ,  $E_p^r$  repräsentieren das reflektierte  $E$ -Feld;  $Z_1$  und  $Z_2$  sind gemäß Gl. (2.16) die Wellenwiderstände der Medien.  $R$  und  $T$  sind komplex, weil  $\epsilon$  und  $\mu$  im allgemeinen komplexe Größen sind.

Man unterscheidet zwischen den in Gl. (2.38) definierten Reflexions- und Transmissionsfaktoren für die Feldstärken und dem Reflexions- und Transmissionsvermögen für die Leistungen. Reflexions- und Transmissionsvermögen sind definiert als

$$\begin{aligned} \text{Reflexionsvermögen} &= \frac{\text{reflektierte Strahlungsleistung}}{\text{einfallende Strahlungsleistung}} \\ R_v &= \frac{|E^r|^2}{|E^i|^2} \end{aligned} \quad (2.39)$$

und

$$\begin{aligned} \text{Transmissionsvermögen} &= \frac{\text{eindringende Strahlungsleistung}}{\text{einfallende Strahlungsleistung}} \\ T_v &= \frac{|E^t|^2}{|E^i|^2}. \end{aligned} \quad (2.40)$$

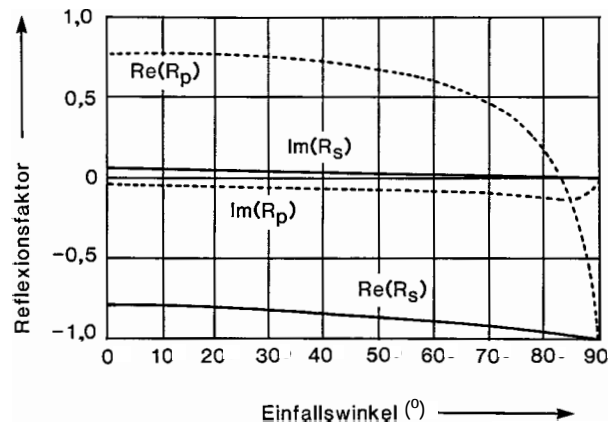
Dabei gilt die Relation

$$R_v + T_v = 1. \quad (2.41)$$

Für die Reflexions- und Transmissionsfaktoren resultiert dagegen aus Gl. (2.37a) und Gl. (2.37c) bzw. Gl. (2.37b) und Gl. (2.37d):

$$T = 1 + R. \quad (2.42)$$

In Abb. 2.6 sind die komplexen Reflexionsfaktoren für eine Frequenz von 10 GHz nach Betrag und Phase für Süßwasser dargestellt ( $\epsilon = 80 + j30$ ).



**Abb. 2.6:** Real- und Imaginärteil der Reflexionsfaktoren für Süßwasser bei einer Frequenz von  $f = 10$  GHz ( $\epsilon = 80 + j30$ );  $\cdots$  parallele,  $—$  senkrechte Polarisation.

### 2.2.3 Eindringtiefe und Absorption

Ausgangspunkt für die weiteren Betrachtungen ist der zeitunabhängige Teil des Exponentialfaktors der Feldstärke, d. h. der Phasenfaktor in Gl. (2.11):

$$Ph = e^{-jkz} . \quad (2.43)$$

Mit Gl. (2.6) erhält man daraus

$$Ph = e^{-jk_0 \sqrt{\epsilon'_r + j\epsilon''_r} z} , \quad (2.44)$$

$$Ph = e^{-\alpha z + j\beta z} . \quad (2.45)$$

In Gl. (2.45) ist  $\alpha$  ein reeller Dämpfungsfaktor und  $\beta$  eine reelle Phasenkonstante:

$$\begin{aligned} \alpha &= \text{Im} \left( jk_0 \cdot \sqrt{\epsilon'_r + j\epsilon''_r} \right) \\ &= \text{Im} \left( k_0 \cdot \sqrt{\epsilon'_r} \cdot \sqrt{1 + j \cdot \tan \delta} \right) , \end{aligned} \quad (2.46a)$$

$$\begin{aligned} \beta &= \text{Re} \left( jk_0 \cdot \sqrt{\epsilon'_r + j\epsilon''_r} \right) \\ &= \text{Re} \left( k_0 \cdot \sqrt{\epsilon'_r} \cdot \sqrt{1 + j \cdot \tan \delta} \right) . \end{aligned} \quad (2.46b)$$

$\tan \delta$  nennt man den Verlustwinkel. Es ist:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'_r} = \frac{\kappa}{\omega \epsilon} . \quad (2.47)$$

Für eine elektromagnetische, ebene Welle bedeutet dies:

In einem Medium mit den Materialkonstanten  $\kappa$ ,  $\epsilon$ ,  $\mu$  erfährt eine elektromagnetische Welle sowohl eine Dämpfung als auch eine Änderung der Phase. Beide Einflüsse kann man aus den Gleichungen (2.46a) bis (2.47) bestimmen.

Nach algebraischer Umformung resultiert:

$$\alpha = k_0 \cdot \sqrt{\epsilon'_r} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \cdot \left( \sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1 \right) \right\}^{1/2} , \quad (2.48a)$$

$$\beta = k_0 \cdot \sqrt{\epsilon'_r} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \cdot \left( \sqrt{1 + \tan^2 \delta} + 1 \right) \right\}^{1/2} . \quad (2.48b)$$

Mit Gl. (2.43), Gl. (2.48a) und Gl. (2.48b) erhält man aus Gl. (2.11) für eine ebene Welle:

$$\vec{E} = \vec{A} \cdot e^{-\alpha z + j\beta z} \cdot e^{j\omega t} . \quad (2.49)$$

Der Faktor  $\alpha$  ist hier ein Maß für die Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle in ein Medium. Man definiert als Eindringtiefe  $z_e$  den in einem Medium zurückgelegten

Weg, auf dem die Amplitude der Welle um  $1/e$  abgenommen hat. Aus Gl. (2.48a) folgt mit dieser Definition der Wert für die Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle in einem Medium

$$z_e = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{k_0 \cdot \sqrt{\epsilon'}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \cdot \left( \sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1 \right) \right\}^{-1/2}. \quad (2.50)$$

Vgl. hierzu Kap. 2.3.6, Abb. 2.17.

## 2.2.4 Kohärenz

Eine wichtige Eigenschaft elektromagnetischer Wellen ist ihre Kohärenz. Determinierte Phasenbeziehungen zwischen monochromatischen elektromagnetischen Wellen definieren zu jedem Zeitpunkt und an jedem Ort exakt ein Wellenfeld. Solche Wellen nennt man kohärent. Wenn sich die Phasenbeziehungen statistisch verhalten, d. h. in völlig unregelmäßiger Weise ändern, dann sind die Wellen inkohärent. Von null verschiedene Bandbreiten bedingen ebenfalls Inkohärenz.

Der Begriff der Kohärenz bezieht sich dabei nicht unbedingt nur auf Wellen exakt gleicher Frequenz. Unterscheiden sich zwei Wellen durch exakte, unverrauschte Frequenzen, dann führt deren Überlagerung zwar zu Schwebungen, die Phasenbeziehungen untereinander sind aber immer noch eindeutig definiert, und deswegen spricht man auch in solchen Fällen noch von Kohärenz. In Kapitel 2.1 wurde der Begriff Kohärenz bereits benutzt (Gl. (2.27) bis Gl. (2.30)). Hier soll dieser Begriff quantitativ gefaßt werden [1]. Die Leistungen, die von zwei beliebig zeitabhängigen elektromagnetischen Wellen  $E_1(t)$  und  $E_2(t)$  im freien Raum transportiert werden, sind

$$P_1 = \frac{1}{Z_0} \cdot \langle E_1^2(t) \rangle, \quad P_2 = \frac{1}{Z_0} \cdot \langle E_2^2(t) \rangle. \quad (2.51)$$

$Z_0 = 120 \cdot \pi \Omega$  ist der Wellenwiderstand des freien Raumes. Wenn sich beide Wellen überlagern, dann resultiert eine Gesamtleistung

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{Z_0} \cdot \langle [E_1(t) + E_2(t)]^2 \rangle \\ &= \frac{1}{Z_0} \cdot \langle E_1^2(t) + E_2^2(t) + 2E_1(t) \cdot E_2(t) \rangle \\ &= \frac{1}{Z_0} \cdot \{ \langle E_1^2(t) \rangle + \langle E_2^2(t) \rangle + 2\langle E_1(t) \cdot E_2(t) \rangle \} \\ &= \langle P_1 \rangle + \langle P_2 \rangle + \frac{2}{Z_0} \langle E_1(t) \cdot E_2(t) \rangle. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Die entscheidende Aussage liefert hier der dritte Summand, d. h. der Mittelwert der Produkte beider Feldstärken. Wenn  $E_1(t)$  und  $E_2(t)$  statistisch verteilte, zeitabhängige



Phasen haben, die z. B. gleichverteilt sind zwischen 0 und  $2\pi$ , dann wird im Mittel

$$\langle E_1(t) \cdot E_2(t) \rangle = 0 . \quad (2.53)$$

Sind die Phasenbeziehungen konstant, dann resultiert im Mittel nicht unbedingt 0 für das Produkt. Weil die beiden Wellen positiv oder negativ interferieren können, kann der Wert auch größer oder kleiner 0 sein, demzufolge kann die registrierte Gesamtleistung größer oder kleiner als die Summe der Einzelleistungen werden. Der Mittelwert aus dem Produkt der beiden Feldstärken ist demnach ein Maß für die Kohärenz der Wellen und man kann drei Fälle unterscheiden:

- totale Inkohärenz:

$$\langle E_1(t) \cdot E_2(t) \rangle = 0 \quad (2.54)$$

- negative Kohärenz:

$$\langle E_1(t) \cdot E_2(t) \rangle < 0 \quad (2.55)$$

dann ist  $P < (\langle P_1 \rangle + \langle P_2 \rangle)$

- positive Kohärenz:

$$\langle E_1(t) \cdot E_2(t) \rangle > 0 \quad (2.56)$$

dann ist  $P > (\langle P_1 \rangle + \langle P_2 \rangle)$ .

Man kann damit den Kohärenzgrad  $K$  definieren:

$$K = \frac{\langle E_1 \cdot E_2 \rangle}{\sqrt{\langle E_1^2 \rangle \cdot \langle E_2^2 \rangle}} . \quad (2.57)$$

Es ist

$$-1 \leq K \leq +1 . \quad (2.58)$$

Für  $K = 1$  liegt volle Kohärenz und Gleichtakt der Wellen vor. Für  $K = -1$  liegt ebenfalls Kohärenz aber Gegentakt vor, und für  $K = 0$  hat man völlige Inkohärenz. Im allgemeinen ist der Übergang von völliger Inkohärenz zur vollständigen Kohärenz fließend. Es bleibt anzumerken, daß wegen der natürlichen Linienbreite des Spektrums von elektromagnetischen Wellen die Werte  $K = \pm 1$  nie völlig zu erreichen sind.

### 2.2.5 Nahfeld-Fernfeld-Relationen

Gemäß Gl. (2.33) und Gl. (2.34) breiten sich elektromagnetische Wellen mit einer  $r^{-1}$ -Abhängigkeit aus; das besagt, die Wellenfront ist nicht eben, sondern gekrümmt.

Je größer der Abstand von der Quelle ist, desto mehr nähert sich die Form der Wellenfront der einer ebenen Welle. Das Fernfeld beginnt definitionsgemäß dann, wenn man die Welle als ebene Welle betrachten kann, d.h., wenn die Krümmung über der gesamten betrachteten Wellenfront klein genug ist. Eine Erklärung dafür gibt Abb. 2.7. Von einer Quelle gehe eine Welle gemäß Gl. (2.33) aus. Diese wird im Abstand  $r$  von einer Empfangsantenne EA der Abmessung  $d$  aufgenommen. Die Krümmung der Wellenfront bedingt einen Phasenunterschied  $\Delta\varphi$  vom Ende der Antenne zu ihrer Mitte. Der Laufweg der Welle zur Mitte sei  $r$ , der zum Rand  $r + \Delta r$ , dann gilt:

$$(r + \Delta r)^2 = r^2 + \frac{d^2}{4}, \quad (2.59)$$

$$r^2 + 2 \cdot r \cdot \Delta r + (\Delta r)^2 = r^2 + \frac{d^2}{4}. \quad (2.60)$$

Für  $\Delta r \ll r$  erhält man

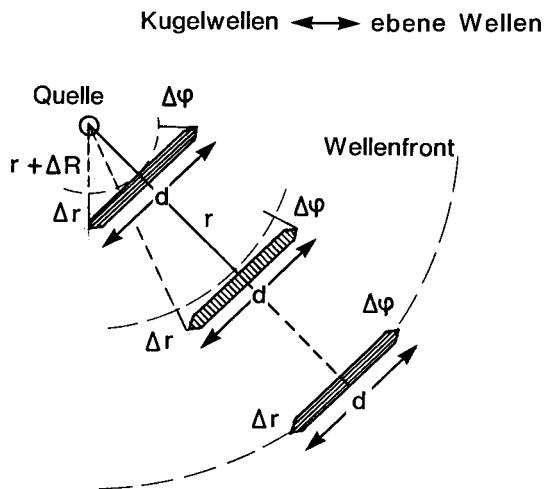
$$r = \frac{d^2}{8 \cdot \Delta r}. \quad (2.61)$$

Das Fernfeld liegt definitionsgemäß dann vor, wenn gilt:

$$\Delta\varphi \leq \frac{\pi}{8}. \quad (2.62)$$

Zuweilen werden auch andere Werte angegeben [8]. Gl. (2.62) bedeutet, es muß auch gelten

$$\Delta r \leq \frac{\lambda}{16}. \quad (2.63)$$



**Abb. 2.7:** Schema zur Verdeutlichung des Unterschiedes von Nah- und Fernfeld ( $\Delta\varphi$  muß vernachlässigbar klein sein:  $\Delta\varphi \leq \pi/8$ ).

Das Fernfeld beginnt demnach unter Verwendung der Definition nach Gl. (2.63) bei

$$r_F = 2 \cdot \frac{d^2}{\lambda}. \quad (2.64)$$

### 2.2.6 Zusammenfassung

Die Eigenschaften elektromagnetischer Wellen lassen sich wie folgt formulieren:

- Elektromagnetische Wellen breiten sich mit endlicher Geschwindigkeit aus.
- Elektromagnetische Wellen werden beim Auftreffen auf Objekte gestreut und absorbiert.
- Die Kenngrößen von elektromagnetischen Wellen erfahren durch Absorption und Streuung auf dem Ausbreitungsweg und durch Wechselwirkungen mit Objekten spezifische Änderungen, die von den Materialkonstanten des Ausbreitungsraumes und des wechselwirkenden Mediums bestimmt werden.
- Elektromagnetische Wellen erfahren bei ihrer Ausbreitung immer eine Dämpfung; deren Ursachen sind Absorption und Reflexion an Objekten sowie eine ‚natürliche‘ Freiraumabnahme.
- Elektromagnetische Wellen überlagern sich linear, sie sind bei entsprechender Kohärenz interferenzfähig.

Dazu kommen noch folgende, hier nicht behandelte Aussagen:

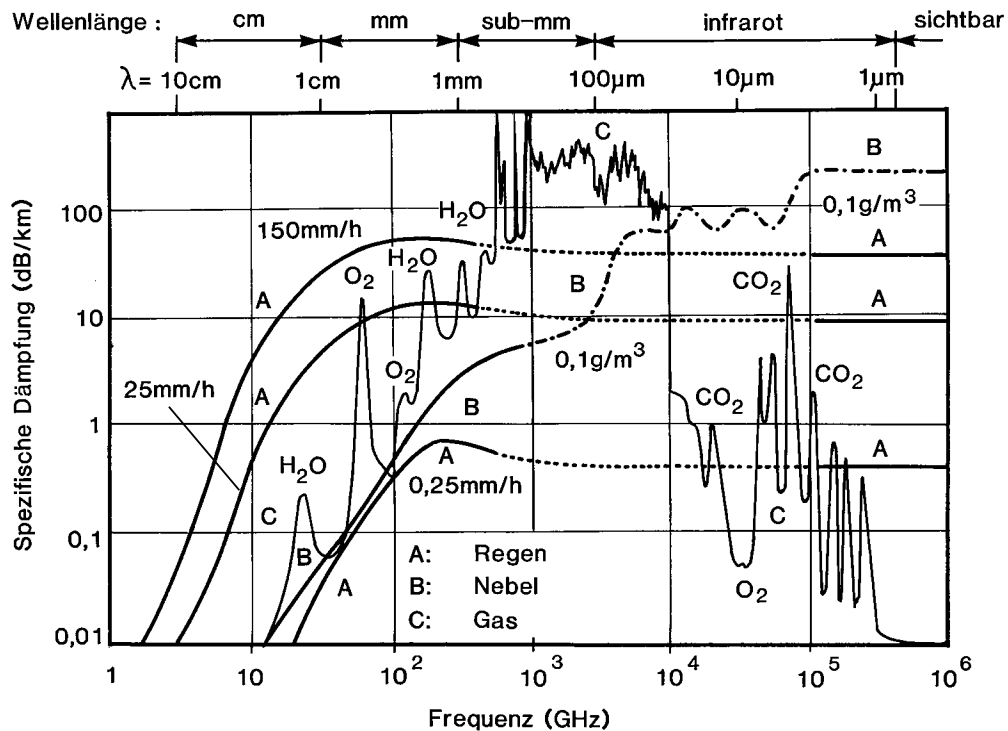
- Die Kenngrößen von elektromagnetischen Wellen können manipuliert (moduliert) bzw. bei ihrer Entstehung am Sender definiert (eindeutig) festgelegt werden.
- Elektromagnetische Wellen können Information transportieren.
- Elektromagnetische Wellen gehorchen dem Reziprozitätstheorem, wenn die in Kap. 2.1 für die Ausbreitungs- und Streumedien getroffenen Voraussetzungen erfüllt sind.

Diese Eigenschaften folgen aus den *Maxwellschen* Gleichungen. Die Abstrahlung und der Empfang elektromagnetischer Wellen erfolgt immer über Antennen. Antennen sind deswegen eine *conditio sine qua non* für jede Art von Radar, ihnen kommt besondere Bedeutung zu, und deswegen wird dieser Schlüsselkomponente ein eigenes Kapitel (Kap. 6) gewidmet. Auch für die folgenden Betrachtungen ist die Einbeziehung der Antenne unabdingbar.

## 2.3 Ausbreitung und Streuung elektromagnetischer Wellen

### 2.3.1 Ausbreitung in der Atmosphäre

In Kap. 2.2 wurde dargelegt, daß eine elektromagnetische Welle, die sich in einem Medium ausbreitet, eine Dämpfung erfährt, die von den Materialkonstanten  $\kappa$ ,  $\epsilon$ ,  $\mu$  des Mediums abhängt. Ist das Medium inhomogen, dann kommt zu dieser ‚Absorptionsdämpfung‘ noch eine Abnahme der Wellenamplitude dazu, die durch Reflexion und Streuung an Inhomogenitäten und Partikeln bestimmt wird. Dies ist z. B. bei der Ausbreitung in der Atmosphäre der Fall. Abb. 2.8 zeigt sowohl die Absorptionsdämpfung einer sogenannten ‚Normal-Atmosphäre‘ als auch den Einfluß von Regen und Nebel auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Abhängigkeit von der Frequenz vom Mikrowellenbereich bis in den Bereich des Ultravioletten (UV). Der für Radar derzeit benutzte Frequenzbereich erstreckt sich ungefähr von 0,1 GHz bis 140 GHz. Die Absorption ist hier im wesentlichen durch Atom- und Molekülresonanzen ( $O_2$ ,  $H_2O$ ) bedingt. Abb. 2.8 zeigt den Dämpfungsfaktor, der die Dimension dB/km hat. Die



**Abb. 2.8:** Spezifische Dämpfung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre durch Regen, Nebel und Luftzusammensetzung vom Mikrowellenbereich bis zum sichtbaren Licht (Quelle: Lit. [15]). Normalbedingungen: Temperatur: 20°C, Druck: 1 atm, Wassergehalt: 7,5 g/m<sup>3</sup>.

Atmosphäre beschreibt man im allgemeinen nicht mit ihrer Dielektrizitätskonstanten. Man benutzt meist den sogenannten Brechungsindex  $n$ . Dieser steht in Beziehung zu  $\epsilon_r$ :

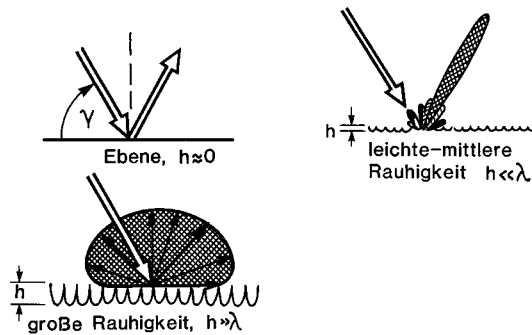
$$n^2 = \epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' . \quad (2.65)$$

Daraus folgt wegen Gl. (2.44) und Gl. (2.45):

$$n = n' - jn'' = \frac{1}{k_0} \cdot (\beta - j\alpha) . \quad (2.66)$$

### 2.3.2 Rückstreuung von der Erdoberfläche

Reflexionen von elektromagnetischen Wellen am Erdboden sind im allgemeinen Streuungen an rauen Oberflächen, d. h. die in Kap. 2.2 dargestellten *Fresnelschen* Reflexionsformeln gelten deswegen nur bedingt, z. B. bei entsprechend großen Wellenlängen über ebenen Eis-, Wasser oder Sandflächen. Man unterscheidet demgemäß zwischen Reflexion und Streuung. Dementsprechend spricht man auch bei komplexen Objekten von Streumatrizen (Kap. 2.3.3). Die Abhängigkeiten dieser Zusammenhänge von der Rauigkeit der Oberfläche sind in Abb. 2.9 schematisch dargestellt.



**Abb. 2.9:** Schematische Darstellung der unterschiedlichen Reflexionen an einer Ebene und an Flächen mit leichter bis mittlerer Rauigkeit sowie großer Rauigkeit; bei letzteren gehorcht die Streuung dem *Lambertschen* Kosinus-Gesetz (Quelle: Lit. [2]).

*Rayleigh* hat ein Kriterium für die Beurteilung der Rauigkeit einer Fläche vorgeschlagen [1]. Demzufolge ist die Rauigkeit einer Fläche im Hinblick auf Reflexion bzw. Streuung sowohl abhängig von ihren geometrischen Höhenschwankungen, d. h. ihrer geometrischen Rauigkeit, als auch vom sogenannten Streifwinkel  $\gamma$ , unter dem die Welle einfällt. Streuung findet grundsätzlich in allen durch die Rauigkeit bedingten Höhen statt. Man betrachtet sowohl die am höchsten als auch die am tiefsten Punkt gestreuten Wellen schematisch. Aus Abb. 2.10 wird ersichtlich, daß für die Phasendifferenz der beiden Wellen gilt:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta r = \frac{4\pi \cdot h}{\lambda} \cdot \sin \gamma . \quad (2.67)$$

Eine Fläche kann man als eben betrachten, wenn entweder

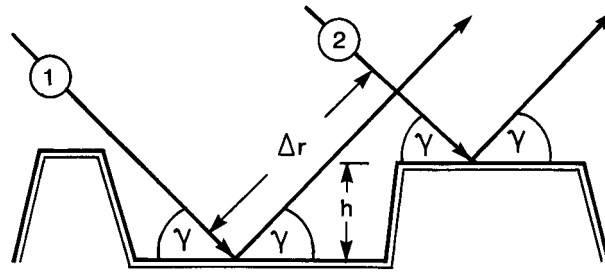


Abb. 2.10: Schema zur Erklärung des Rayleighschen Rauigkeitskriteriums.

$$\frac{h}{\lambda} \rightarrow 0 \quad \text{oder} \quad \gamma \rightarrow 0 \quad (2.68)$$

gilt; denn dann geht  $\Delta\varphi \rightarrow 0$ , beide Wellen überlagern sich mit positiver Interferenz, und es liegt eine Vorwärtsstreuung vor. Die Fläche reflektiert total und ist eben. Für  $\Delta\varphi \neq 0$  liegt ebenfalls eine Interferenz in Vorwärtsrichtung vor; für  $\Delta\varphi = \pi$  ist diese negativ, und die Wellen löschen sich aus. Wenn in dieser Richtung kein Energiefluß vorliegt, dann muß die Energie in andere Richtungen geleitet werden, d. h. die Fläche streut in andere Richtungen.

Wählt man (recht willkürlich)  $\Delta\varphi = \pi/2$ , so erhält man das sogenannte *Rayleighsche* Rauigkeitskriterium.

Eine Fläche kann man als eben betrachten, wenn für ihre Höhenschwankung gilt:

$$h < \frac{\lambda}{8 \cdot \sin \gamma} \quad (2.69)$$

Manche Autoren nehmen für  $\Delta\varphi$  die Werte  $\pi/4$  bzw.  $\pi/8$ , damit wird aus dem Faktor 8 im Nenner der Wert 16 bzw. 32 [8].

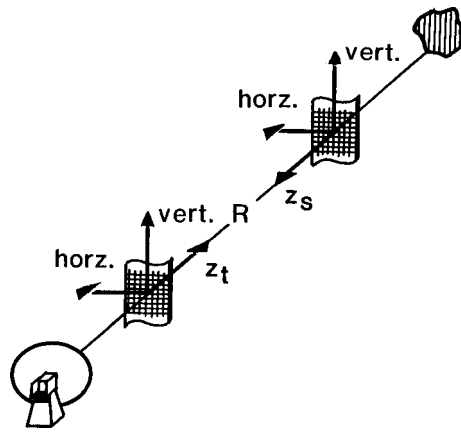
### 2.3.3 Rückstreuung an Objekten

Die Rückstreuung an Objekten verändert auch die Polarisation der ursprünglichen, ausgesandten Welle. Die dazu gehörigen Koordinatensysteme veranschaulicht Abb. 2.11. Auf das Objekt falle eine elektromagnetische Welle  $\vec{E}_i$  ein, die dort als eben angesehen werden kann, wenn die Fernfeldbedingung erfüllt ist. Es gilt [13]:

$$\vec{E}_i = \frac{|\vec{E}_0|}{r} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \cdot \vec{l} \quad (2.70)$$

Es ist  $\vec{l}$  der Vektor, der die Polarisation der Sendeantenne, d. h. die Polarisationsbasis charakterisiert, und  $r$  bezeichnet die Entfernung zwischen Antenne und Objekt. Für HV-Polarisation (H steht für horizontal, V für vertikal) gilt

$$\vec{l} = (l_H, l_V) \quad (2.71)$$



**Abb. 2.11:** Radarrückstreuung eines Einzelstreuers in der Entfernung  $R$  vom Radar; dargestellt sind die kartesischen Koordinatensysteme, auf die sich die Feldstärkekomponenten der gesendeten Welle (Antennenkoordinatensystem, Index  $t$  und der gestreuten Welle Index  $s$ ) beziehen.

Der Vektor der reflektierten elektrischen Feldstärke  $\vec{E}_s$  ist dann am Ort der Empfangsantenne

$$\begin{aligned}\vec{E}_s &= \begin{bmatrix} E_{sH} \\ E_{sV} \end{bmatrix} \\ &= \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \begin{bmatrix} S_{HH} & S_{HV} \\ S_{VH} & S_{VV} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{iH} \\ E_{iV} \end{bmatrix} \\ &= \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \mathbf{S} \cdot \vec{E}_i.\end{aligned}\quad (2.72)$$

In dieser Streugleichung ist  $\mathbf{S}$  die monostatische Streumatrix, die angibt, wie das Objekt den Polarisationszustand von  $\vec{E}_i$  transformiert. Wegen des Reziprozitätstheorems sind monostatische Streumatrizen symmetrisch, d. h., es ist  $S_{HV} = S_{VH}$ . Der Feldstärkevektor  $\vec{E}_s$  der gestreuten Welle bezieht sich dabei auf das ‚rückläufige‘ Koordinatensystem. Wegen Gl. (2.70) erhält man:

$$\vec{E}_s = |\vec{E}_0| \cdot \frac{e^{j(\omega t - 2kr)}}{r^2} \cdot \mathbf{S} \cdot \vec{l}_i.\quad (2.73)$$

Bemerkenswert ist hier die Abhängigkeit vom reziproken Quadrat der Entfernung, die sich wiederum für die Empfangsleistung in einer  $1/r^4$ -Abhängigkeit niederschlägt; d. h., grundsätzlich ist Gl. (2.73) die Feldstärkeform der Radargleichung. Weitere Ausführungen zur Polarisation finden sich in Kap 3.1.

### 2.3.4 Rückstreuung von bewegten Objekten

Bewegungen von Sendern bzw. von reflektierenden Objekten bewirken immer Phasenänderungen und damit Änderungen der Frequenz von elektromagnetischen Wellen im

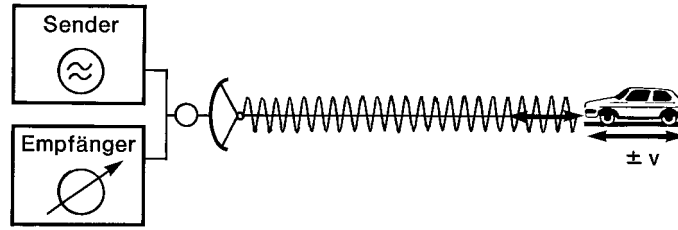
Raum. Der Zusammenhang zwischen Phasenänderung  $\Delta\varphi$  und Frequenzverschiebung ist:

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = f_D \quad \text{oder} \quad \frac{d\varphi}{dt} = f_D . \quad (2.74)$$

$f_D$  heißt *Doppler-Frequenz*. Abb. 2.12 zeigt schematisch einen Sender, der eine elektromagnetische Welle der Wellenlänge  $\lambda_s$  aussendet mit

$$\lambda_s = c_0 \cdot T , \quad (2.75)$$

dabei ist  $T$  die Periodendauer.



**Abb. 2.12:** Schematische Darstellung des *Doppler*-Effektes am Beispiel eines fahrenden Autos.

An dem Fahrzeug, das sich mit Geschwindigkeit  $v$  entweder in Richtung oder gegen die Richtung des Wellenausbreitungsvektors bewegt, wird man eine andere Wellenlänge registrieren, weil die Geschwindigkeit des Fahrzeugs die Wellenlänge entweder verkürzt oder verlängert, je nach Richtung der Geschwindigkeit. Wenn man voraussetzt, daß immer  $v \ll c_0$  gilt, kann man relativistische Effekte vernachlässigen und die beiden Geschwindigkeiten  $c_0$  und  $v$  linear überlagern. Das Fahrzeug sieht demnach die Wellenlänge

$$\lambda_z = (c_0 \pm v) \cdot T . \quad (2.76)$$

Diese Wellenlänge kommt allen auf dem Fahrzeug induzierten Strömen zu. Das Fahrzeug sendet dann wieder eine elektromagnetische Welle aus, deren Grundwellenlänge  $\lambda_{0z}$  ist. Weil sich das Fahrzeug dabei aber mit  $\pm v$  bewegt, sieht der Empfänger in erster, aber sehr guter Näherung [2] eine elektromagnetische Welle der Wellenlänge  $\lambda_{0e}$  mit

$$\lambda_e = \lambda_z \pm v \cdot T . \quad (2.77)$$

Mit Gl. (2.75) und Gl. (2.76) erhält man daraus

$$\lambda_e = \lambda_s \cdot \left( 1 \pm \frac{2 \cdot v}{c_0} \right) . \quad (2.78)$$

Rechnet man in Frequenzen um, dann erhält man

$$f_e = f_s \pm \frac{2 \cdot v}{c_0} \cdot f_s . \quad (2.79)$$



In Gl. (2.79) ist der zweite Summand die *Doppler-Frequenz*  $f_D$

$$f_D = \pm \frac{2 \cdot v}{c_0} \cdot f_s \cdot \quad (2.80)$$

### 2.3.5 Ausbreitung über der Erdoberfläche

In Kap. 2.3.2 wird gezeigt, daß eine elektromagnetische Welle auch bei großer Rauigkeit einer Fläche immer eine totale optische Vorwärtsreflexion erfährt, wenn nur der Einfallswinkel groß genug bzw. der Streifwinkel klein genug ist. Das ist grundsätzlich immer dann der Fall, wenn ein niedrig am Boden stehendes Radar ein Objekt beobachtet, das sich in niedriger Höhe  $H_z$  befindet. Hier treten zwei Effekte auf. Zum einen bedingt das Aufliegen des Antennendiagramms und die dadurch bedingte Vorwärtsreflexion eine ‚Verbiegung‘ und ‚Aufzipfelung‘ des Antennendiagramms nach oben, zum anderen ‚sieht‘ das Radar nicht nur das Objekt, sondern auch dessen Spiegelbild (Abb. 2.13). Letzteres nennt man den Spiegelungseffekt.

Dieser Spiegelungseffekt ist auch verantwortlich für die in Abb. 2.14 schematisch dargestellte Aufzipfelung der Hauptkeule des Antennendiagramms in mehrere Keulen,

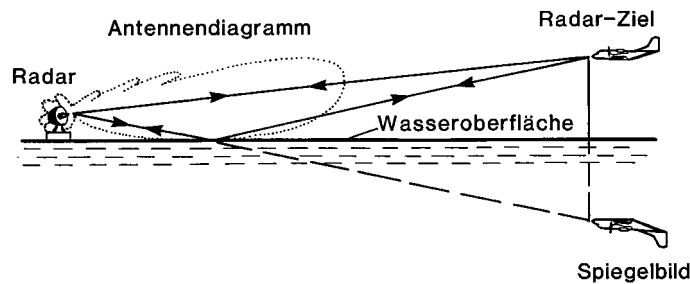


Abb. 2.13: Geometrie des Spiegelungseffekts bei Radar über See.

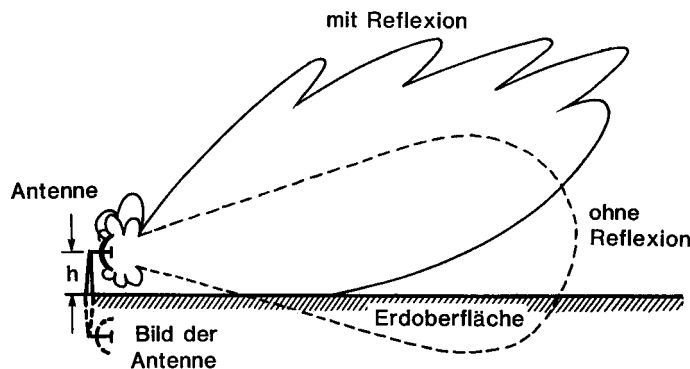
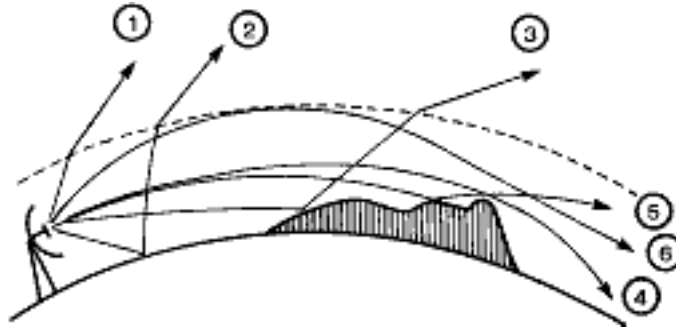


Abb. 2.14: Einfluß der flachen Erde auf das Antennendiagramm einer niedrig über der Erde aufgestellten Antenne (schematisch): reflektierte und auslaufende Wellen.

weil sich das Radar an seinem Standort am Boden spiegelt und somit eine zweite Quelle simuliert, deren Strahlung mit der des realen Radars interferiert und so zur Aufzupfelung des Diagramms führt.



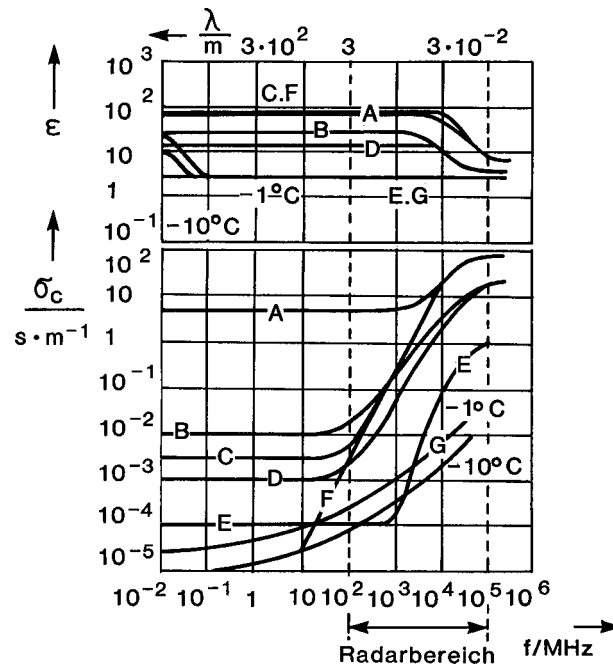
**Abb. 2.15:** Schema der Wellenausbreitung in einem Duct. (1) bis (3): Die Welle verläßt den ‚Duct‘ bei entsprechend steilem Einfall auf die Ductgrenze; (4) bis (6): bei entsprechend flachem Einfall wird die Welle im Duct geführt.

Unter besonderen Wetterbedingungen bzw. bei spezieller Schichtung der Atmosphäre kann ein dabei auftretender spezieller Höhenverlauf des Brechungsindex der Atmosphäre zur Bildung eines sogenannten ‚Ducts‘ führen, d. h. zu Schichten, an deren Oberfläche Wellen gerade unter einem Winkel einfallen, so daß sie wieder in Richtung zur Erdoberfläche reflektiert werden. Die Atmosphäre wirkt so als Wellenleiter, und das kann zu einer Vergrößerung der Reichweite führen. Abb. 2.15 zeigt alle diese Vorgänge schematisch. Dieser Winkel resultiert aus den *Fresnelschen* Formeln Gl. (2.37a) bis Gl. (2.37d). Wenn für parallele Polarisation dieser Winkel der Totalreflektion als Einfallswinkel unterschritten wird, dann findet nur noch Reflexion der Welle und kein Eindringen der Welle in das nächste Medium (in diesem Fall in die nächste Atmosphärenschicht) mehr statt.

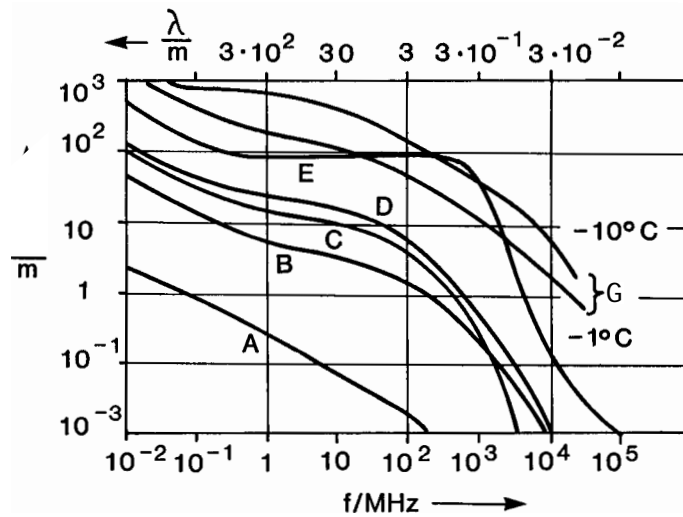
### 2.3.6 Eindringtiefe unter die Erdoberfläche

In Gl. (2.50) wird die Eindringtiefe einer Welle in ein Medium definiert. Der Verlustwinkel  $\tan \delta$  ist dabei von den Materialgrößen des Mediums abhängig. In Abb. 2.16 sind Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante für einige Substanzen, die für die Oberfläche der Erde charakteristisch sind, in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt (Gl. (2.50)).

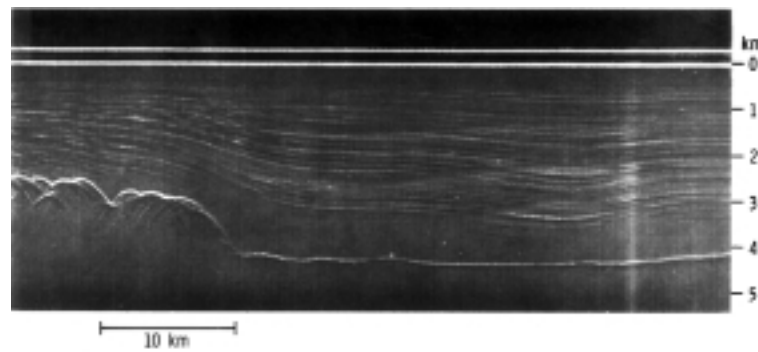
Abb. 2.17 zeigt die daraus resultierenden Eindringtiefen [15]. Bemerkenswert ist, daß im Frequenzbereich zwischen 100 MHz und 100 GHz die größte Frequenzabhängigkeit vorliegt. In Meerwasser dringen elektromagnetische Wellen dieses Frequenzbereichs praktisch nicht ein, wogegen in trockenem Boden die Eindringtiefe bis zu 100 m betragen kann. Die Eindringtiefe in Eis kann recht groß sein. Ein Beispiel dafür zeigt Abb. 2.18.



**Abb. 2.16:** Leitfähigkeiten  $\sigma_c$  und Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon$  verschiedener Stoffe als Funktion der Frequenz (A: Seewasser bei 20°C; B: feuchter Boden; C: Süßwasser bei 20°C; D: Boden mittlerer Trockenheit; E: sehr trockener Boden; F: reines Wasser bei 20°C; G: Eis (Süßwasser))(Quelle: Lit. [15]).



**Abb. 2.17:** Eindringtiefe  $z_e$  als Funktion der Frequenz (A: Seewasser; B: feuchter Boden; C: Süßwasser; D: Boden mittlerer Trockenheit; E: sehr trockener Boden; F: reines Wasser bei 20°C; G: Eis (Süßwasser)); (Quelle: Lit. [15]).



**Abb. 2.18:** Beispiel für das Eindringen elektromagnetischer Wellen in Eis. Die Eindringtiefe beträgt hier bis zu 4 km bei einer Frequenz von 20 MHz (Quelle: Lit. [16]).

## 2.4 Elektromagnetische Wellen in der Radartechnik

Die Kenngrößen der elektromagnetischen Wellen erfahren bei Reflexion an Objekten Veränderungen, und diese Änderungen sowie die Eigenschaften der Wellen werden in der Radartechnik für Fernerkundung und Aufklärung benutzt, um Objekte zu detektieren, zu lokalisieren, zu klassifizieren und ihr Verhalten zu ermitteln.

### 2.4.1 Laufzeit

Bei Messung der Laufzeit  $t_L$  des Signals vom Sender zum Objekt und zurück, kann man nach Gl. (1.2) die Entfernung  $R_Z$  zwischen Radar und Objekt bestimmen. Es gilt

$$R_Z = \frac{t_L}{2} \cdot c_0 . \quad (2.81)$$

Ein Radarsignal besteht grundsätzlich aus einer oder mehreren sich überlagernden elektromagnetischen Wellen, die durch ihre Kenngrößen charakterisiert sind. Zur Anwendung in der Radartechnik muß ein Radarsignal grundsätzlich eine endliche Bandbreite haben und Aussagen über seine Kohärenz sowie sein Frequenzspektrum gestatten.

Im allgemeinen sendet ein Radar nicht ein Dauerstrichsignal mit nur einer einzigen präzisen Frequenz und Phase aus, sondern Signale, die durch besondere Modulationen (d. h. Veränderungen) gekennzeichnet sind und deshalb mehrere Frequenzen enthalten. Nur so ist es grundsätzlich möglich, Entfernungen und Bewegungen zu messen; ohne Kennzeichnung der Welle wäre nur die Aussage vom Vorhandensein eines Objekts irgendwo im Erfassungsbereich des Radars möglich. Dies stellt aber Anforderungen an die Bandbreite des Sendesignals, die Kohärenz der Signale (und des Systems) und führt zu der Notwendigkeit, das Spektrum von Sende- und Empfangssignal miteinander zu vergleichen.

## 2.4.2 Bandbreite und Spektrum eines Radarsignals

Die Bandbreite eines Signals bestimmt wesentlich die mögliche geometrische Auflösung im Hinblick auf in Entfernungsrichtung  $\vec{r}$  hintereinander angeordnete Objekte; sie ist auch eine wesentliche Forderung an spezielle Geräteeigenschaften, insbesondere im Hinblick auf Antenne, Empfänger sowie spezielle Modulationen. Im allgemeinen gilt für den Zusammenhang zwischen Signaldauer  $T$  und Bandbreite  $B$

$$B = \frac{1}{T} . \quad (2.82)$$

Das bedeutet, ein Signal ist umso schmalbandiger, je länger es unverändert ausgesandt wird.

## 2.4.3 Spektrum und Spektrallinien

Allgemein bezeichnet man die Verteilung einer Meßgröße über ihren Spektralbereich als Spektrum. Im allgemeinen gibt man die spektrale Leistungsdichte, d. h. eine Leistung pro Frequenz  $\Delta P / \Delta f$  für kleine Intervalle an. Im Grenzfall geht diese Größe in den entsprechenden Differentialquotienten über:

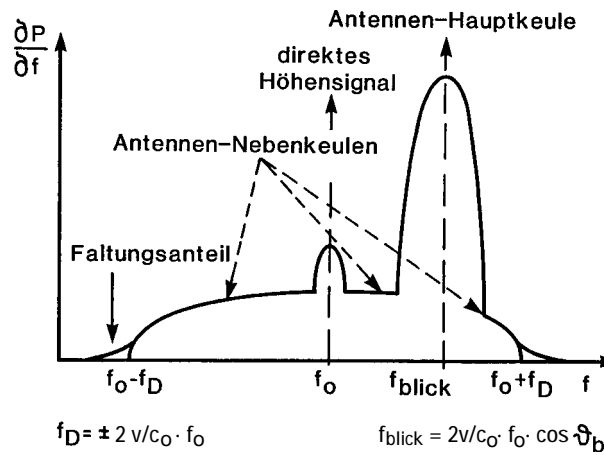
$$\text{Spektrale Leistungsdichte} = \frac{\Delta P}{\Delta f} \rightarrow \frac{\partial P}{\partial f} . \quad (2.83)$$

Gemäß Gl. (2.82) haben zeitlich unendlich ausgedehnte Vorgänge ein Linienspektrum der Bandbreite 0. Zum Beispiel hat eine Welle mit der Zeitabhängigkeit  $e^{+j\omega t}$  wie Gl. (2.7) und Gl. (2.11) eine einzige Spektrallinie bei  $f = \omega / 2\pi$ . Zeitlich begrenzte Vorgänge mit von 0 verschiedener Bandbreite und endlicher Kohärenzlänge haben dagegen ein kontinuierlich verbreitertes Spektrum. Instabilitäten in Geräten sowie zeitliche Phasenveränderungen, bedingt durch Bewegungen und Ausbreitungseinflüsse, verbreitern grundsätzlich die Spektrallinien von Linienspektren.

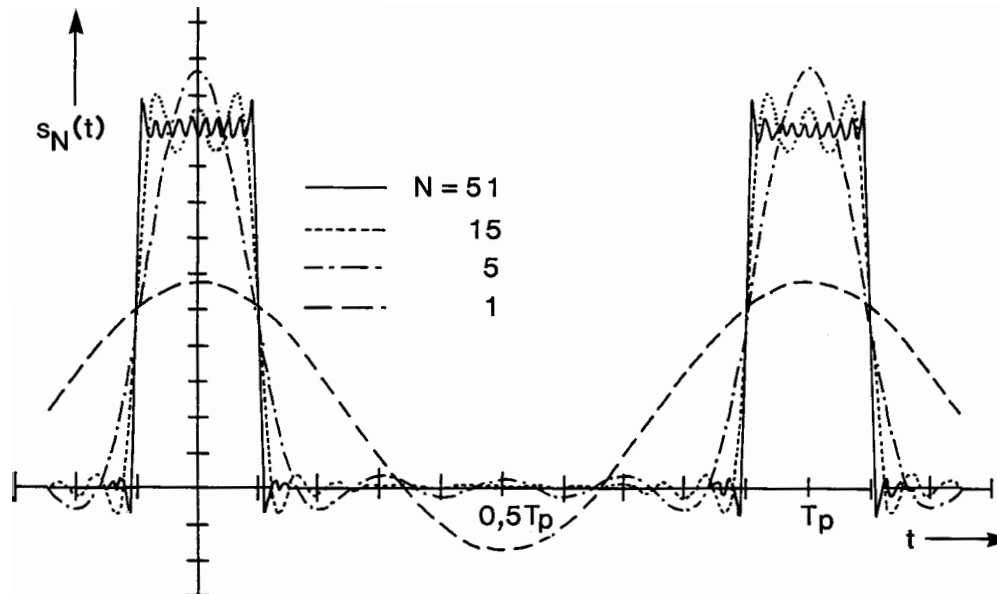
Abb. 2.19 zeigt schematisch die Verbreiterung der Spektrallinie eines monofrequent im Dauerstrich arbeitenden Radars (CW-Radar, engl.: Continuous Wave-Radar), dessen Antenne unter dem Blickwinkel  $\vartheta_b$  gegen die Richtung der Fluggeschwindigkeit seitwärts auf den Boden gerichtet ist. Bei  $f = f_0$  erscheint das Signal, das direkt unter  $\vartheta_b = 90^\circ$  von unten empfangen wird. Die Antennennebenkeulen erscheinen hier ‚eingeebnet‘, weil eine konstante Nebenkeulen- und Rückstrahlcharakteristik der Antenne angenommen wird. Hier machen sich realiter auch die Rückstreueigenschaften des Erdbodens bemerkbar.

Die sogenannten ‚Clutterkanten‘ bei  $f = f_0 \pm f_D$  erscheinen nicht scharf, weil bei der Bildung des Spektrums höhere Spektrallinien durch Faltung in den nur grundsätzlich clutterfreien Bereich gelangen [11]. Häufig sendet ein Radar eine Folge von Impulsen aus (siehe Kap. 7.2).

Eine Pulsfolge kann man immer durch eine Fourierreihe annähern (Abb. 2.20). Das Spektrum dieser Reihe ist zwar grundsätzlich ein Linienspektrum (Abb. 2.21), aber

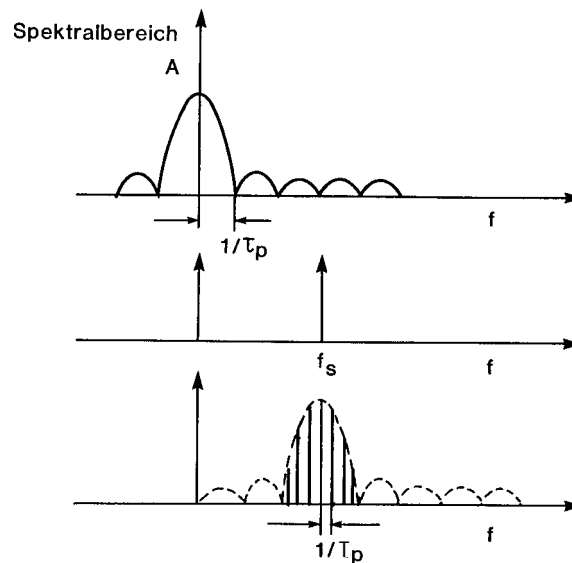


**Abb. 2.19:** Schematische Darstellung einer durch Bewegung verbreiterten Spektrallinie. Einflüsse resultieren von der Antenne und ihren Nebenseitenkeulen (die hier als konstante Seiten- und Rückstrahlung angenommen werden), sowie von den Rückstreuungseigenschaften des Erdbodens. Die Faltungsanteile von Linien höherer Ordnung (insbesondere die ungeraden) gehen auch ein.



**Abb. 2.20:** Annäherung einer Rechteck-Pulsfolge durch eine Fourierreihe, Tastverhältnis = 0,2,  $N$ =Anzahl der Fourier-Summanden,  $S_N$ =Summenamplitude bis zum  $N$ -ten Glied.

auch hier findet eine Verbreiterung der Linien statt. Die einzelnen Linien eines Pulsspektrums haben für den Fall eines bewegten Radarempfängers bei Schrägsicht auf den Boden prinzipiell alle die Gestalt von Abb. 2.21.



**Abb. 2.21:** Sendespektrum eines kohärenten Pulsradars. Oben: Spektrum eines Pulses, Mitte: Linie des HF-Trägers. Unten: Sendespektrum der Pulsfolge (Quelle: Lit. [7]).

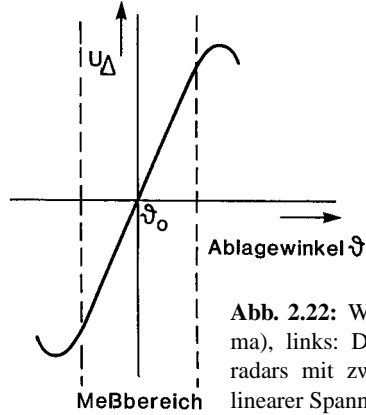
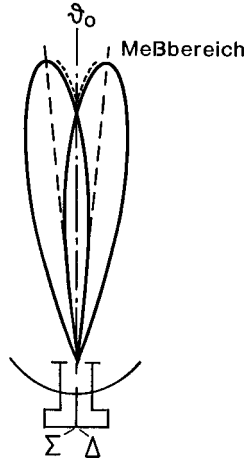
#### 2.4.4 Der Spiegelungseffekt

Die Vermessung von niedrig fliegenden Zielen wird durch Spiegelungseffekte stark verfälscht. Hierbei beeinflusst das unterhalb der Wasser- oder Landoberfläche gelegene Zielspiegelbild infolge von Interferenzen zwischen Ziel- und Spiegelbildsignal gemäß Abb. 2.13 das Empfangssignal, und damit kann der gemessene Ziel-Erhebungswinkel beträchtlich verfälscht werden. Das Radar sieht dann, wenn das Ziel nur tief genug fliegt, neben dem Ziel noch dessen Spiegelbild, und welche Auswirkungen das auf die Positionsbestimmung des Ziels und damit auf die Effektivität des Systems hat, soll folgende Überlegung zeigen:

Angenommen sei das Differenzdiagramm eines Monopulsradars (vgl. Kap. 7.5.2) ohne Störung wie in Abb. 2.22 dargestellt.

Mit diesem Diagramm wird im allgemeinen innerhalb des Linearitätsbereichs in der Umgebung des Minimums in der ‚Mitte‘, d. h. um einen ‚Nullwinkel‘  $\vartheta_0$  des Differenzdiagramms ein Signal empfangen, das um den Winkel  $\Delta\vartheta$  gegen den Nullwinkel  $\vartheta_0$  des Diagramms versetzt einfällt. Ein derartiges Diagramm nennt man ein ‚Monopulsdiagramm‘. Es ist eine wesentliche Komponente eines sogenannten Monopulsradars (Kap. 7.5.2) und entsteht grundsätzlich durch Differenzbildung zweier gleichartiger Antennendiagramme. Man spricht deswegen von einem Differenzdiagramm.  $\vartheta_0$  ist der Winkel, unter dem die Nullstelle des Differenzdiagramms im System erscheint; im allgemeinen ist dies der mechanische Schwenkwinkel der Antenne; in Abb. 2.22 ist  $\vartheta_0 = 0$ . Das Radar registriert dann eine Amplitude des

Antennenachse



**Abb. 2.22:** Winkelmessung mit Monopuls (Schema), links: Differenzdiagramm eines Monopulsradars mit zwei gleichartigen Antennen, rechts: linearer Spannungsverlauf  $U_\Delta$  der Signale im Meßbereich.

Ablagesignals  $U_\Delta$ , die direkt proportional zum Ablagewinkel gegen die Nullstelle ist

$$U_\Delta = C \cdot (\vartheta - \vartheta_0). \quad (2.84)$$

Dies ist die Charakteristik der Antenne im Meßbereich.  $C$  ist dabei eine geräteabhängige Konstante. Es sollen jetzt zwei verschiedene Signale gleichzeitig die Antenne erreichen: Signal  $S_1$  mit der Amplitude 1 auf dem Weg 1 unter dem Winkel  $\vartheta_1$  und ein Signal  $S_2$  auf dem Weg 2 unter dem Winkel  $\vartheta_2$  mit der Amplitude  $A$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  gegen das Signal  $S_1$  bei gleicher Zeitabhängigkeit  $e^{j\omega t}$ . Dann erhält man aus Gl. (2.84) am Differenzausgang der Antenne ein Signal  $\Delta S$  als Überlagerung der beiden Signale  $S_1 = e^{j\omega t}$  und  $S_2 = Ae^{j\omega t + j\varphi}$ :

$$\Delta S = C \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_0) \cdot e^{j\omega t} + A \cdot C \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_0) \cdot e^{j\omega t + j\varphi}. \quad (2.85)$$

Nach quadratischer Gleichrichtung erhält man:

$$\begin{aligned} |\Delta S|^2 = & C^2 \cdot [(\vartheta_1 - \vartheta_0)^2 + \\ & + A^2 \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_0)^2 + \\ & + 2 \cdot A \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_0) \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_0) \cdot \cos \varphi]. \end{aligned} \quad (2.86)$$

Das Radar wird jetzt auf den Winkel  $\vartheta_0^0$  schwenken, wo es eine Nullstelle von  $|\Delta S|$  findet, d. h. es ist

$$|\Delta S| = 0 \quad \text{für} \quad \vartheta_0 = \vartheta_0^0. \quad (2.87)$$



Man betrachtet jetzt verschiedene Fälle:

1. Es sei  $A = 0$ .

Es bedeutet, es ist nur ein Ziel vorhanden. Aus Gl. (2.86) folgt in diesem Fall:

$$\vartheta_0^0 = \vartheta_1. \quad (2.88)$$

Das Radar zeigt also richtig auf das Ziel, das unter dem Winkel  $\vartheta_1$  erscheint.

2. Es sei  $A \neq 0$ , aber es gelte  $\varphi = 0$ .

Damit folgt aus Gl. (2.86):

$$|\Delta S|^2 = C^2 \cdot [(\vartheta_1 - \vartheta_0) + A \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_0)]^2. \quad (2.89)$$

Hieraus ergibt sich für  $|\Delta S| = 0$ :

$$\begin{aligned} \vartheta_0^0 &= \vartheta_1 + (\vartheta_2 - \vartheta_1) \cdot \frac{A}{1+A} \\ &= \frac{\vartheta_1 + A \cdot \vartheta_2}{1+A}. \end{aligned} \quad (2.90)$$

Das Radar zeigt in diesem Fall auf den von den Amplituden gebildeten Schwerpunkt beider Ziele; für  $A = 1$ , d. h., wenn beide Ziele gleich ‚groß‘, gleich ‚hell‘ sind, zeigt das Radar genau in die Mitte zwischen beiden Zielen:

$$\vartheta_0^0(A = 1) = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2}. \quad (2.91)$$

3. Es sei  $A \neq 0$ , aber  $\varphi = \pi$ . Dann gilt:

$$|\Delta S|^2 = C^2 \cdot [(\vartheta_1 - \vartheta_0) - A \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_0)]^2. \quad (2.92)$$

Für  $|\Delta S| = 0$  folgt:

$$\begin{aligned} \vartheta_0^0 &= \vartheta_1 - (\vartheta_2 - \vartheta_1) \cdot \frac{A}{1-A} \\ &= \frac{\vartheta_1 - A \cdot \vartheta_2}{1-A}. \end{aligned} \quad (2.93)$$

Dieser Ausdruck wird unbestimmt für  $A \rightarrow 1$ ; man erkennt hier die Möglichkeit, daß das Radar den Zielschwerpunkt auch außerhalb des von beiden Zielen gebildeten Blickwinkels sehen kann. Theoretisch sind hier Winkelmeßfehler von  $180^\circ$  bzw.  $90^\circ$  möglich. Das wird in der Praxis nicht vorkommen, weil in diesen Richtungen das Antennendiagramm in der Regel eine Grenze setzt; aber immerhin sind Winkelmeßfehler möglich, die in der Größenordnung der Halbwertsbreite des Antennendiagramms liegen. Ein Beispiel für derartig gemessene Höhenfehler zeigt Abb. 2.23 [7]. Hier wird deutlich, daß ein Radar auch über die geometrischen Begrenzungen eines Mehrfachziels hinauszeigen kann.

Der Spiegelungseffekt und die damit verbundenen Veränderungen des Antennendiagramms sind entsprechende Mehrzielphänomene, sie beeinflussen auch die Reichweite eines Bodenradars. Abb. 2.24 zeigt diesbezügliche Meßergebnisse, erzielt über den in Abb. 2.25 dargestellten Bodenprofilen. Im allgemeinen wird die Reichweite reduziert, d. h. negativ beeinflusst (vgl. auch Kap. 3.1.5, Abb. 3.9). Es können aber auch, interfe-

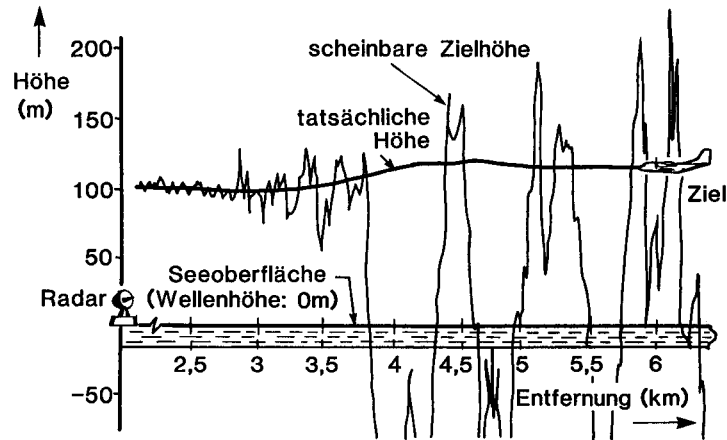


Abb. 2.23: Gemessener Spiegelungseffekt bei einem Flugzeug im Vergleich mit der tatsächlichen Flughöhe über glatter See (Quelle: Lit. [17]).

- ① — Theoretisches Diagramm
- ① - - - I } Bodenprofile
- ② - - - II }
- ③ — III }

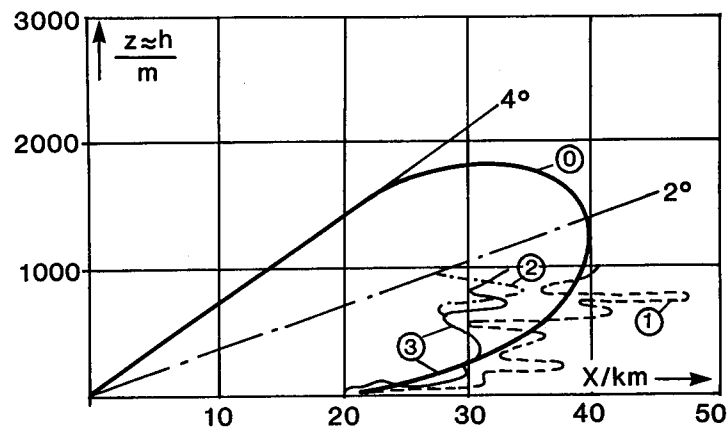


Abb. 2.24: Beispiel für die Einflüsse des Spiegelungseffekts auf die Reichweite  $R_Z$  eines Radars gegen ein Ziel mit  $1 \text{ m}^2$  Rückstreufäche, das sich mit der Geschwindigkeit  $v = 200 \text{ ms}^{-1}$  in verschiedenen Höhen  $z$  dem Radar über unterschiedlichen Bodenprofilen gemäß Abb. 2.25 nähert. Messungen aus [17].



**Abb. 2.25:** Bodenprofile zu den Messungen in Abbildung 2.24 (Quelle: Lit. [17]).

renzbedingt, Vergrößerungen der Reichweite auftreten; dies macht man sich z. B. bei sogenannten ‚Ducts‘ zu nutze (vgl. Kap. 2.3.5).

### 2.4.5 Zusammenfassung

Radar nutzt die Veränderungen der Kenngrößen, die elektromagnetische Wellen bei Reflexion und Streuung an Objekten erfahren, um Informationen über die betreffenden Objekte zu gewinnen. Vergleicht man die Amplituden von Sende- und Empfangssignal, so kann man daraus Aufschlüsse gewinnen über Größe, Gestalt, Lage und Materialeigenschaften des Objekts, insbesondere dann, wenn man die vom Objekt verursachten Polarisationsdrehungen und Phasenänderungen berücksichtigt. Änderungen der Frequenz geben Aufschluß über Bewegungszustände von Objekten, insbesondere im Hinblick auf die radiale Relativgeschwindigkeit zwischen Radar und Objekt. Phasenmessungen schließlich erlauben grundsätzlich hochpräzise Positionsbestimmungen sowie Entfernungsmessungen modulo  $2\pi$ , d. h. in der Größenordnung einer Wellenlänge mit entsprechenden Mehrdeutigkeiten. Dies wird u. a. in der Interferometrie benutzt. Phasenbeziehungen bestimmen die Kohärenz von Wellen untereinander. Neue Methoden der Radartechnik nutzen die Kohärenz zur Ermittlung von Veränderungen sowie zur Klassifizierung von Landschaften usw.. Die Änderungen der Pulsformen finden u. a. Anwendung in Satellitenaltimetern zur extrem genauen Höhenmessung.

## Literaturverzeichnis

- [1] Beckmann, P., Spizichino, A.: *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*. Oxford: Pergamon Press, 1963

- [2] Blume, S.: *Theorie elektromagnetischer Felder*. 2. Aufl., Heidelberg: Hüthig, 1988
- [3] Börner, W. (ed.), et al.: *Direct and Inverse Methods in Radar Polarimetry*. NATO ASI Series, Series C: Mathematical and Physical Sciences, Vol. 350, Part 1 and 2, Dordrecht: Kluwer, 1992
- [4] Börner, W., et al.: *Basic Concepts of Radar Polarimetry*. In: [3], Chapter I.2, p. 155 – 247
- [5] Born, M., Wolf, E.: *Principles of Optics*. 4. ed., Oxford: Pergamon Press, 1997
- [6] Collet, E.: *Polarized Light, Fundamentals and Applications*. New York: Dekker, 1993
- [7] Detlefsen, J.: *Radartechnik*. Berlin: Springer, 1989
- [8] Elachi, Ch.: *Introduction to the Physics and Techniques of Remote Sensing*. New York: Wiley, 1987
- [9] Elachi, Ch.: *Spaceborne Radar Remote Sensing Applications and Techniques*. New York: IEEE Press, 1988
- [10] Joos, G.: *Lehrbuch der Theoretischen Physik*. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft, 1951, Kap. VII
- [11] Keydel, W.: *Application and Experimental Verification of an Empirical Back-scattering Cross Section Model for the Earth's Surface*. IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing, Vol. GE-20, No. 1, Jan. 1982, p. 67 – 71
- [12] Kühn, R.: *Mikrowellenantennen*. Berlin: VEB Verlag Technik, 1964
- [13] Tragl, K.: *Polarimetrische Radarbeobachtung von zeitveränderlichen Zufallszielen*. Dissertation, Universität Kaiserslautern, DLR-FB 90 – 52, 1990
- [14] Ulaby, F.T., Moore, R.K., Fung, A.K.: *Microwave Remote Sensing: Active and Passive, Vol. I: Microwave Remote Sensing: Fundamentals and Radiometry*. Reading, MA: Addison Wesley, 1981
- [15] CCIR: *Recommendations and Reports of the CCIR*. XIVth Plenary Assembly, Vol. V: Propagation in Nonionized Media, Kyoto, 1978
- [16] Goodmansen, P.: *Persönliche Kommunikation*. TU Kopenhagen, 1978
- [17] AEG-TELEFUNKEN: *Messungen der Radargenauigkeit unter Einfluß des Spiegeleffektes über See*. Bericht Ft 4/73, Ulm: AEG-TELEFUNKEN, 1973, nicht allgemein zugänglich
- [18] AEG-TELEFUNKEN: *Meßergebnisse aus FB. N16*. Ulm: AEG-TELEFUNKEN, 1974, nicht allgemein zugänglich