

KRIEG IM AETHER

Vorlesungen an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich
im Wintersemester 1974/1975

Leitung: Abteilung für Übermittlungstruppen, Divisionär A. Guisolan

Die Atmosphäre als Ausbreitungsmedium elektromagnetischer Wellen

Referent: PD Dr. Erwin Schanda

1-1

Die Atmosphäre als Ausbreitungsmedium elektromagnetischer Wellen

PD Dr. Erwin Schanda

Das Thema dieser Vortragsreihe umfasst die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen.

In meinen Ausführungen werde ich mich auf den speziellen Fall von Ausbreitung in der Atmosphäre beschränken und einige Beispiele herausgreifen, die in der Literatur weit verstreut sind.

1. Wellenausbreitung im Plasma

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Daraus lässt sich die Wellengleichung herleiten

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial r^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

welche die örtliche und zeitliche Abhängigkeit des elektrischen Feldvektors definiert. Die Verknüpfung findet statt über die Wellengeschwindigkeit v , die ihrerseits durch die Materialeigenschaften des Ausbreitungsmediums gegeben ist:

$$\frac{1}{v^2} = \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r = \frac{n^2}{c^2}$$

Dabei ist:

c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

n = Brechungsindex

Wenn n reell ist, resultiert die Lösung der Wellengleichung in einer sich dämpfungsfrei ausbreitenden Welle. Diese Situation kommt in der Praxis kaum vor. In Wirklichkeit ist n meistens komplex. Man hat es in diesem Fall mit einer gedämpften Welle zu tun, bei der ein Teil der Energie in Wärme umgesetzt wird.

In einem weiteren speziellen Fall ist n rein imaginär, d.h. es erfolgt keine Wellenausbreitung. Diese Situation kann in einem ionisierten Gas (Plasma) z.B. in der Ionosphäre auftreten. Ein solches Gas erscheint nach aussen elektrisch neutral. Die elektrische Stromdichte der sich frei bewegenden Ladungsträger ist gegeben durch

$$\mathbf{j} = N \cdot e \cdot \mathbf{u}$$

wobei

N = Zahl der Ladungsträger pro Volumeneinheit

$N \cdot e$ = Ladungsdichte

u = Geschwindigkeit der Ladungsträger

"Krieg im Aether", Folge XIV

1-2

Der Zusammenhang zwischen einem angelegten elektrischen Feld und der Teilchengeschwindigkeit ist gegeben durch die Bewegungsgleichung

$$m \frac{du}{dt} = e E$$

Daraus erhält man für harmonische Schwingungen

$$u = - \frac{i e}{\omega m} E \quad i = \text{imaginäre Einheit}$$

Damit wird die Stromdichte

$$j = - i \frac{N e^2}{\omega m} E$$

und daraus die Leitfähigkeit

$$\sigma = - i \frac{N e^2}{\omega m}$$

Die in der Wellengleichung eingeführte komplexe Dielektrizitätskonstante ist

$$\epsilon^* = \epsilon_0 (\epsilon_r' - i \epsilon_r'')$$

wobei

$$\epsilon_r'' = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = - \frac{i e^2 N}{\omega^2 m \epsilon_0}$$

Unter der Annahme, dass die elektrische Polarisation sehr gering ist, wird

$\epsilon_r' \approx 1$ und

$$\epsilon^* \approx \epsilon_0 \left[1 - \frac{N e^2}{\omega^2 \epsilon_0 m} \right] \equiv \epsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]$$

wo zur Abkürzung

$$\omega_p^2 = \frac{N e^2}{m \epsilon_0}$$

eingeführt wurde. Man nennt ω_p die Plasmafrequenz.

Für die elektrische Feldstärke erhalten wir nun folgende Beziehung:

$$\frac{d^2 E}{dr^2} = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) E = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 n^2 E$$

Wenn die Wellenfortpflanzung durch einen Faktor $e^{i(\omega t - \gamma r)}$ mit der komplexen Fortpflanzungskonstanten $\gamma = \alpha + i\beta$

ausgedrückt wird, so erhält man

$$-\gamma^2 E = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) E$$

und

$$\gamma = i\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$$

Fig. 1 zeigt den Zusammenhang

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{\beta^2}{\epsilon_0 \mu_0}$$

zwischen Frequenz und Phasenkonstante β für ungedämpfte Wellenausbreitung.

1-3

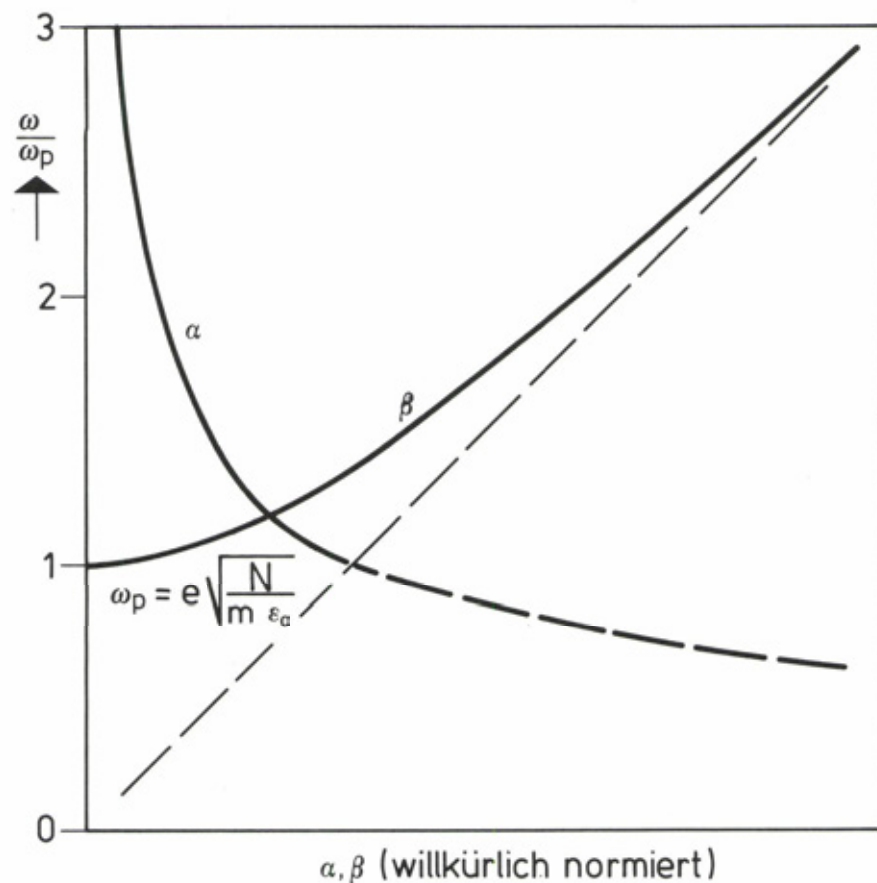


Fig.1 Phasen- und Dämpfungsglieder als Funktion der Frequenz

Für die Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz, d.h. für $\omega < \omega_p$ wird eine Welle aperiodisch abklingen. Plasma zeigt also Hochpasscharakter wie Hohlleiter, wobei ω_p der Cutoff-Frequenz entspricht.

Bei $\omega = \omega_p$ ist die Phasengeschwindigkeit

$$v_{ph} = \frac{\omega}{\beta} = \infty$$

d.h. es tritt entlang der Ausbreitungsrichtung keine Phasenveränderung auf. Für die Gruppengeschwindigkeit v_{gr} , mit welcher sich Information fortbewegt gilt

$$v_{gr} = \frac{d\omega}{d\beta} = 0$$

d.h. es wird keine Information übertragen. Dies entspricht genau einem mit der Cutoff-Frequenz betriebenen Hohlleiter.

Für $\omega \gg \omega_p$ nähert sich die Kurve einer Asymptote, die der Wellenausbreitung im Vakuum entspricht.

Bisher wurden dämpfungsfreie Wellen betrachtet. Bei höheren Gasdichten kann jedoch die dämpfende Wirkung von Teilchenzusammenstößen nicht mehr vernachlässigt werden. Die exakte Berechnung der Dämpfungskonstanten α liefert komplizierte Ausdrücke. Ich begnüge mich hier mit der Darstellung des qualitativen Verlaufes von α (Fig. 1). Daraus ist ersichtlich, dass die Dämpfung mit zunehmender Frequenz sehr rasch abnimmt.

Zur Illustration der praktischen Bedeutung dieser Beziehungen betrachten wir die Ionosphäre. Diese ist durch eine von unten nach oben zunehmende Plasmadichte gekennzeichnet, wie dies in Fig. 2 schematisch dargestellt ist. Der Brechungsindex des Mediums nimmt also kontinuierlich ab. Eine senkrecht auf diese Schicht eintreffende Welle wird in der Höhe, wo $\omega = \omega_p$, d.h. wo

$$N = \omega^2 \frac{m\epsilon_0}{e^2}$$

1-4

ist, nicht mehr ausbreitungsfähig und reflektiert. Eine schräg eintretende Welle wird kontinuierlich abgelenkt und schon etwas früher umkehren. Mit einer mittleren Ionosphärendichte von etwa $10^{12}/\text{m}^3$ ($\omega_p \approx 6 \cdot 10^7$ 1/sec) ist die Ionosphäre für Frequenzen unterhalb etwa 10 MHz undurchlässig.

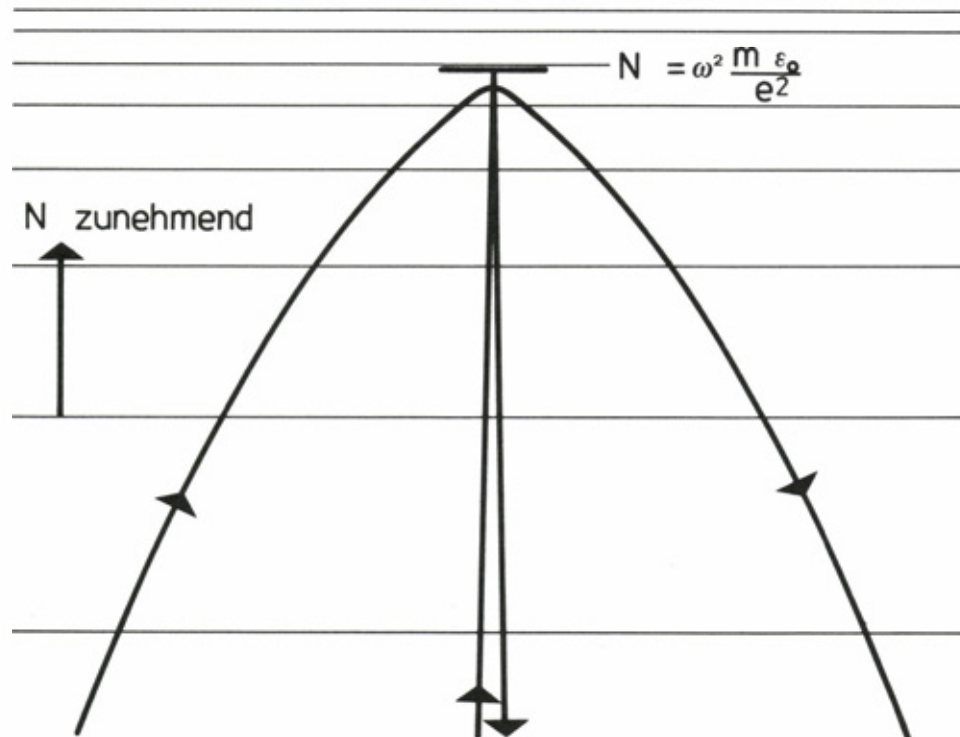


Fig.2 Ablenkung und Reflexion elektromagnetischer Strahlung an der Ionosphäre

2. Rauschen

Die interne Rauschleistung eines Rauschgenerators lässt sich darstellen durch

$$P_R = K \cdot T_{\text{eff}} \Delta \nu$$

wobei

$$K = \text{Boltzmann'sche Konstante} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ Joule/}^{\circ}\text{K}$$

$$T_{\text{eff}} = \text{effektive Rauschtemperatur}$$

$$\Delta \nu = \text{Bandbreite}$$

Ein Maß für das durch einen Empfänger erzeugte Eigenrauschen ist die Noise Figure NF, die das Eigenrauschen mit demjenigen eines idealen Empfängers vergleicht.

Beispielsweise ist für einen idealen Empfänger $T_{\text{eff}} = 0^{\circ}$. Ein Empfänger mit einer NF = 3 db hat eine effektive Rauschtemperatur $T_{\text{eff}} = 290^{\circ}\text{K}$ und eine Rauschleistung $P_R \approx 4 \cdot 10^{-15} \text{ W}$ bei einer Bandbreite von 1MHz, ein Empfänger mit NF = 10 db, $T_{\text{eff}} = 2610^{\circ}\text{K}$ und $P_R \approx 3.6 \cdot 10^{-14} \text{ W}$.

Zum internen Empfängerrauschen addiert sich Rauschen aus verschiedenen externen Quellen (Fig.3).

1-5

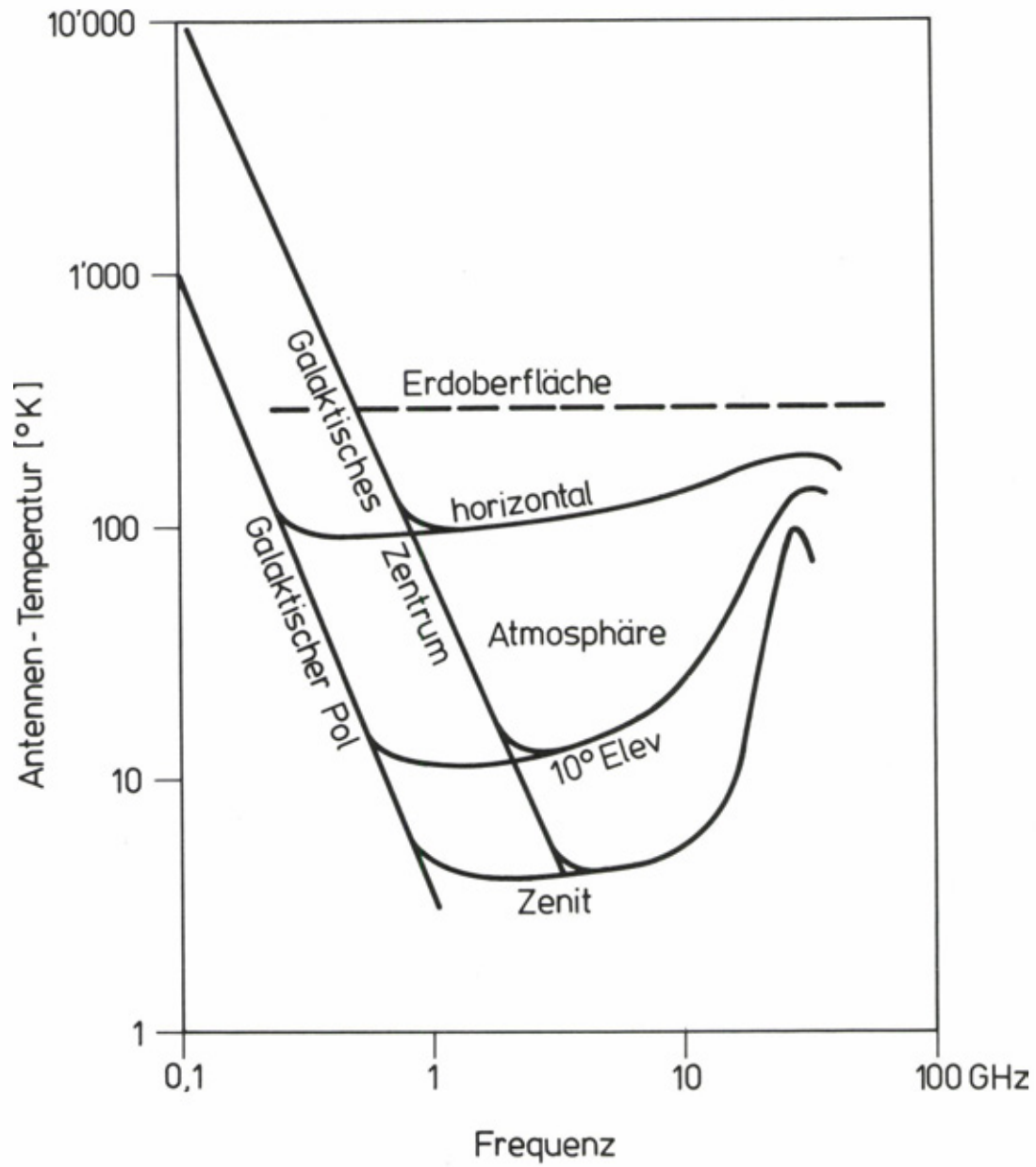


Fig. 3 Beiträge zur Empfänger-Rauschtemperatur von äusseren Quellen.

Bei tieferen Frequenzen dominiert kosmisches Rauschen, bei höheren Frequenzen atmosphärisches Rauschen. Maximales kosmisches Rauschen wird empfangen in Richtung des galaktischen Zentrums, minimales Rauschen in Richtung des galaktischen Pols. Maximales atmosphärisches Rauschen entspricht einer horizontalen (terrestrische Richtstrahlverbindung), minimales einer vertikal gerichteten Antenne (Kommunikation mit einem Flugzeug oder Satelliten).

Die Erdoberfläche hat eine Rauschtemperatur von etwa 300°K. Pro MHz Bandbreite würden dadurch etwas mehr als $4 \cdot 10^{-15}$ W Rauschleistung empfangen.

Die Sonne erscheint bei cm - Wellen mit einer effektiven Temperatur von etwa 10^4 Grad Kelvin. Dies entspricht einer Rauschleistung $P_R \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$ Watt, (bei 1 MHz Bandbreite) die eine scharf bündelnde Antenne erreicht, wenn sie direkt auf die Sonne gerichtet ist. Bei Meterwellen ist $T_{eff} = 10^6$ °K und $P_R \approx 1,4 \cdot 10^{-11}$ Watt. Da der Sonnendurchmesser mit einem Winkel von nur einem halben Grad erscheint (Raumwinkel Ω_Q) und die meisten Antennen wesentlich grössere effektive Raumwinkel Ω_{Ant} aufweisen, ist die tatsächlich empfangene Rauschleistung

$$P_{Empf} = \frac{\Omega_Q}{\Omega_{Ant}} \cdot P_R$$

meistens wesentlich geringer.

Betrachten wir eine gegen die Erdoberfläche geneigte Antenne (Fig.4). Ein Teil $r \cdot P_s$ der emittierten Leistung P_s wird reflektiert, während der Rest $(1-r) P_s$ in der Erde dissipiert wird. Im reziproken Fall einer gleich orientierten Empfangsantenne werden Rauschbeiträge von galaktischem und atmosphärischen Ursprung einerseits und von der Erde andererseits empfangen gemäss

$$P_{\text{Empf}} \hat{=} [r T_{\text{GAL}} + (1-r) T_{\text{ERDE}}] K \Delta \nu$$

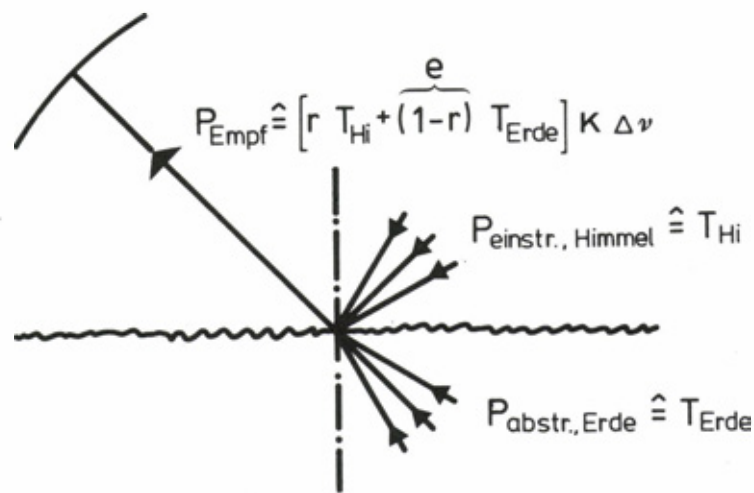
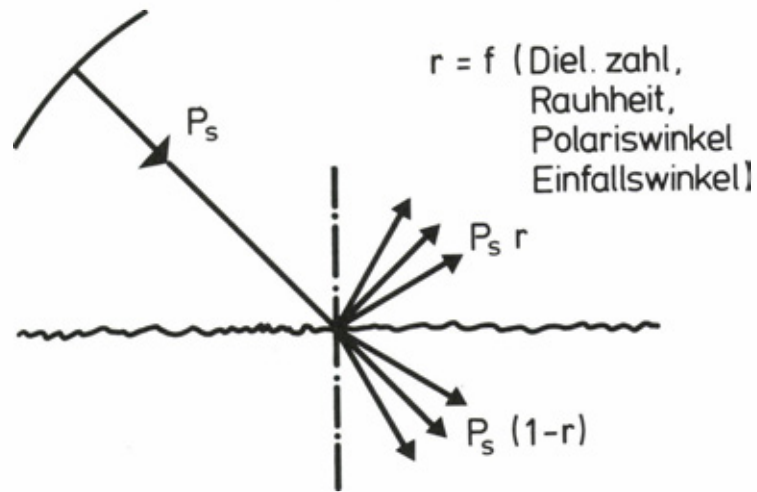


Fig. 4 Reflektion und Emission aus der Erde.

3. Atmosphärische Einflüsse

Fig.5 enthält ein Diagramm über die Abschwächung von kurzen Wellenlängen durch die Atmosphäre in Richtung Zenith. Die zwei unteren Kurven wurden bei $W = 3.4 \text{ mm}$ und $W = 21 \text{ mm}$

Wasser, das als Wasserdampf in der Atmosphäre gelöst ist, gemessen. $W = 3.4 \text{ mm}$ entspricht einem sehr kalten klaren Wintertag, $W = 21 \text{ mm}$ einer mittleren Sommerfeuchtigkeit von etwa 50 % bei 20° C .

1-7

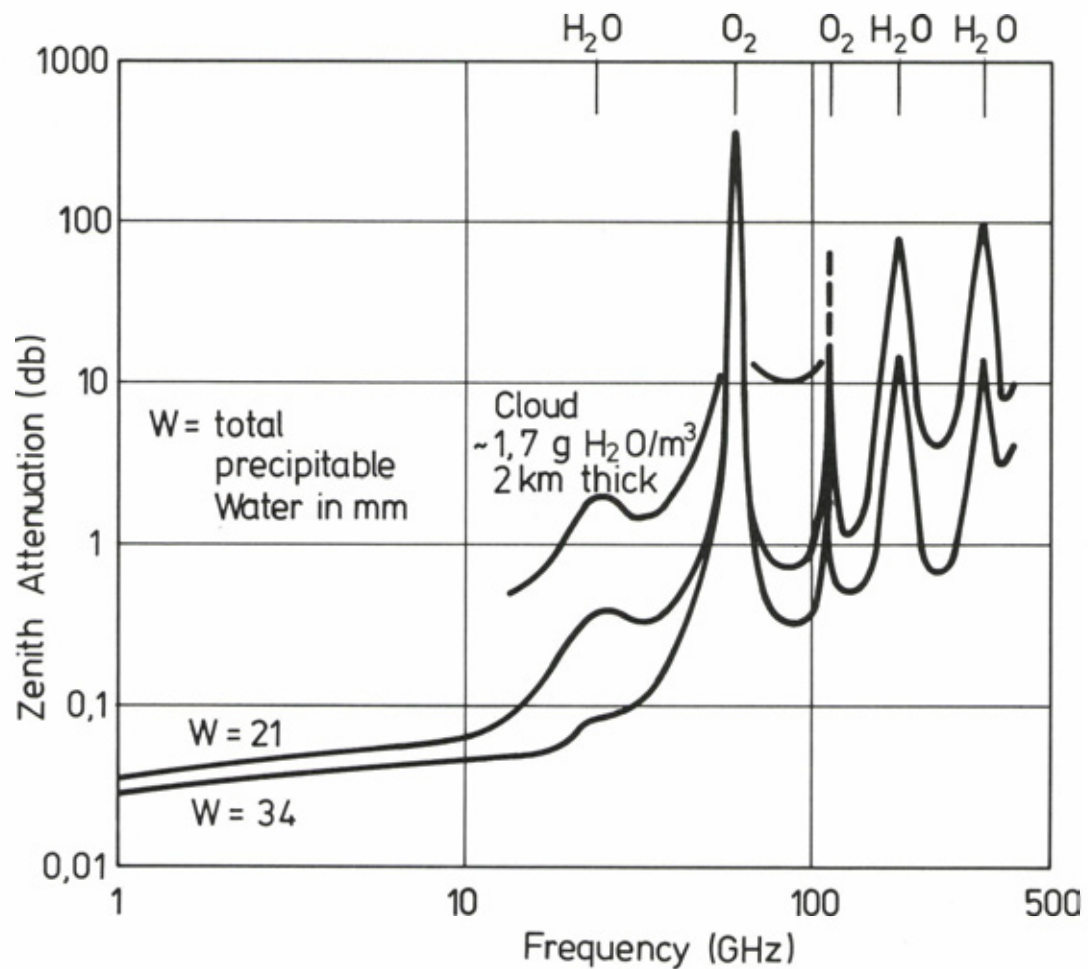


Fig.5 Totale Dämpfung durch die Atmosphäre zum Zenith.

Unterhalb 10 GHz ist die Absorption kleiner als 1/10 dB, steigt jedoch bei etwa 60 GHz auf über 100 dB: die Atmosphäre ist vollkommen opak. Im Gebiet von 3 1/2 mm Wellenlänge fällt die Absorption wieder unter 1 dB und selbst bei 240 GHz ist bei günstigen meteorologischen Verhältnissen noch gute Wellenausbreitung möglich.

Die dritte Kurve entspricht der Absorption durch eine Wolke von 2 km Dicke und etwa $1,7 \text{ g H}_2\text{O}/\text{cm}^3$.

Die Dämpfung in der Atmosphäre erfolgt durch einen reinen Absorptionsprozess d.h. durch Quantenübergänge in Molekülen. Eine andere Art von Dämpfung, nämlich durch multiple Streuung und nicht-resonante Absorption zeigt Fig.6 mit Charakteristiken für horizontale Abschwächung bei verschiedenen Regenraten R. R = 100 mm/h entspricht etwa einem tropischen Wolkenbruch, Werte zwischen 10 und 50 mm/h einem normalen Regen in unseren Breiten. Bei 10 GHz, wo wir für die wolkenlose Atmosphäre eine Dämpfung von weniger als 1/10 dB hatten, ist hier bei nur 10 mm Regen/h mit einer Dämpfung von etwa 2/10 dB pro km zu rechnen.

1-8

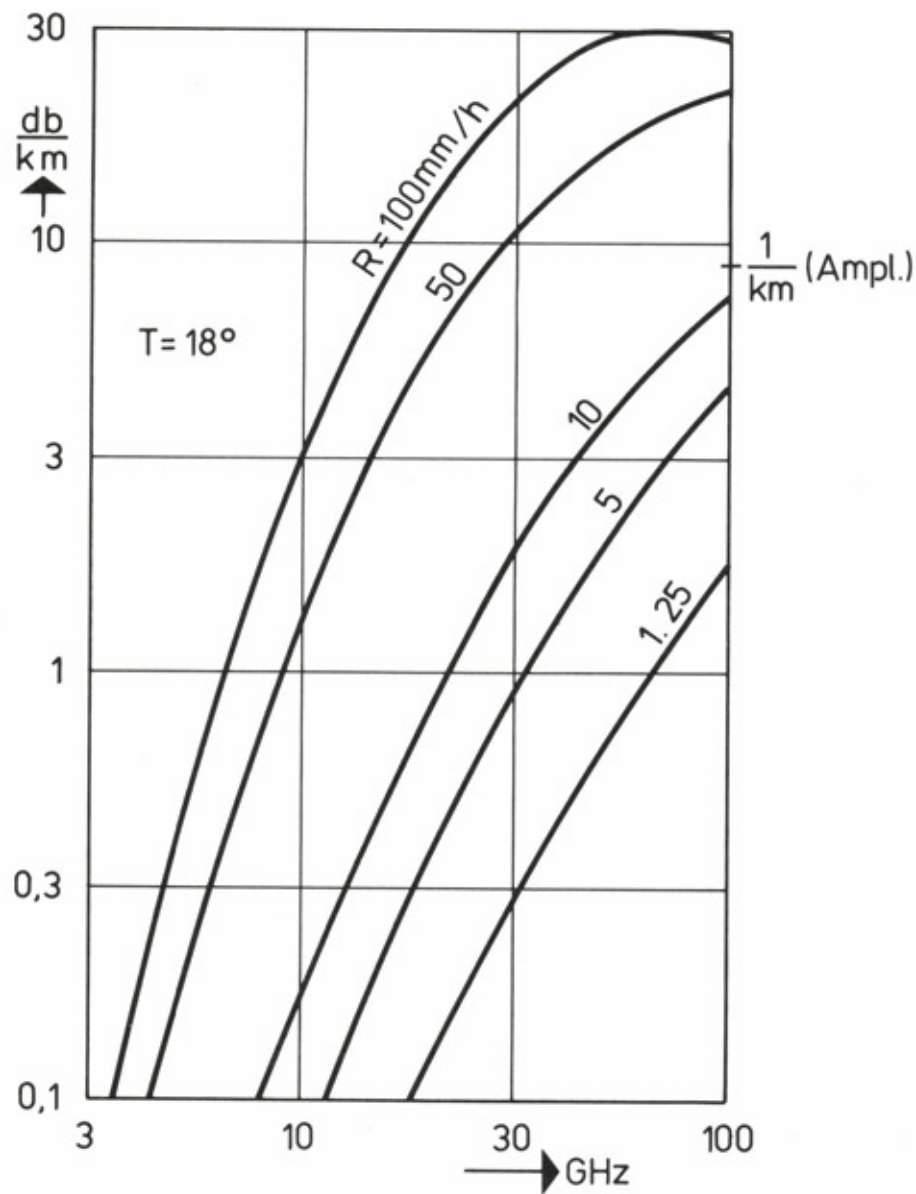


Fig. 6 Dämpfung durch Regen.

Ein weiterer Aspekt der Atmosphäre, den ich hier besprechen möchte, ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Höhe. In Fig. 7 ist $n - 1$ aufgetragen als Funktion der Höhe über der Erde für Radiowellen mit Wellenlängen zwischen 1cm und 500cm und Infrarotstrahlung bei etwa 20μ . In Erdnähe ist demnach der Brechungsindex etwa 1.0003 und nimmt mit zunehmender Entfernung von der Erdoberfläche ab.

Diese Variation des Brechungsindex hat zur Folge, dass die stark bündelnden Antennen einer Richtfunkstrecke für optimalen Empfang nicht geradlinig aufeinander gerichtet werden können, sondern in einem Winkel α verschoben werden muss. Dieser Winkel ist in Fig. 8 aufgetragen als Funktion der Ableitung des Brechungsindex nach der Höhe und für verschiedene Sender-Empfänger Abstände. Typische Werte von α liegen in der Größenordnung von 1/100 Radian oder etwa einem halben Grad.

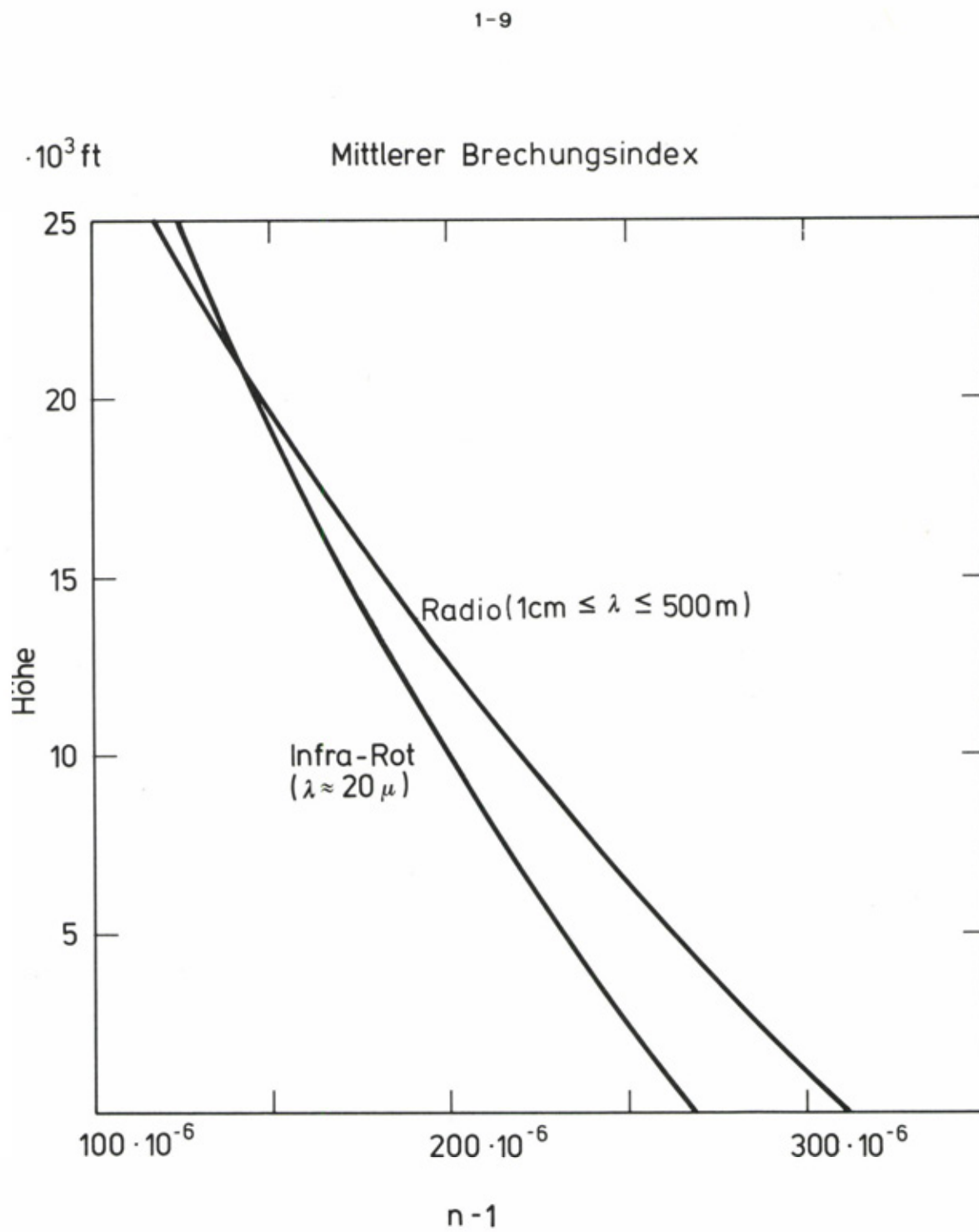


Fig.7 Abhängigkeit des Brechungsindex von der Höhe über der Erdoberfläche.

1-10

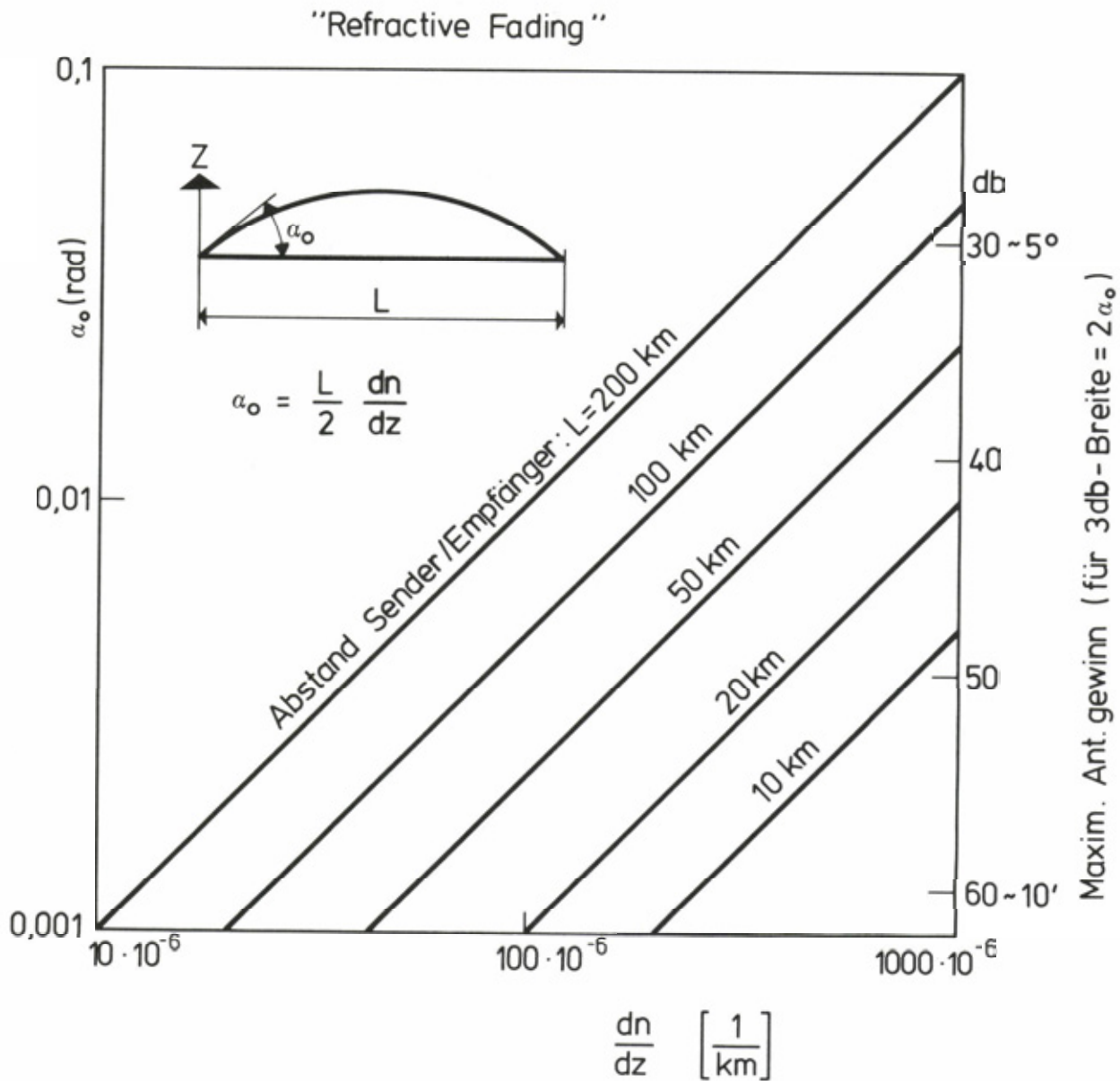


Fig.8 Einfluss des variablen Brechungsindex auf den Antennenrichtwinkel.

Bei den Werten in Fig. 7 handelt es sich um Mittelwerte. Diese sind jedoch infolge von ständig wechselnden meteorologischen Bedingungen, Schwankungen in der Grössenordnung von $100 \cdot 10^6 / \text{km}$ oder mehr unterworfen. Damit entstehen z.B. bei scharf gebündelten Richtstrahlverbindungen (Antennen mit hohem Gewinn) Schwierigkeiten, indem ständig den Wetterbedingungen angepasst werden müsste, ansonsten sogenanntes "Refraktive Fading" eintritt. Aus diesem Grunde ist der maximale Gewinn einer Antenne oft eingeschränkt und man kann nicht beliebig grosse Strecken überbrücken. Häufig wird der Kompromiss gewählt, dass die Antenne eindimensional breit ausgelegt wird.

4. Wellenausbreitung in der Fresnelzone

Die Ausbreitungszonen vor einer Flächenantenne sind eingeteilt in die Fresnelzone und die Fraunhoferzone (Fig. 9). Die Fresnelzone erstreckt sich bis zu einem Abstand von $2 D^2/\lambda$ von der Antenne (bis zu vielen Antennendurchmessern entfernt). In dieser Zone ist die Strahlung nicht parallel, die Feldstruktur ist nicht konstant und bei der Feldberechnung bedient man sich einer quadratischen Näherung. Übertragungen in der Fresnelzone sind im allgemeinen von untergeordneter praktischer Bedeutung.

Die Fraunhoferzone ist der Abstandsbereich jenseits der Grenze $2D^2/\lambda$ und man rechnet mit einer linearen Näherung. Weit aus die meisten Anwendungen fallen in diesen Bereich.

1-11

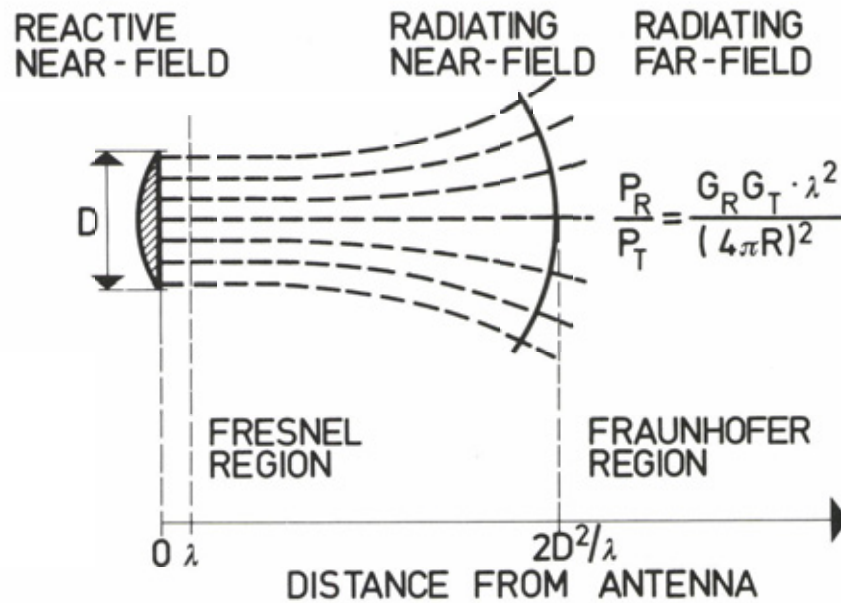


Fig.9 Antennenstrahlungszonen.

Es gibt nun aber doch gewisse praktische Anwendungen, die sich in der Fresnelzone abspielen. Betrachten wir z.B. eine Uebertragung bei einer Wellenlänge von 3 mm und einem Antennendurchmesser von 10 m (es gibt bereits mindestens 10 bis 20 solcher Antennen auf der Welt). In diesem Fall beginnt die Fraunhoferzone bei einer Entfernung von ca 60 km. Eine Empfangsantenne in der Fresnelzone ist also eine durchaus realistische Situation.

Bei scharf gebündelten Richtstrahlverbindungen in der Fraunhoferzone wird das Richtproblem wesentlich grösser als über kurze Verbindungen in der Fresnelzone (z.B. wegen refraktivem Fading). Ein grosser Teil der in die Fraunhoferzone ausgestrahlten Leistung wird die Empfangsantenne nicht erreichen und hohe theoretische Wirkungsgrade können praktisch nicht realisiert werden. Im Gegensatz dazu stehen Anwendungen in der Fresnelzone, wo durch optimale Beleuchtung sehr hohe Wirkungsgrade zu realisieren sind.

Der Uebertragungswirkungsgrad ist im allgemeinen gegeben durch:

$$\eta = \frac{P_E}{P_S} = \frac{G_S \cdot G_E \cdot \lambda^2}{(4\pi R)^2}$$

wobei

$$G = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \eta_e = \text{Antennengain}$$

η_e = Aperturwirkungsgrad ≤ 1 (üblich 0,6 - 0,7)

R = Antennenabstand

A = Antennenfläche

Bei optimaler Beleuchtung sind Wirkungsgrade erreichbar, die gegeben sind durch:

$$\eta_{opt} \leq \text{Min} \left\{ 1, \frac{A_S \cdot A_E}{(\lambda R)^2} \right\}$$

also dem Minimum zwischen den beiden Ausdrücken in der Klammer. Betrachten wir als Beispiel $\lambda = 3 \text{ mm}$, $R = 60 \text{ km}$, $D_E = D_S = 15 \text{ m}$, dann wird der zweite Klammerausdruck gleich eins. Es ist somit ein sehr hoher Wirkungsgrad nahe 1 zu realisieren.

Eine nahezu optimale Beleuchtung ist die Gauss'sche Beleuchtung mit sphärischer Phasenfront. Dabei hat der Intensitätsverlauf über die Apertur die Gauss'sche Glockenform:

$$f(p) = \exp \left[-\sigma \left(\frac{p}{a} \right)^2 \right]$$

wobei

σ = Illuminationskonstante

p = variabler Radius

a = Aussenradius

Eine mögliche Anordnung zeigt Fig.10. Diese ist zwar nicht einfach zu realisieren, wurde aber schon in einigen Experimenten durchgeführt.

Fig.11 zeigt den Verlauf des Wirkungsgrades für verschiedene Werte von σ . Die gestrichelte Kurve repräsentiert theoretisch optimale Beleuchtung, die übrigen Gauss'sche Beleuchtung mit sphärischer Phasenfront. Man erkennt, dass ohne weiteres Wirkungsgrade von über 0,8 zu erwarten sind.

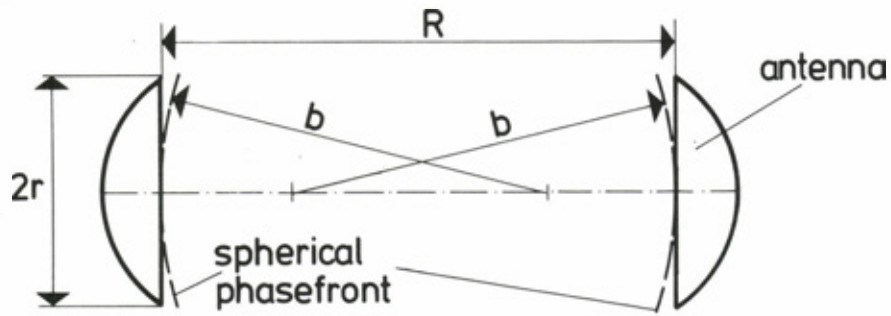


Fig.10 Uebertragung in der Fresnelzone mit Gauss'scher Beleuchtung der beiden Aperturen.

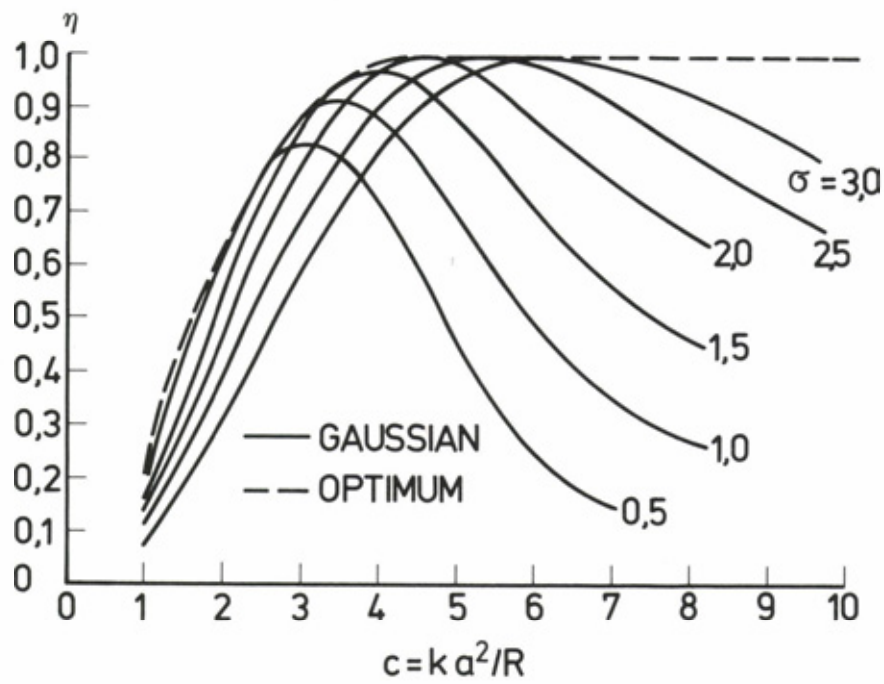


Fig.11 Uebertragungswirkungsgrad bei Gauss'scher Beleuchtung verglichen mit "optimaler" Beleuchtung der Aperturen.

1-13

In Fig. 12 möchte ich Ihnen noch eine Anordnung aus einem Laborexperiment für Gasspektrometrische Messungen zeigen. Sie besteht aus zwei Ellipsoid-Antennen und einer Uebertragungsstrecke von 4 m. Hornstrahler erzeugen angenähert Gauss'sche Verteilung auf den Antennenflächen. In dieser Anordnung konnte mit 3 mm Wellen ein Wirkungsgrad von 0,8 gemessen werden, also ungefähr 1 dB Abschwächung auf einer Strecke von 4 m freier Ausbreitung. Dies ist beachtlich gegenüber einer Abschwächung von 10 dB bei Uebertragung in einem Hohlleiter.

Mit diesen Beispielen habe ich versucht, einige wesentliche Aspekte der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen andeutungsweise zusammenzufassen.

Es freut mich, dass Ihnen weitere Referenten dieses Kolloquiums, die Herren Huber, Rieker, Joss, Debrunner und Boehm, über einige spezielle Aspekte sehr kompetent und in grösserer Ausführlichkeit berichten werden.

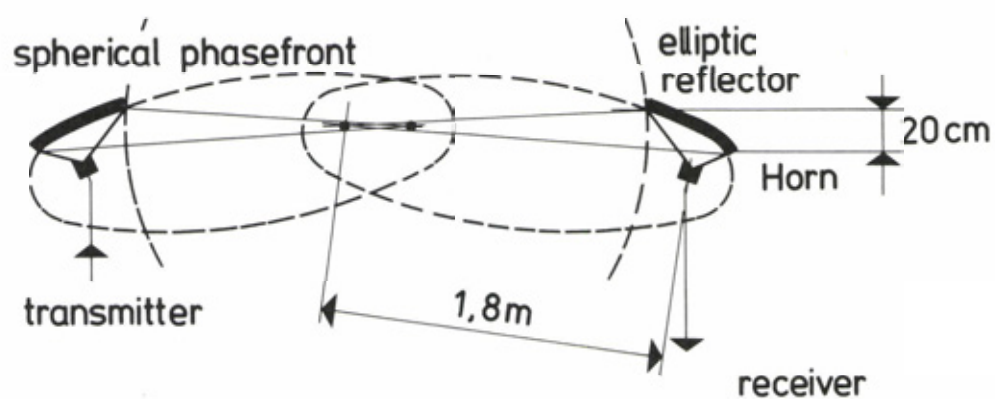


Fig. 12 Experimentelle Uebertragungsstrecke mit Gauss'scher Beleuchtung.