

Een antenne voor satellietcommunicatie : voorlopig elektrisch ontwerp

Citation for published version (APA):

Dijk, J., Jeuken, M. E. J., & Maanders, E. J. (1967). *Een antenne voor satellietcommunicatie : voorlopig elektrisch ontwerp*. Technische Hogeschool Eindhoven.

Document status and date:

Gepubliceerd: 01/01/1967

Document Version:

Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal.

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

www.tue.nl/taverne

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

openaccess@tue.nl

providing details and we will investigate your claim.

Technisch rapport betreffende:

Een antenne voor satellietcommunicatie.

(Voorlopig elektrisch ontwerp)

door ir. J. Dijk, Drs. M. Jeuken en
ir. E.J. Maanders.

Dit onderzoek werd de auteurs op 26 januari 1967 opgedragen door een ontwerpgroep o.l.v. ir. Bourgonjon, P.T.I. Hilversum, die in Nederland is belast met de voorbereidingen voor de bouw van een grondstation voor satellietcommunicatie.

Afdeling Elektrotechniek
der Technische Hogeschool
te Eindhoven.

1 september 1967.

<u>Inhoud.</u>	<u>Pagina.</u>
Dankbetuiging	v
Summary	vi
1. Inleiding	1.1.
2. Antennes voor grondstations	2.1.
3. De conventionele cassegrainantenne	3.1.
3.1. Inleiding	3.1.
3.2. Geometrische en optische betrekkingen	3.1.
3.3. De antennewinst	3.3.
3.4. Diffraktieeffekten bij de subreflektor	3.4.
Fig. 3.1 t/m 3.5	3.5a - 3.5e.
3.5. Blokkeringseffekten	3.6.
Fig.3.6	3.6a.
3.5.1. Inleiding	3.6.
3.5.2. Berekening van de blokkering	3.10.
3.5.3. Optimalisering van de blokkerings-efficiency	3.13.
3.5.4. Realisering van de maximale blokkerings-efficiency	3.16.
3.5.5. Berekening van de blokkerings-efficiency voor bepaalde gevallen	3.18.
3.5.5.1. Uniforme belichting	3.18.
3.5.5.2. Berekening van de apertuurblokkering door een bolvormig golffront	3.18.
3.5.5.3. Getaperde belichting	3.21.
3.5.5.4. Blokkering door de subreflektor	3.23.
3.5.6. Invloed van de blokkering op het zijlusniveau in de buurt van de hoofdbundel	3.24.
3.5.7. Invloed van de diffractie en scattering aan de uithouders op het stralingsdiagram	3.29
3.6. De afhankelijkheid van de antennewinst van verschillende parameters.	3.31.
3.7. De antenneruis	3.38.
3.7.1. Inleiding	3.38.
3.7.2. De antenne in een thermisch ruisveld	3.38.
3.7.3.1. De antenneruistemperatuur	3.41.
3.7.3.2. De ruisomgeving van de antenne	3.45.
3.7.3.3. Invloed van het terrein op de omgevingsruis-temperatuur	3.49.

<u>Inhoud</u>	<u>pagina</u>
3.7.4.1. Berekening van de antenneruisttemperatuur in het geval het stralingsdiagram van de antenne bekend is	3.51.
3.7.4.2. Ruistemperatuur van een isotrope antenne	3.51.
3.7.4.3. Ruistemperatuur van een isotrope antenne in een half-vlak	3.52.
3.7.4.4. Ruistemperatuur van een antenne met een stralingsdiagram $G(\theta, \varphi)$	3.55.
3.7.5. Berekening van de antenneruisttemperatuur in het geval dat het stralingsdiagram van de antenne niet volledig bekend is	3.57.
3.7.5.1. Inleiding	3.57.
3.7.5.2. Het gebruikte rekenmodel voor de bepaling van de ruistemperatuur	3.58.
3.7.5.3. Het stralingsdiagram van de belichter	3.59.
3.7.5.4. Het belichtersysteem	3.61.
3.7.5.4.1. De subreflektor met ideale belichter	3.61.
3.7.5.4.2. De subreflektor met werkelijke belichter	3.67.
3.7.5.5. De hoofdreflektor	3.67.
3.7.5.6. De geblokkeerde hoofdreflektor	3.68.
3.7.5.7. Invloed van de oppervlakte onnauwkeurigheid op de ruistemperatuur	3.69.
3.7.5.8. Kort overzicht van de methoden om de ruistemperatuur te berekenen uit een aantal deelbijdragen	3.69.
3.7.6. Invloed van de reflektiecoëfficiënt van de belichter op de antenntemperatuur	3.71.
3.7.7. Invloed van Ohmse verliezen binnen het antennesysteem	3.72.
3.7.8. Ruis door zon en weersinvloeden	3.73.
3.7.8.1. Invloed van de zon	3.73.
3.7.8.2. Invloed van regen op de ruistemperatuur	3.74.
3.8. Het G/T produkt	3.74.
3.8.1. Inleiding	3.74.
3.8.2. Invloed van de componenten welke niet bij de antenne behoren op het G/T produkt	3.77.
3.9. Konklusies	3.79.

<u>inhoud</u>	<u>pagina</u>	
4.	De belichter	4.1.
4.1.	De eisen welke aan de belichter gesteld moeten worden	4.1.
4.2.	Kort overzicht van de eigenschappen van conventionele hoornantennes	4.6.
4.3.	Mogelijkheden ter realisering van de in 4.1. genoemde eisen	4.11.
4.3.1.	Multimode hoornantennes	4.11.
4.3.2.	Gemodificeerde conische hoornantenne	4.12.
4.4.	Metingen aan gemodificeerde conische hoornantennes	4.13.
4.5.	Konklusies	4.29.
5.	Het meten van diffraktieverliezen aan een hyperbolische subreflektor	5.1.
6.	De gemodificeerde cassegrain antenne	6.1.
6.1.	Inleiding	6.1.
6.2.	De geometrie van het systeem	6.7.
6.3.	Oplossing der vergelijkingen	6.9.
6.4.	Konklusies	6.12.
7.	Voorstel tot een antennesysteem voor een grondstation in Nederland	7.1.
7.1.	Inleiding	7.1.
7.2.	De belichter	7.1.
7.3.	De vorm van de reflektoren	7.2.
7.4.	Berekening van het G/T produkt bij 4 GHz en de winst bij 6 GHz	7.2.
7.4.1.	Vermogensverlies en ruisbijdragen	7.2.
7.4.2.	Rangschikking der bijdragen	7.4.
7.4.3.	Vermogensverdeling binnen het antennesysteem	7.5.
7.4.4.	Toelichting op de berekening van de getabelleerde grootheden welke het G/T produkt bij 4 GHz en de winst bij 6 GHz bepalen	7.7.
7.4.5/6	Resultaten	7.11.
7.5.	Konklusie	7.14.
8.	Literatuur	8.1.
	Bijlage I (Methode voor het bepalen van de nuttig uitgestraalde energie)	I.

Dankbetuiging.

Wij danken hierbij de hoogleraren Prof.ir.B. van Dijl en Prof.dr.ir. A.A.Th.M. van Trier voor het verlenen van toestemming tot dit onderzoek en voor de vele stimulerende gesprekken aan dit onderwerp gewijd.

Ook zijn wij veel dank verschuldigd aan de heren Drs. A. Geurts en H. Willemsen van de afdeling Wiskunde der Technische Hogeschool te Eindhoven voor het programmeren en uitwerken van de vaak moeilijke komputeropgaven zoals deze zich bij dit onderzoek hebben voorgedaan.

Tot slot danken wij nog de heren K.Holleboom en A.v.d. Vorst voor de vele berekeningen, tekeningen en korrekties nodig voor de samenstelling van dit rapport en de heren M.Knoben en A.Mulders voor de metingen verricht aan belichters en subreflektoren en de medewerkers van de werkplaats der Technische Hogeschool voor de aanmaak van vele modellen bij dit onderzoek benodigd.

Summary.

This report deals with the provisional electrical design of an antenna suitable for satellite communications in the frequencyband of 3700-4200 Mc/s for receiving and 5900-6400 Mc/s for transmitting.

It is indicated that an antenna according to the cassegrainian principle is more in favour than the focal point fed paraboloid according to their noise properties.

In chapter 3 the properties of the cassegrainian antenna are discussed in detail. Much attention has been paid to the blocking and diffraction problems. Analytical expressions have been found to calculate the decrease in antenna efficiency caused by blocking and diffraction. A measuring arrangement has been set up to measure the diffraction effects at the subreflector. It appears that the angular aperture has practically no influence on the performance of the antenna.

A theoretical treatment is given of the blocking energy lost and means have been found to minimize this blocking energy by introducing some irregularities in the surface of the subreflector. Also the noise properties of the cassegrainian antenna are studied in detail.

In chapter 4 the requirements are explained with regard to the feed. Various patterns of feeds, which could be used in the final antenna system, are shown.

Chapter 6 deals entirely with the shaped reflector systems. Analytical expressions and solutions are given. It is pointed out that with shaped reflectors low spillover losses and high aperture efficiencies can be obtained.

Finally in the last chapter a design proposal is given of an antenna suitable for satellite communications. It appears that the diameter of the mainreflector should be at least 27 meter to meet the specification.

1. Inleiding.

De eisen die men stelt aan een antenne voor een grondstation bestemd voor satellietcommunicatie zijn bijzonder hoog. Naast de hoge winst, die alleen kan worden gerealiseerd door middel van aperturen van circa 25 m diameter, is ook nog een bijzonder lage ruis noodzakelijk. Deze ruis is niet alleen afkomstig van de microgolfontvanger en van verliezen in de golfpijpen, duplexers e.d., maar tevens van de hemel en van de aarde. Speciaal de bijdrage, die afkomstig is van de aarde, is bijzonder kritisch. De aarde immers is een ruisbron op een temperatuur van ca 290°K ; dit in tegenstelling met de hemel die slechts een gemiddelde ruistemperatuur van 16°K heeft. Men zal derhalve een antenne moeten ontwerpen die naast een zo hoog mogelijke antennewinst een zo laag mogelijke anten-
nettemperatuur heeft.

In de satellietcommunicatie is op grond van bovenstaande de z.g. "Figure of merit" ingevoerd of het quotiënt tussen de antennewinst G en de antennetemperatuur T . Deze G/T verhouding is dus behalve van de eigenschappen van het reflektorsysteem met belichter tevens afhankelijk van de omgeving, de antenne elevatie en de ruisbijdrage van het ontvangersysteem.

Bovenstaande overwegingen gelden behalve voor het ontvangen tot op zekere hoogte ook voor het zenden. Men wil ook hier een zo hoog mogelijke antennewinst bereiken en voorkomen dat via de zijlussen stations die op dezelfde frekquenties werken, worden gestoord. Men wenst derhalve bij het zenden ook lage zijlussen. In het geval dat de antennewinst wat te laag is kan het zendvermogen verhoogd worden, zodat hier de antennewinst niet zo kritisch is als bij ontvangst.

2. Antennes voor grondstations.

In verband met de hoge eisen betreffende de antennewinst bij een frequentie van 4000 - 6000 MHz, komen vrijwel uitsluitend parabolische reflectoren in aanmerking met een diameter van 25 meter of meer.

Bij de eenvoudigste uitvoering plaatst men de belichter in het brandpunt van de parabool. Alhoewel deze uitvoering in de praktijk toegepast is voor satellietcommunicatie (lit 1,2) wordt toch algemeen als bezwaar gevoeld dat men de lage ruis voorversterkers bezwaarlijk vlak bij de belichter kan monteren. Men heeft daarvoor lange golfpijpen nodig die ontoelaatbaar veel verliezen en ruis introduceren.

Bij antennes volgens het z.g. cassegrainsysteem (lit 3) wordt de belichter opgesteld in het brandpunt van de hyperbolische subreflector, waardoor de belichter en de voedingslijnen zeer dicht kunnen worden aangebracht bij het oppervlak van de parabolische reflector. Bovendien is de "spillover" aan de rand van de subreflector grotendeels gericht naar de koude hemel in tegenstelling met de z.g. "Focal point" opstelling.

Er zijn verschillende uitvoeringen mogelijk. Men kan in plaats van de hyperbolische subreflector een elliptische subreflector nemen (systeem van Gregory); verdere mogelijkheden, waarbij kleine variaties op het cassegrainsysteem worden toegepast, zijn door verschillende onderzoekers besproken. (lit 4 t/m 9)

Alhoewel deze antennes voldoen aan de specificatie van G/T 40,7 dB worden toch grote moeilijkheden ondervonden om de spillover langs de subreflector laag te houden en gelijktijdig een hoge apertuur-efficiency te bereiken.

Een betere mogelijkheid biedt een z.g. twee-reflectorsysteem met aangepaste oppervlakken, erg veel gelijkend op een conventioneel cassegrainsysteem, waarbij de reflectoren geen zuivere hyperbool c.q. parabool voorstellen doch aangepast zijn aan het stralingsdiagram van de belichters. (lit 10,11,12)

Dit type antenne wordt verder in dit rapport aangeduid als de gemodificeerde cassegrain antenne.

Theoretisch kan men hierbij een apertuur rendement bereiken van 100%, terwijl gelijktijdig zeer lage spillover verliezen aan de rand van de subreflektor optreden, omdat de intensiteit, waarmee men deze rand belicht, veel lager mag zijn dan bij conventionele cassegrain antennes (zie hoofdstuk 7).

Een kritische beschouwing van de elektrische eigenschappen van alle bovengenoemde antennes kan men aantreffen in een onlangs verschenen rapport (lit.13).

Het voorlopig ontwerp dat verder in dit rapport wordt beschreven is gebaseerd op het gemodificeerde cassegrainsysteem. Bovendien zijn meerdere beschouwingen en berekeningen toegevoegd die zowel van toepassing zijn op het conventionele cassegrainsysteem als voor het gemodificeerde reflektorsysteem.

3. De conventionele cassegrain antenne.

3.1 Inleiding:

In 1672 vond de franse opticien N.Cassegrain een telescoop uit, bestaande uit twee reflectoren. Deze telescoop, die later naar hem werd genoemd, is dus reeds lang bekend en wordt tot op heden in de astronomie gebruikt. (lit 14)

De toepassing van dit principe voor antennes is echter van nog zeer recente datum (lit 3). Het is gebleken dat antennes volgens het cassegrain principe enkele voordelen bieden boven antennes die uit slechts een reflector bestaan. In dit rapport zullen we hierop nader ingaan.

Het principe van de cassegrain antenne wordt aan de hand van figuur 3.1 nader toegelicht. Het systeem bevat een kleine subreflector in de vorm van een hyperboloïde. Het brandpunt P_2 van de hoofdreflector valt samen met een van de brandpunten van de hyperboloïde.

Het andere brandpunt P_1 bevindt zich dicht bij de hoofdreflector. Vanuit dit brandpunt wordt de subreflector belicht. De stralen worden vervolgens door de subreflector gereflecteerd en treffen de hoofdreflector op zodanige wijze dat het lijkt of alle stralen afkomstig zijn vanuit brandpunt P_2 en treden hierna evenwijdig aan de antenne as uit.

3.2 Geometrische en optische betrekkingen.

De vergelijking van de paraboloid luidt in bolcoördinaten:
(fig.3.1)

$$\rho_2 = \frac{F}{\cos^2 \frac{\varphi_2}{2}} \quad (3.1)$$

aangezien

$$\sin \varphi_2 = \frac{r}{\rho_2} \quad \text{volgt uit (3.1)}$$

$$r = 2F \tan \frac{\varphi_2}{2} \quad (3.2)$$

De vergelijkingen van de hyperboloïde in bolcoördinaten luidt:

$$\rho_1 = \frac{-f(e^2-1)}{2e(-e\cos\varphi_1+1)} \quad \text{of} \quad (3.3)$$

$$\rho_1' = \frac{f(e^2-1)}{2e(e\cos\varphi_2+1)} \quad (3.4)$$

uit (3.3) en (3.4) volgen

$$r_s = \frac{-f(e^2-1)}{2e(-e\cos\varphi_1+1)} \sin\varphi_1 \quad (3.5)$$

en

$$r_s = \frac{f(e^2-1)}{2e(e\cos\varphi_2+1)} \sin\varphi_2 \quad (3.6)$$

Verder is bij een hyperbool bekend dat

$$\tan \frac{1}{2}\varphi_1 = \frac{e-1}{e+1} \tan \frac{1}{2}\varphi_2 \quad (3.7)$$

waarbij e de excentriciteit van de hyperbool voorstelt.

Uit 3.6 en 3.7 volgt voor de randhoeken $\bar{\phi}_1$ en $\bar{\phi}_2$ na eliminatie van e :

$$\cot\vartheta \bar{\phi}_1 + \cot\vartheta \bar{\phi}_2 = \frac{2f}{D_s} \quad (3.8)$$

Door Potter (lit 15) werd reeds aangetoond dat in een cassegrain-systeem de volgende betrekking geldt:

$$G_1(\varphi_1) \sin^2\varphi_1 = G_2(\varphi_2) \sin^2\varphi_2 \quad (3.9)$$

Hierbij stelt $G_1(\varphi_1)$ de vermogens-winstfunctie voor van de primaire belichter en $G_2(\varphi_2)$ de vermogens winstfunctie van het door de hyperboloïde gereflecteerde veld.

De uitdrukkingen 3.4, 3.7 en 3.9 zijn grafisch weergegeven in de figuren 3.2, 3.3 en 3.4.

3.3 De Antennewinst.

Silver P.192 (lit 16) berekent het stralingsdiagram van een stralende apertuur volgens

$$g(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{D/2} \psi(r) \int_0^{2\pi} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \sin \theta\right) r dr \quad (3.10)$$

welke uitdrukking alleen geldig is voor kleine hoeken θ . Volgens Afifi (lit 17) bedraagt de hoek θ waarvoor betrekking (3.10) geldig is niet meer dan 5° . De apertuurfunctie wordt weergegeven door $\psi(r)$; het veld in de hoofdrichting wordt dan bepaald door $\theta = 0$ te substitueren in betrekking 3.10. Om een beter inzicht te krijgen in het verband tussen de antennewinst en de belichtingsfunctie van de primaire belichter is het noodzakelijk de apertuurfunctie $\psi(r)$ in de uitdrukking (3.10) te vervangen door $G_1(\varphi_1)$ of $G_2(\varphi_2)$; het verband tussen deze twee laatste twee functies ligt immers vast door de betrekking (3.9). Het verband tussen de apertuurfunctie $\psi(r)$ en de belichtingsfunctie $G_2(\varphi_2)$ wordt, afgezien van een multiplicatieve constante volgens Silver p.421 (lit 16) gegeven door:

$$\psi(r) = \frac{\sqrt{G_2(\varphi_2)}}{\rho_2} \quad (3.11)$$

met behulp van de uitdrukking (3.1), (3.7) en (3.9) verkrijgt men

$$\psi(r) = \sqrt{G_0(\varphi_0)} \cdot \frac{\cos^2 \varphi_2/2}{F} = \sqrt{G_1(\varphi_1)} \cdot \frac{\cos^2 \varphi_1/2}{F} \cdot \frac{e^{-1}}{e+1} \quad (3.12)$$

Uit de uitdrukkingen (3.12) volgt dat men een antenne volgens het systeem van Cassegrain vervangen kan denken door een antenne met de belichter in het brandpunt waarbij deze laatste antenne een z.g. effectieve brandpuntsafstand heeft van

$$F^* = F \frac{e+1}{e-1} \quad (3.13)$$

met behulp van 3.2 en 3.12 vindt men voor 3.10:

$$g(\theta) = \frac{\pi D}{\lambda} \cot^2 \frac{\phi_1}{2} \int_0^{\phi_1} \sqrt{g_1(\varphi_1)} \int_0^{\phi_1} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cot^2 \frac{\phi_1}{2} \tan \frac{\phi_1}{2} \sin \theta \right) \tan \frac{\phi_1}{2} d\varphi_1 \quad (3.14)$$

Analoog aan de berekeningen van Silver (p424) (lit 16) vindt men voor de antennewinst:

$$G = \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 \cot^2 \frac{\phi_1}{2} \left[\int_0^{\phi_1} \sqrt{g_1(\varphi_1)} \tan \frac{\phi_1}{2} d\varphi_1 \right]^2 \quad (3.15)$$

Bij toepassing van cassegrain antennes moeten aan (3.15) nog enige correctietermen worden toegevoegd (zie par.3.6), waardoor de antennewinst lagere waarden zal bereiken.

3.4 Diffractieeffecten bij de subreflector.

Het systeem van cassegrain was oorspronkelijk ontworpen voor gebruik bij optische frequenties. Bij radiofrequenties echter waarbij de afmetingen van de subreflector niet veel groter zijn dan de golflengte treden diffractie effecten op die niet meer met de geometrisch optische beschrijvingsmethode kan worden verklaard. Men kan deze diffractie, die een belangrijke rol speelt bij de bepaling van de antenneruistemperatuur, nog op redelijke wijze berekenen door eerst het veld te bepalen met de wetten van de optika om vervolgens met behulp van het principe der stationaire faze (Silver P 119 lit 16) een correctieterm in te voeren.

Berekeningen zijn volgens deze methode reeds uitgevoerd door Gillitzer (lit 5). Men vindt dan dat het veld dat door de subreflector wordt gereflecteerd gekarakteriseerd wordt door kleine oscillaties die verklaard kunnen worden aan de hand van Fresnelintegralen. Het veld echter dat afkomstig is van de rand van de subreflector ondervindt een monotone daling die zich voortzet tot voorbij de randhoek ϕ_2 van de subreflector. De kleine oscillaties worden gesuperponeerd op het oorspronkelijke gereflecteerde veld van de subreflector, dat bepaald wordt door de uitdrukking 3.9. Men raadplege hiervoor ook figuur 3.4. Men kan ook gebruik maken van de stroomintegratie methode zoals die door Rusch (lit 18) is uitgevoerd. Vergelijking van de resultaten van beide methoden toont aan dat de benadering van Gillitzer vrij goed overeenkomt met de methode van Rusch mits D_s enkele malen groter is dan de golflengte. Gillitzer (lit 5) benadert het veld dat door de subreflector wordt gereflecteerd door middel van

$$G'(\varphi_2) = G_2(\varphi_2) \quad \text{voor} \quad 0 < \varphi_2 < \phi_D \quad (3.16)$$

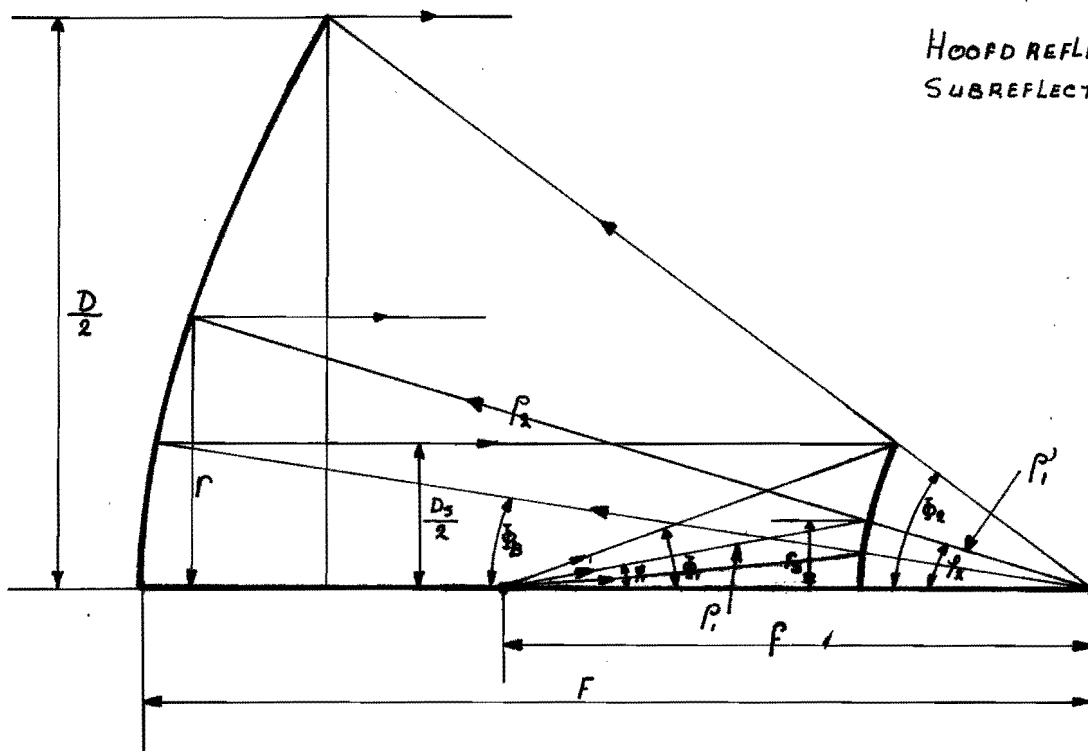
$$G'(\varphi_2) = G_2(\varphi_2) e^{-\gamma(\varphi_2 - \phi_D)} \quad \text{voor} \quad \phi_D < \varphi_2 < \phi_2 \quad (3.17)$$

Hierin is $G_2(\varphi_2)$ het veld, dat berekend wordt met geometrische optica, terwijl:

$$\phi_D = \phi_2 - 0.65 \frac{\sqrt{\lambda \sin \phi_2}}{D_s} \quad \text{en} \quad \gamma = 1.07 \sqrt{D_s / \lambda \sin \phi_2} \quad (3.18) \quad (3.19)$$

Hierbij is ϕ_D de hoek vanwaar af het door de subreflector gereflecteerde veld een merkbare demping ondergaat. Deze demping zet zich voort totdat deze bij de grenshoek ϕ_2 6 dB bedraagt. (zie fig. 3.5) Deze waarde komt overeen met de berekeningen van Rusch. (lit 18) Potter (lit 19) vindt langs geheel andere weg eveneens -6 dB. Het verloop van het veld tussen de hoeken ϕ_D en ϕ_2 wordt benaderd met een e macht. Hierin vindt men dat voor $\varphi_2 = \phi_2$ het veld tot op halve waarde is gedaald, waardoor de apertuur minder efficiënt wordt belicht. Men kan evenals bij de blokkeringseffekten door de subreflector een wijziging aanbrengen in het stralingsdiagram volgens

$$\Delta_D g(\theta) = -\frac{\pi D}{\lambda} \cot \theta \int_{\phi_D}^{\phi_2} \sqrt{G_2(\varphi_2)} [1 - e^{-\gamma(\varphi_2 - \phi_D)}] \int_0^{\theta} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cot \theta \frac{\phi_2}{2} \tan \frac{\varphi_2}{2} \sin \theta \right) \tan \frac{\varphi_2}{2} d\varphi_2 \quad (3.20)$$



HOOFD REFLECTOR PARA BOOL
SUBREFLECTOR Hyper BOOL.

GEOMETRISCHE BETREKKINGEN:

$$\rho_2 = \frac{F}{\cos^2 \frac{\varphi_2}{2}}$$

$$r = 2F \tan \frac{\varphi_2}{2}$$

$$\tan \frac{\varphi_1}{2} = \frac{e-1}{e+1} \tan \frac{\varphi_2}{2}$$

$$\rho_1 = \frac{-f(e^2-1)}{2e(-e \cos \varphi_1 + 1)}$$

$$\rho_1' = \frac{f(e^2-1)}{2e(e \cos \varphi_2 + 1)}$$

$$G_1(\varphi) \sin^2 \varphi_1 = G_2(\varphi_2) \sin^2 \varphi_2$$

$$F^x = F \frac{e+1}{e-1}$$

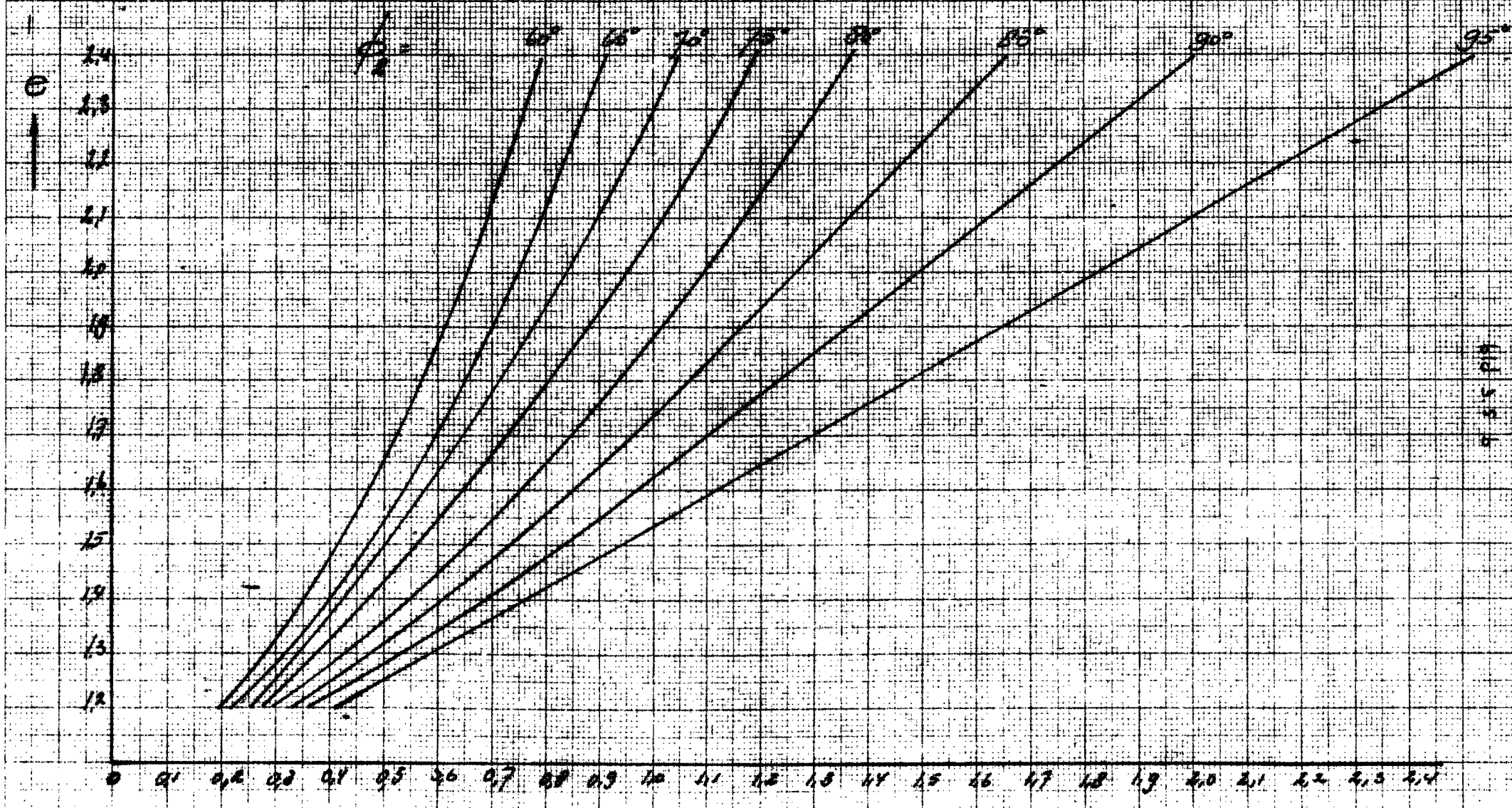


Fig. 3.2

Fig. 3.2. Die excentriciteit van de hyperbool als functie van de afmetingen D_s en f met de openingshoek ϕ_2 als parameter

Fig. 3.2

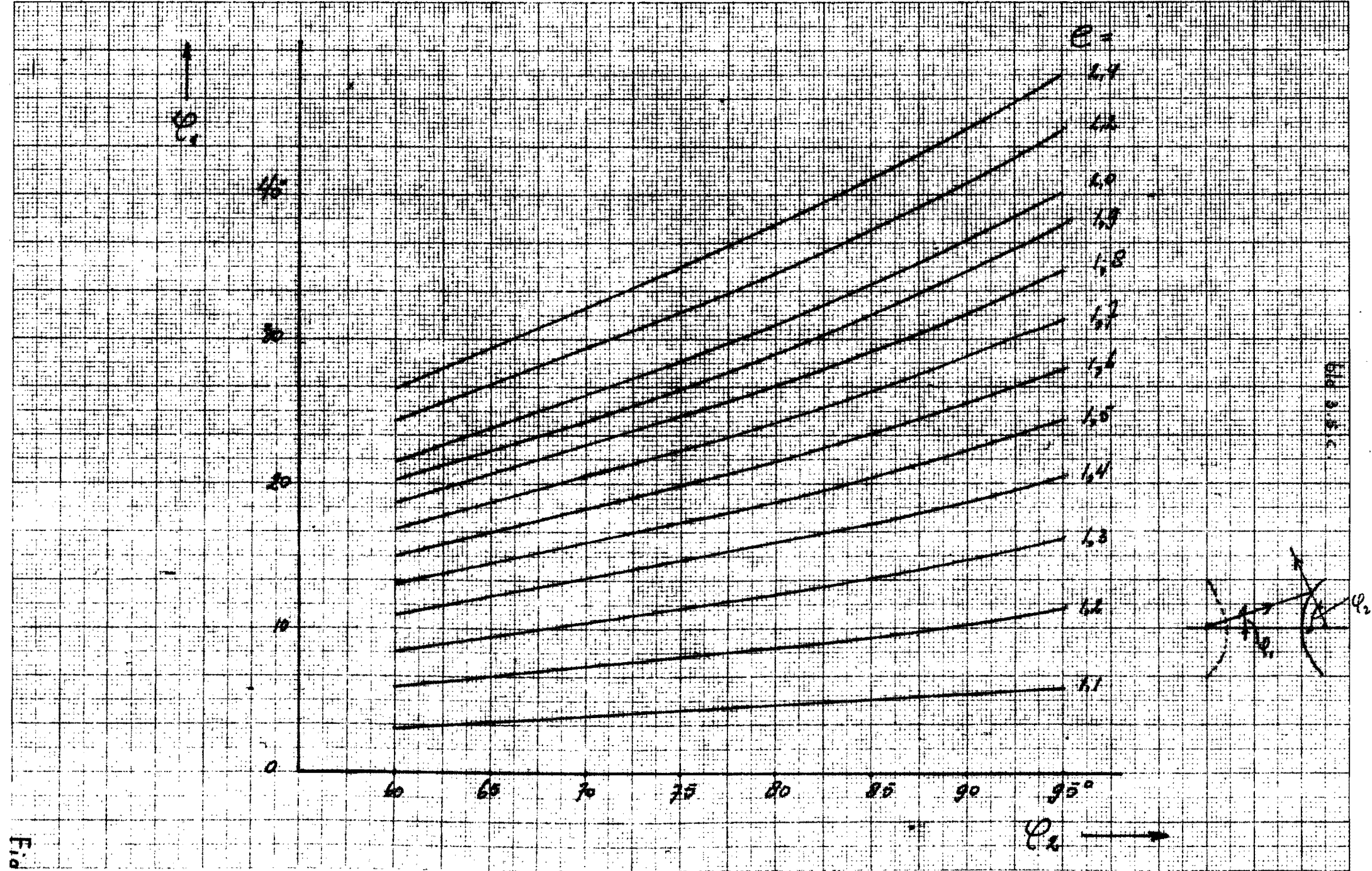


Fig 3.3

Fig 3.3. De richting van de stralengang bij een hyperbolische reflector. De excentriciteit e als parameter

bid 3.5 d

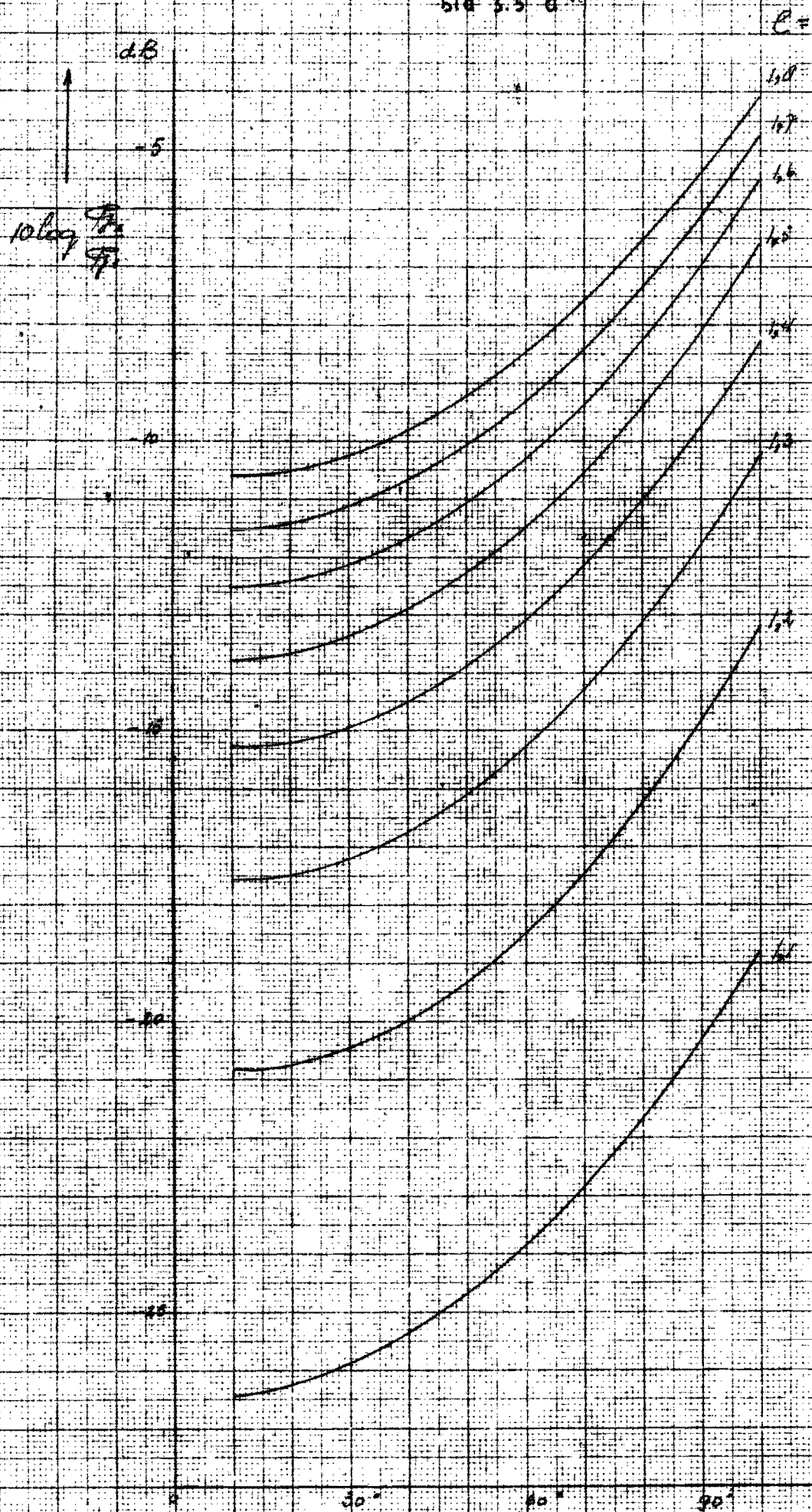
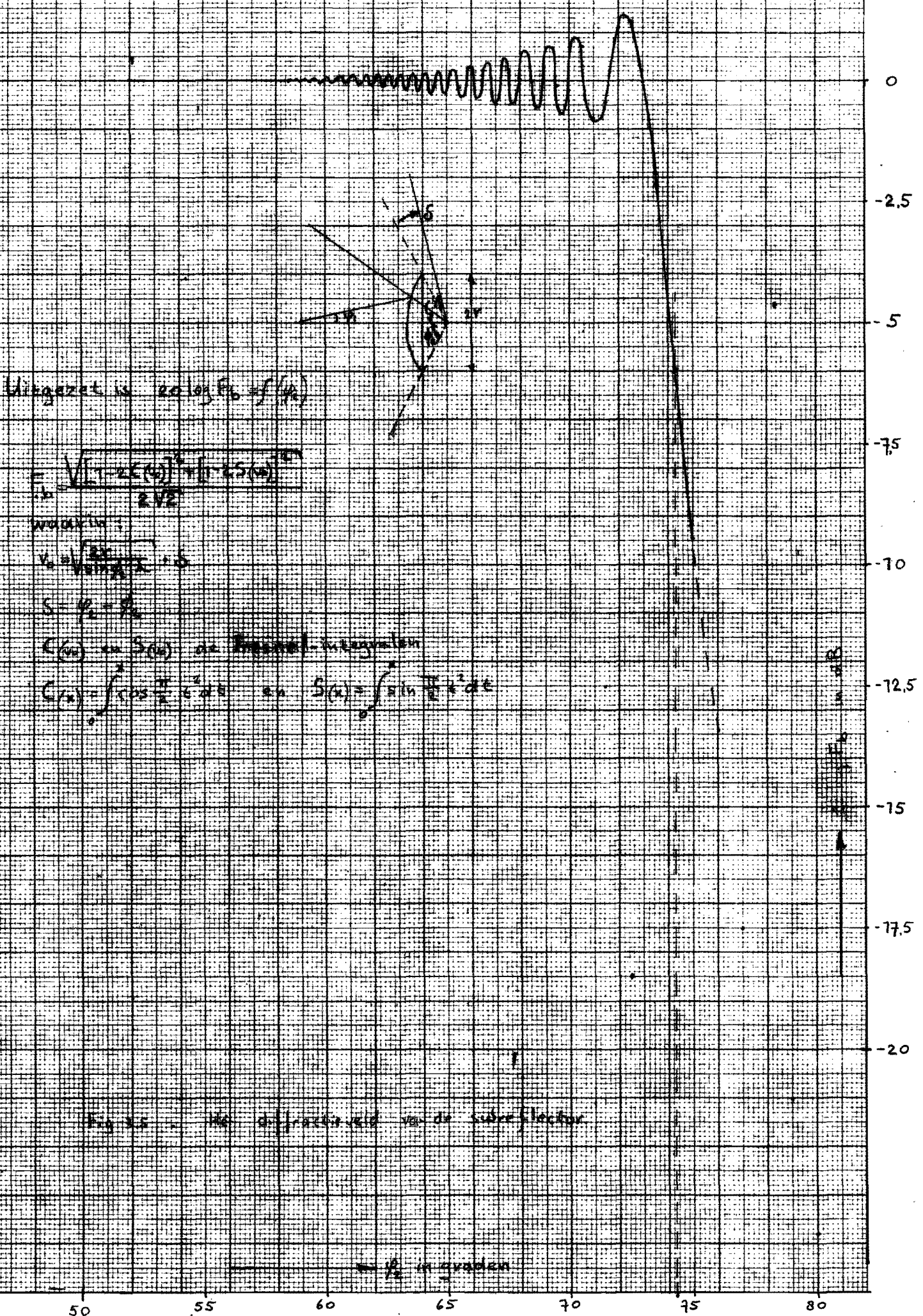


Fig 3.4

De functie

$$\frac{g(\theta)}{g(\theta_0)} = \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_0}$$

Fig 3.4



Uitgezet is $\alpha \log P_0 = f(\alpha)$

$$f = \frac{\sqrt{(1 - 2\epsilon(\alpha))^2 + (1 - \epsilon^2(\alpha))^2}}{2\sqrt{\epsilon}}$$

waarin:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot s$$

$$s = r_0 = R_0$$

$C(\alpha)$ en $S(\alpha)$ de Fresnel-integralen

$$C(\alpha) = \int_0^\alpha \cos \frac{\pi}{2} t^2 dt \quad \text{en} \quad S(\alpha) = \int_0^\alpha \sin \frac{\pi}{2} t^2 dt$$

Fig. 3.5 - Het diffractie-veld van de subreflector

α in graden

De methode van Gillitzer is bruikbaar gebleken voor het berekenen van het veld voor kleine hoeken Θ . De methode geeft echter geen antwoord op de vraag hoe het diffractieveld eruit ziet voor grote hoeken van Θ , hiervoor is men aangewezen op de methode van Rusch, (lit 18) die veel gecompliceerder is.

3.5 Blokkerings effecten:

3.5.1. Inleiding:

Bij dubbel-reflector antenne systemen en bij antennes met de belichter in het brandpunt, waarbij de antennes cirkelsymmetrisch zijn, treden blokkeringen op van gedeelten van de apertuur tengevolge van de belichter, de subreflector en de uithouders van de subreflector. Het is gebruikelijk om deze schaduwwerking te bepalen met de geometrisch optische methode, waarbij dan aan de diffractie wordt voorbij gegaan. Binnen het antennesysteem (normale cassegrain, en parabool met de belichter in het brandpunt) treden in het ideale geval golffronten op, welke vlak of bolvormig zijn. Deze twee golffronten geven ieder een verschillende bijdrage aan de schaduw-werking. (par.3.5.5.2.)

Voor een bepaald antennesysteem (cassegrain $F/D = 0,33$) is in de fig. 3.6 de geometrisch optische schaduwwerking aangegeven, waarbij dan direkt opvalt dat de inplanting der uithouders op de hoofdreflector en de aanhechting aan de subreflector bepalend is voor het trapeziumvormige deel der blokkering.

Voor het systeem in de figuur 3.6 geldt voor de lange basis van het trapezium

$$L = w \cdot D/d.$$

Deze uitdrukking is onafhankelijk van F/D en is eenvoudig af te leiden voor het geval dat de uithouders direkt op de subreflector aangrijpen (zie par. 3.5.5.2.). Door de hoek Θ (fig.3.6) kleiner te maken (dit is de spitse hoek tussen een uithouder en de antenne hoofdas) wordt de blokkering door het bolvormige-golffront verminderd. Wordt voorlopig alleen rekening gehouden met het

Fig 3.6 Geometrisch optische blokkering van een dubbelreflektor antennesysteem ($F/D = 0,33$),

bij uniforme belichting.

4 poten $1,45 \frac{w}{D}$
 4 ∇ $4,67 \cdot \frac{w}{D}$ } totaal $6,12 \frac{w}{D}$

$w \cdot \frac{D}{d} = 10w; (D=10d) \quad \frac{d}{D} = 0,1; \frac{w}{D} = 0,0057; \frac{w}{\lambda} = 1,9$

Opp. één poot $\frac{17}{60} D \cdot w$
 Opp. één ∇ $\frac{11}{12} D w$ } $A_p = \frac{6}{5} D \cdot w$

$\frac{A_p}{A_{tot}} = \frac{6}{5} \frac{D \cdot w}{D^2} \cdot \frac{4}{\pi} = \frac{24}{5\pi} \frac{w}{D}$

Aantal poten = 4.

$\frac{4A_p}{A_{tot}} = \frac{96}{5\pi} \cdot \frac{w}{D} = 6,12 \frac{w}{D}$

stel: $\frac{w}{D} = 0,0057$ of $\frac{w}{\lambda} = 1,9$

Relatieve blokk. = $6,1 \times 0,0057 = \underline{0,035}$

Rel. blokk. tot. = $0,035 + 0,01 = \underline{0,045}$

$\frac{n_B}{n_o} = (1 - 0,045)^2 = (0,955)^2 = \underline{0,91}$

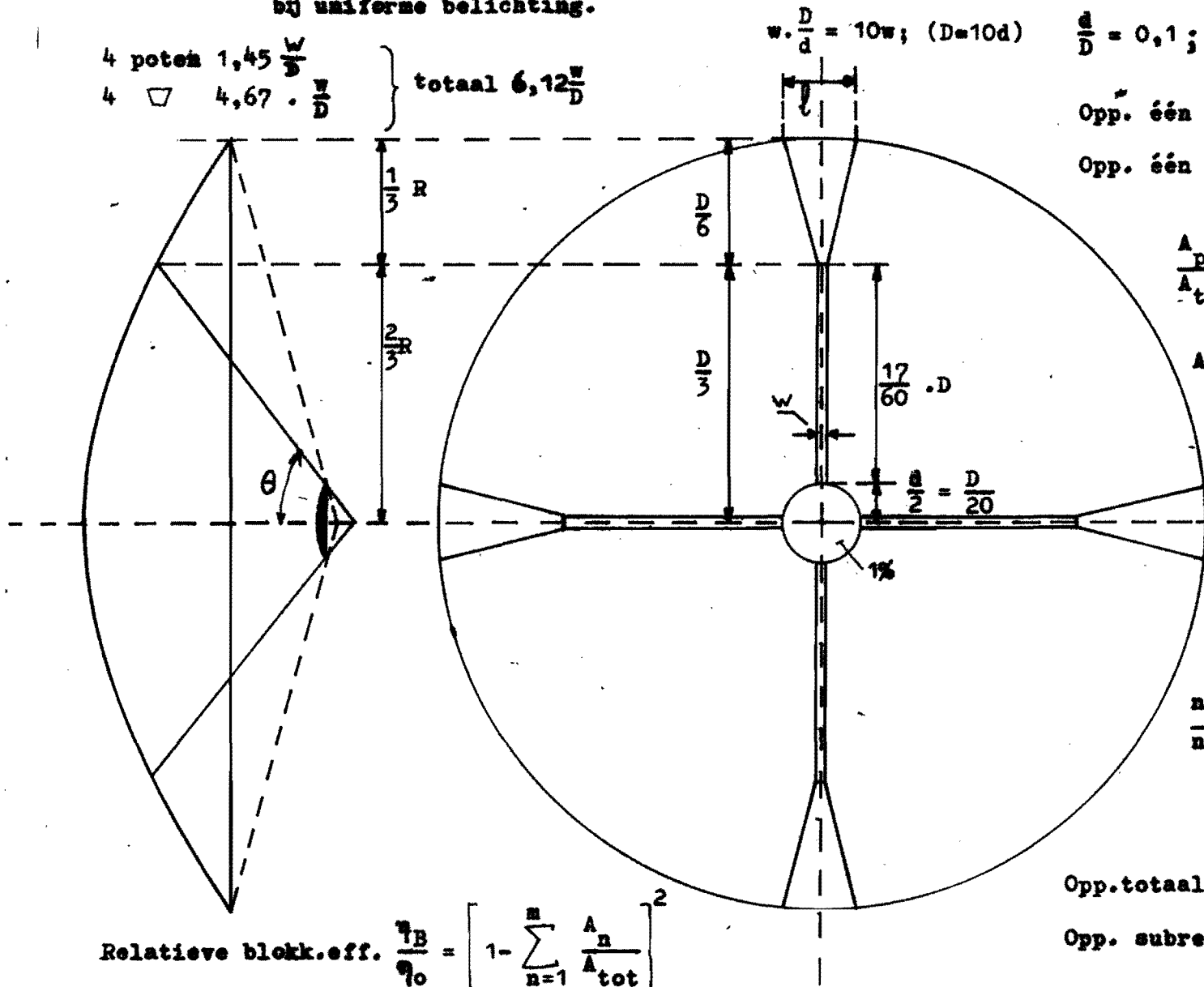
$10 \log \frac{n_B}{n_o} = \underline{-0,41 \text{ dB}}$

Opp. totaal = $\frac{\pi}{4} D^2; A'_s = \left(\frac{d}{D}\right)^2 = 0,01$ of 1%

Opp. subreflektor: $\frac{\pi}{4} \cdot d^2$.

Relatieve blokk. eff. $\frac{n_B}{n_o} = \left[1 - \sum_{n=1}^m \frac{A_n}{A_{tot}} \right]^2$

(bij uniforme belichting).



niet aanwezig zijn van een veld in de geblokkeerde delen van de apertuur dan heeft dat de volgende consequenties:

- a. Verlaging van de winst van de antenne; deze kan voorgesteld worden door de relatieve blokkerings-coëfficiënt η_B/η_0 , waarin η_0 de efficiency voorstelt van de niet geblokkeerde apertuur.
- b. Verhoging van het zijlus niveau van de antenne, waarbij dan onderscheid gemaakt moet worden tussen de circulair symmetrische bijdragen van de subreflector en bijdragen van de poten, welke afkomstig gedacht kunnen worden van lijnvormige aperturen.
- c. Verhoging van de ruistemperatuur van de antenne, daar energie-spreiding optreedt vanuit de hoofdlus naar de zijlussen.

Zoals reeds werd aangeduid, treden deze drie effecten op doordat delen van de apertuur niet belicht worden.

Het door de apertuur uitgestraalde vermogen is dus gelijk aan het totaal toegevoegde vermogen P_t verminderd met het blokkeringsvermogen P_B , in het geval dat de spillover coëfficiënt één genomen wordt.

Algemeen geldt voor een apertuur met oppervlakte A en een belichting $F(A)$ dat het uitgestraalde vermogen voorgesteld kan worden door de betrekking:

$$P_A = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)} \int_A |F(A)|^2 dA.$$

waarbij dan in de apertuur een equifase vlak gelegen moet zijn, zodat ook geldt:

$$(\bar{s}, \bar{i}_z) = 1 \quad (\text{Silver blz. 177})$$

(\bar{s} stelt steeds de richting van energietransport voor overal op de apertuur en \bar{i}_z is de richting van maximale winst van de antenne).

Voor het beschreven geval van een apertuur A maar dan met geblokkeerde delen van het oppervlak aangegeven met:

$$B = \sum_{n=1}^{n=m} B_n$$

kan dan ook het blokkeringsvermogen worden berekend:

$$P_B = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_B |F(A)|^2 dA$$

Dit is dus het vermogen dat wel door de belichter geleverd wordt doch niet wordt uitgezonden door de geblokkeerde apertuur, en verstrooid wordt door de uithouders en de ondersteuning van de belichter.

De winstfunctie van de gehele verliesvrije antenne wordt gegeven door

$$G(\theta, \varphi)$$

waarbij dan geldt:

$$\int_{4\pi} G(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi$$

Volgens de definitie voor:

$$G(\theta, \varphi)$$

kunnen we schrijven:

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P_t / 4\pi}$$

waarbij P_t het totaal aan de antenne toegevoerde vermogen is, en $P(\theta, \varphi)$ het vermogen per ruimtehoekseenheid in de richting (θ, φ) .

Tengevolge van de apertuur blokkering is het door de apertuur uitgestraalde vermogen niet gelijk aan het toegevoerde vermogen:

$$P_A = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_A |F(A)|^2 dA$$

doch gelijk aan:

$$P_A - P_B = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_{AB} |F(A)|^2 dA$$

waarbij de term AB als integratiegrens aangeeft dat de integratie over de apertuur betrokken moet worden op de niet geblokkeerde delen van de apertuur. Er ontstaat dus een stralingsdiagram $G'(\theta, \varphi)$ met een uitgestraalde vermogen in de richting (θ, φ) van $P'(\theta, \varphi)$. De som van het uitgestraalde vermogen $P'(\theta, \varphi)$ over alle richtingen geeft als resultaat:

$$\int_{4\pi} P'(\theta, \varphi) d\Omega = P_A - P_B$$

daar ook geldt:
$$\int_{4\pi} \mathcal{G}(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi$$

met $\mathcal{G}(\theta, \varphi)$ de winst van de verliesvrije antenne is de integraal:

$$\int_{4\pi} \mathcal{G}'(\theta, \varphi) d\Omega \neq 4\pi$$

met $\mathcal{G}'(\theta, \varphi)$ de winst van de antenne, waarbij het blokkeringsvermogen niet wordt toegevoerd. De laatste integraal is derhalve gelijk aan:

$$\int_{4\pi} \mathcal{G}'(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi - \frac{2\pi}{P_A} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_B |F(A)|^2 dA$$

De blokkeringsenergie P_B zal na scattering tegen de subreflector en de uithouders nieuwe bijdragen geven in het stralingsdiagram $\mathcal{G}'(\theta, \varphi)$ zodat nu het totale diagram $\mathcal{G}(\theta, \varphi)$ ontstaat waarbij de vermogens balans precies klopt.

In een cassegrain-antenne zal het blokkeringsvermogen van de subreflector verstrooid worden door de belichter en de ondersteuning hiervan, zodat het moeilijk zal zijn om in het algemeen het stralingsdiagram van deze constructie te voorspellen. Meestal wordt een min of meer isotrope verstrooiing verondersteld.

De bijdrage van het verstrooide vermogen P_B in de richting van maximale veldsterkte zal klein zijn zodat zij weinig invloed op de apertuur efficiency zal hebben.

Het verstrooide vermogen door de poten geeft nog grotere moeilijkheden. Door metingen (lit 20) gedaan op het M.I.T. aan een cassegrain systeem waarbij steeds veranderingen aan de uithouders werden aangebracht is weer wat meer licht op deze zaak geworpen.

Ook Trentini (lit 6) heeft aan het stralingsdiagram van de uithouders een inleidende beschouwing gewijd. Tenslotte mag ook de bijdrage van Wested (lit 21) niet onvermeld blijven. Hij geeft in woorden ook zeer duidelijk aan, waar genoemde problemen liggen. Het door het verstrooide blokkeringsvermogen aangevulde stralingsdiagram $\mathcal{G}'(\theta, \varphi)$ geeft nu natuurlijk ook weer aanleiding tot nieuwe ruisbijdragen daar dit vermogen in richtingen wordt verstrooid, waaruit een hogere ruisbijdrage wordt gegeven.

Resumerend geeft het blokkeringsvermogen dus extra verhoging van het zijlus niveau met daarmee samengaan een verhoging van de ruistemperatuur. Een geblokkeerd gedeelte van een apertuur heeft dus in het algemeen een dubbele invloed op het stralingsdiagram en dus ook op de ruistemperatuur nl.:

1. Een verlaging van de efficiency coëfficiënt η_s/η_0 van de apertuur en een verhoging van de zijlus niveau met daarmee samengaan een toename van de ruistemperatuur door het NIET aanwezig zijn van het vermogen P_B in het geblokkeerde gedeelte van de apertuur.
2. Een verhoging van het zijlus niveau en dus verhoging van de ruistemperatuur door verstrooiing van het blokkeringsvermogen P_B . (Op bijvoorbeeld de primaire belichter, de uithouders e.d.)

3.5.2 Berekening van de blokkering:

Een vergelijking wordt gemaakt tussen twee aperturen met opp. A, waarvan bij één steeds het gedeelte aangeduid met $B_1, B_2, B_3, \dots, B_n$ volgens de geometrisch optische methode geblokkeerd wordt. De diffractie effecten worden hier buiten beschouwing gelaten. (fig.3.7)

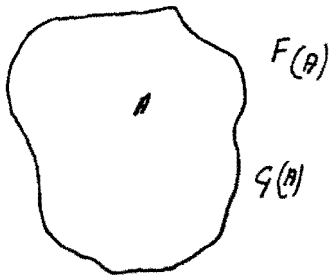


fig.3.7a, niet geblokkeerde apertuur A.

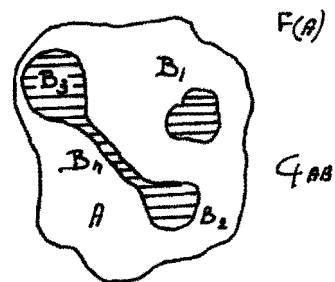


fig.3.7b, geblokkeerde apertuur AB.

De belichtingsfunctie voor A is $F(A)$, terwijl voor de geblokkeerde apertuur AB de belichtingsfunctie $F(AB)$ geldt, zodanig dat bij de geblokkeerde apertuur op de geblokkeerde gedeelten een belichting $-F(A)$ is aangebracht, zodat de totale belichting daar nul wordt. (Silver p.191). Dit principe wordt in de literatuur aangeduid met de benaming "Zero-field concept".

Volgens Silver is met apertuur A (fig. 3.7a) een winst te behalen:

$$G(A) = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_A F(A) dA \right|^2}{\int_A |F(A)|^2 dA} \quad (3.21)$$

Bij uniforme belichting $F(A)=1$ is de winst maximaal.

$$G_0 = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (3.22)$$

Een zinvolle defenitie voor het rendement van een antenne is dan:

$$\eta_A = \frac{G_A}{G_0} = \frac{1}{A} \frac{\left| \int_A F(A) dA \right|^2}{\int_A |F(A)|^2 dA} \quad (3.23)$$

Duidelijk moet steeds voor ogen gehouden worden in verband met een fysische interpretatie, dat de integraal:

$$\int_A |F(A)|^2 dA$$

een maat is voor het aan de antenne toegevoegde vermogen en de uitdrukking $\int_A F(A) dA$ een maat is voor de veldsterkte E optredend in de richting van de maximale winst van de antenne.

Voor de geblokkeerde apertuur noteren we vervolgens:

$$\eta_{AB} = \frac{G_{(AB)}}{G_0} = \frac{1}{A} \frac{\left| \int_{AB} F(A) dA \right|^2}{\int_A |F(A)|^2 dA} \quad (3.24)$$

η_{AB} is dus de eff. van de geblokkeerde apertuur t.o.v. de uniforme belichte niet geblokkeerde apertuur met equifasevlak in de apertuur gelegen, waarbij in alle gevallen hetzelfde vermogen aan de antenne wordt toegevoerd. (Later zal blijken dat in de noemer van 3.24 een

mogelijke theoretische rendements-verbetering zal liggen).

Vervolgens is het mogelijk een veel gebruikte formule af te leiden welke de relatieve blokkerings efficiency zal geven:

$$\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} = \frac{1}{A} \frac{\left| \int_{AB} F(A) dA \right|^2}{\int_A |F(A)|^2 dA} \cdot \frac{A \int_A |F(A)|^2 dA}{\left| \int_A F(A) dA \right|^2} \quad (3.25a)$$

of

$$\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} = \frac{\left| \int_{AB} F(A) dA \right|^2}{\left| \int_A F(A) dA \right|^2} \quad (3.25b)$$

Voor $\int_{AB} F(A) dA$ kan ook geschreven worden:

$$\int_{AB} F(A) dA = \int_A F(A) dA - \int_B F(A) dA = \int_A F(A) dA - \sum_{n=1}^m \int_{B_n} F(A) dA.$$

in het geval dat men onderscheid wenst te maken tussen de diverse geblokkeerde gebieden, dus:

$$\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} = \left| 1 - \frac{\sum_{n=1}^m \int_{B_n} F(A) dA}{\int_A F(A) dA} \right|^2 \quad (3.26)$$

met als mogelijke interpretatie:

$$\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} = \left| 1 - \sum_{n=1}^m \frac{E_{Bn}}{E_A} \right|^2$$

waarbij dan E_A de relatieve veldsterkte voorstelt in de antenne hoofdrichting (0,0) ten gevolge van het geblokkeerde deel B_n . Bij uniforme belichting geldt eenvoudig:

$$\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} = \left| 1 - \sum_{n=1}^{n=m} \frac{B_n}{A} \right|^2 \quad (3.27)$$

Niet direct doorzichtig is de kwadratering, daar bij antennes toch algemeen geldt dat de winst evenredig met de grootte van het oppervlak verloopt. Aangetoond kan evenwel worden dat een maximale blokkerings-eff. behaald kan worden (bij aanname van het "Zero-field concept") volgens: (zie ook hoofdstuk 3.5.3)

$$\left(\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} \right)_{\max} = \left| 1 - \sum_{n=1}^{n=m} \frac{B_n}{A} \right| \quad (3.28)$$

(bij uniforme belichting en equifase vlak in de apertuur gelegen)

3.5.3. Optimalisering van de blokkerings-efficiency.

In deze paragraaf wordt nagegaan in hoeverre het blokkeringsrendement kan worden geoptimaliseerd door het vermogen dat anders door blokkering verstrooid zou worden, op de een of andere manier in de goede richting en faze aan de apertuur toe te voeren. Voor de niet geblokkeerde apertuur A gold een belichtingsfunctie $F(A)$ en voor de geblokkeerde apertuur AB gold per definitie de functie $F(AB)$ welke ontstaan gedacht kan worden door een belichting $-F(A)$ toe te voegen aan de geblokkeerde delen (fig.3.8) Een voor de hand liggende belichtingsfunctie, na toevoering van het blokkeringsvermogen aan de geblokkeerde apertuur, is de functie $F'(A) = C F(A)$ met C als constante, daar men over het algemeen de aanvankelijk gekozen vorm van de functie $F(A)$ toch zou willen handhaven.

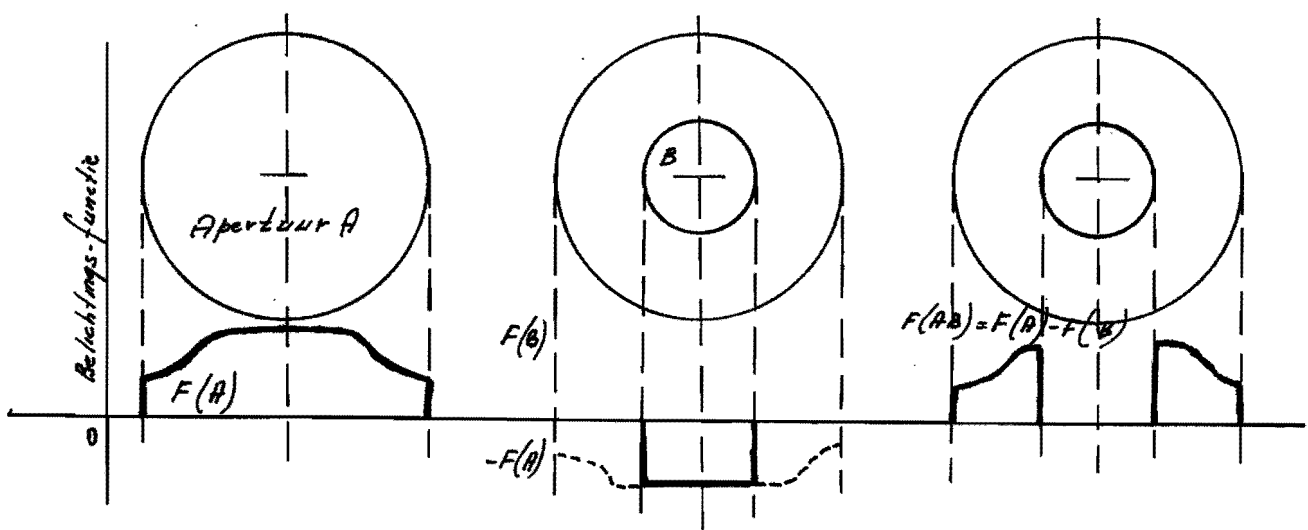


Fig 3.8 dwarsdoorsnede van de apertuur.

Ook nu wordt weer op de geblokkeerde gedeelten een belichtingsfunctie toegevoegd $F'(B) = cF(B) = -cF(A)$. Voor de belichtingsfunctie welke gedefinieerd is op het gebied AB, noteren we dan $F'(AB) = cF(AB)$. Nog steeds moet voor het door de belichter toegevoerde vermogen gelden:

$$P_A = k \int_A |F(A)|^2 dA \quad (3.29)$$

$k = \text{konstante}$

en dit moet dan gelijk zijn aan:

$$k \int_A |F(A)|^2 dA = k \int_A |c F(A)|^2 dA - k \int_B |c F(A)|^2 dA \quad (3.30)$$

daar nu het gehele vermogen dat door de belichter geleverd wordt en ook wordt uitgezonden door de apertuur. In het vorige geval (dus zonder vermogens spreiding) gold deze gelijkheid niet, daar het vermogen P_B door verstrooiing verloren gegaan was. Voor de constante c vinden we eenvoudig:

$$c = \sqrt{\frac{\int_A |F(A)|^2 dA}{\int_A |F(A)|^2 dA - \int_B |F(A)|^2 dA}} = \sqrt{\frac{P_A}{P_A - P_B}} \quad (3.31)$$

of ook:

$$c^2 = \frac{\int_A |F(A)|^2 dA}{\int_{AB} |F(AB)|^2 dA} \quad (3.32)$$

Voor de relatieve blokkerings coëfficiënt $\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}$ kan volgens 3.25 geschreven worden:

$$\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} = \frac{\left| \int_{AB} F(AB) dA \right|^2}{\left| \int_A F(A) dA \right|^2}$$

Daar nu de belichting met een factor c vergroot is kan voor de nieuwe coëfficiënt $\left(\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}\right)_{\max}$ geschreven worden

$$\left(\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}\right)_{\max} = \frac{\left| \int_{AB} c F(AB) dA \right|^2}{\left| \int_A F(A) dA \right|^2} = c^2 \frac{\eta_{AB}}{\eta_A} \quad (3.33)$$

Dat in de noemer van (3.33) de term $F(A)$ gehandhaafd blijft, is duidelijk daar anders door de niet geblokkeerde apertuur teveel vermogen uitgestraald zou worden. Vergelijking (3.33) is dan ook als volgt te schrijven:

$$\left(\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}\right)_{\max} = \frac{\left| \int_{AB} F(AB) dA \right|^2 c^2}{\left| \int_A F(A) dA \right|^2} = \frac{\left| \int_{AB} F(AB) dA \right|^2 \int_A F(A) dA}{\left| \int_A F(A) dA \right|^2 \int_{AB} F(AB) dA} \quad 3.34$$

door voor de konstante c de gevonden waarde uit (3.37) te substitueren. Het verschil tussen $\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}$ zie 3.25a en $\left(\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}\right)_{\max}$ zit nu alleen in de term:

$$\int_{AB} F(AB) dA$$

welke in de noemer voorkomt en die geïnterpreteerd kan worden als het door de geblokkeerde apertuur AB uitgezonden vermogen met de oorspronkelijke belichtingsfunctie $F(AB)$. Het lijkt hier dus of er minder vermogen wordt uitgezonden daar er nu geïnterpreteerd wordt over het gebied AB en niet over gebied A, de volledige apertuur. Dit betekent dan, dat de winst van de geblokkeerde apertuur AB is toegenomen daar ook geldt:

$$G'_{AB}(0,0) = \frac{P(0,0)}{P_{AB}/4\pi} \quad P_{AB} < P_A$$

Ter vergelijking diene nog:

$$G_{AB}(0,0) = \frac{P(0,0)}{P_A/4\pi}$$

Aan de hand van een uniform belichte apertuur zijn de consequenties eenvoudig in te zien. Daar $F(A)=1$ geldt voor de blokkerings-coëfficiënt zonder vermogens spreiding:

$$\frac{\eta_{AB}}{\eta_A} = \left| 1 - \sum_{n=1}^{n=m} \frac{B_n}{A} \right|^2 = \left| \frac{A - \sum_{n=1}^{n=m} B_n}{A} \right|^2 \quad (3.35)$$

waarbij dus A de oppervlakte is van de niet geblokkeerde apertuur en $\sum_{n=1}^{n=m} B_n$ de oppervlakte is van de geblokkeerde delen. Voor $\left(\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}\right)_{\max}$ in het geval dat vermogens spreiding wordt toegepast geldt dan:

$$\left(\frac{\eta_{AB}}{\eta_A}\right)_{\max} = \left| \frac{A - \sum_{n=1}^{n=m} B_n}{A} \right|^2 \times \frac{A}{A - \sum_{n=1}^{n=m} B_n} = \frac{A - \sum_{n=1}^{n=m} B_n}{A} = \left| 1 - \frac{\sum_{n=1}^{n=m} B_n}{A} \right| \quad 3.36$$

wat overeenkomt met het eenvoudige inzicht dat winst en grootte van het oppervlak evenredig verlopen.

3.5.4. Realisering van de maximale blokkerings efficiency.

In het gebruikelijke cassegrain systeem met bolvormige golf-fronten is realisering van het optimum niet mogelijk; de standaard cassegrain antenne is dan ook een speciaal geval uit de klasse der dubbel reflector antenne systemen. In het geval van een dubbel reflector antenne systeem is het theoretisch mogelijk volgens geometrisch optische principes iedere gewenste apertuur belichting te realiseren.

(Lit 12) (circulaire symmetrie is niet noodzakelijk). Het is dan ook mogelijk volgens deze principes de subreflector een dusdanige vorm te geven dat al het uitgezonden vermogen op niet geblokkeerde delen van de apertuur terecht komt.

Voor 100% faze efficiency moet dan ook de hoofdreflector een aangepaste vorm te bezitten. Onder meer zal men zowel hoofdreflector als subreflector van "ribbels" moeten voorzien. (fig.3.9)

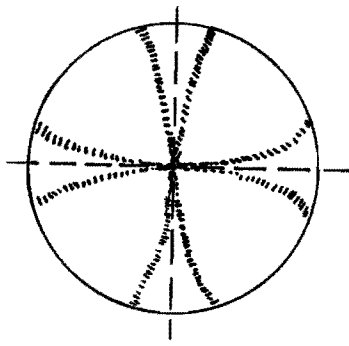


fig. 3.9a vooraanzicht der aangepaste subreflectoren

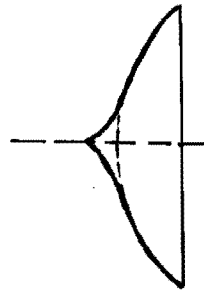


fig. 3.9b zijaanzicht der aangepaste subreflector.

Deze discontinuïteiten op de reflectoren zullen evenwel haar invloed doen gelden op het stralingsdiagram wanneer diffractie in aanmerking wordt genomen en zullen als lijnstralers op gaan treden.

Naarmate de antenne groter wordt t.o.v. de golflengte bijv. $D=100$ m. en $D_s=10$ m., kunnen de discontinuïteiten beter worden aangebracht en zullen de diffractie verschijnselen afnemen. In het nieuwe ontwerp van Frankrijk evenwel zijn deze ribbels al toegepast. Voor de spreiding van het subreflectorvermogen, treedt slechts één singulier punt op in het midden van de subreflector. Bovendien is haar invloed circulair symmetrisch, zodat correctie van de hoofdreflector eenvoudig is.

Zit de waarde van het spreiden van het blokkeringsvermogen misschien niet zozeer in het vergroten van de efficiency, belangrijker is haar invloed op de ruistemperatuur.

In het voorbeeld in figuur 3.6 is dit percentage blokkeringsvermogen resp. op 1% en 3,5% voor de subreflector en de poten berekend. De ruisbijdragen bij een antennestand in de richting van de horizon kunnen dan $0,5 \times 3^{\circ}\text{K}$ en $1,75 \times 3^{\circ}\text{K}$ bedragen of totaal $6,75^{\circ}\text{K}$, waarbij dan wordt aangenomen, dat de helft van het verstrooide vermogen naar de koude hemel wordt gestraald en de andere helft naar de grond. Ook Potter (lit 9) wees reeds op het grote effect van deze bijdragen.

Conclusie:

In een antenne voor satelliet communicatie lijkt het zinvol het subreflector blokkeringsvermogen te spreiden, met de volgende voordelen:

1. Hoger rendement,
2. Verlaging van de ruistemperatuur.

In verband met de moeilijk te berekenen diffractie-effecten van de ribbels is een experimentele studie nodig om uit te zoeken of de voorgestelde oplossing inderdaad praktisch bruikbaar is.

3.5.5. Berekening van de blokkerings efficiency voor bepaalde gevallen.

3.5.5.1 Uniforme belichting:

In fig. 3.6 is de blokkerings-efficiency berekend voor een satelliet communicatie antenne met een uniforme belichting. Aangevoerd is dat het blokkerings-effect η_b/η_0 berekend volgens de geometrisch-optische methode onafhankelijk is van F/D en dat de lange zijde van het trapezium-vormige schaduwdeel gelijk is een $w.D/d$. Voor het beschouwde geval wordt een efficiency gevonden van 0,91, waarbij vooral opvalt de grote deel-bijdragen der uithouders en met name het gedeelte van de trapezium vormige gedeelten. Een lagere randbelichting kan hierin verbetering brengen. Trentini (lit 6) heeft een iets andere methode genomen om tot de blokkerings efficiency te komen, door te rekenen met een gemiddelde breedte der uithouders. Deze methode heeft echter het nadeel dat in de eerste plaats het berekenen van de gemiddelde waarde problemen oproept en ten tweede dat geen duidelijk inzicht kan worden verkregen wat nu de deelinvloeden zijn van de bijdragen van het vlakke en het bolvormige golfvront daar deze uitgemiddeld worden.

3.5.5.2 Berekening van de apertuur blokkering door een bolvormig golfvront.

In figuur 3.10 is een doorsnede van een dubbel reflector antenne-systeem aangegeven met één uithouder. In deze figuur is ψ de halve openingshoek van de grote reflector en \int de verbinding tussen het brandpunt van de parabool of bij aangepaste systemen het equivalente brandpunt en de rand van de secundaire reflector.

Figuur 3.11 is verkregen door een vlak aan te nemen dat raakt aan het kegelooppervlak gevormd door de circulair symmetrische reflectoren. Daar de diameters van de reflectoren groot zijn t.a.v. de poortbreedte w en de schaduwleengte l op de secundaire reflector, kunnen w en l beschouwd worden in het aangenomen vlak te liggen.

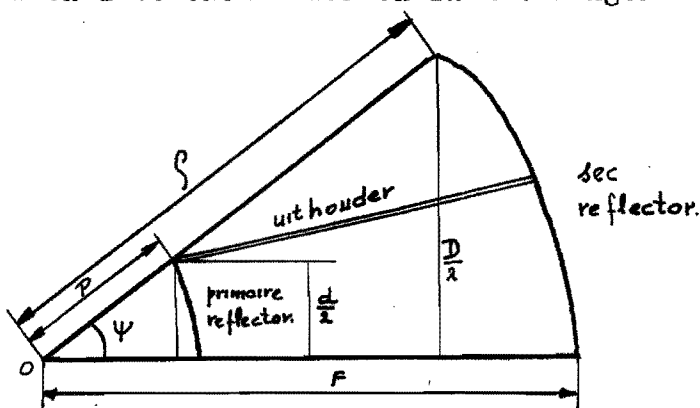


fig. 3.10 doorsnede van het dubbel reflector systeem.

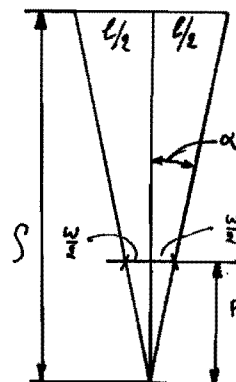


fig. 3.11 vlak aangebracht door S rakend aan de reflectoren.

In figuur 3.12a, is de schaduwwerking op de apertuur aangegeven door de subreflector en de uithouders te projecteren met behulp van een loodrecht op de apertuur invallende vlakke golf.

(De schaduwwerking is dus geometrisch optisch bepaald).

De schaduwwerking in fig. 3.12c is verkregen door projectie van de uithouders met een bolvormig golffront, waarvan het fase centrum gedacht wordt in het brandpunt O te liggen. Nu moet nog de lange basis zijde van het trapezium berekend worden. Vermeld moet evenwel worden dat de zo verkregen figuur geen trapezium is; Wested (lit 21) heeft gevonden dat de hier getekende benen van het trapezium eigenlijk vervangen dienen te worden door cirkelbogen. De trapeziumvormige benadering introduceert echter een zeer geringe fout en wordt ook door Wested gebruikt in zijn berekening, daar zij tot een aanzienlijke bekorting van het cijferwerk leidt.

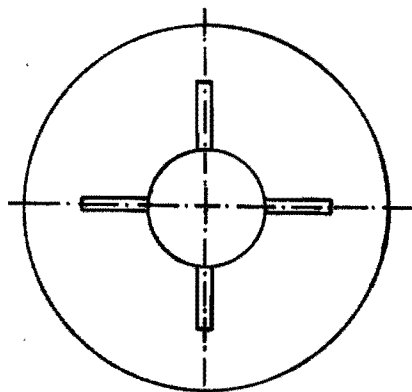


fig. 3.12a. Schaduwvorming door een vlak golffront.

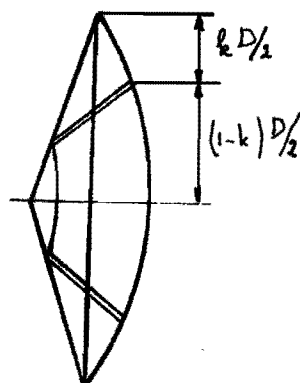


fig. 3.12b. Geometrie van de antenne.

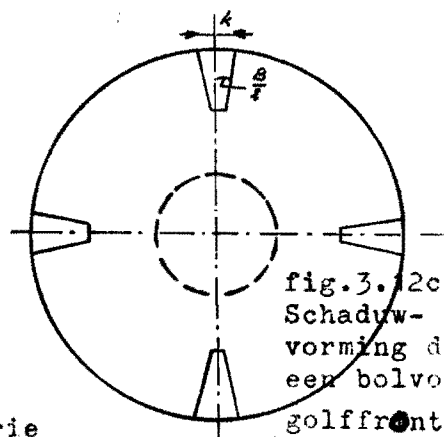


fig. 3.12c Schaduwvorming door een bolvormig golffront.

In fig. 3.10 geldt

$$p = \frac{d}{2 \sin \psi} \quad (3.37)$$

waarin p dus de afstand is tussen het brandpunt O en de rand van de subreflector voorstelt.

In figuur 3.11 geldt

$$\tan \alpha = \frac{w}{2p} = \frac{w}{d/\sin \psi} = \frac{w}{d} \sin \psi \quad (3.38)$$

Ook geldt:

$$\tan \alpha = \frac{l}{2f} \quad (3.39)$$

dus na combinatie van (3.38) en (3.39) vindt men:

$$\frac{l}{2} = \frac{f w \sin \psi}{d} \quad (3.40)$$

Voor een parabool geldt algemeen:

$$f = \frac{2F}{1 + \cos \psi} \quad (3.41)$$

Zodat na substitutie van (3.41) in (3.40) voor $\frac{l}{2}$ gevonden wordt:

$$\frac{l}{2} = \frac{2Fw}{d} \cdot \frac{\sin \psi}{1 + \cos \psi} \quad (3.42)$$

of ook

$$\frac{l}{2} = \frac{2Fw}{d} \cdot \tan \frac{\psi}{2} = \frac{2Fw}{d} \cdot \frac{D}{4F} = \frac{wD}{2d} \quad (3.43)$$

Als einduitkomst wordt nu gevonden:

$$l = w \frac{D}{d} \quad (3.44)$$

Soms is het noodzakelijk om de hoek β (fig.3.12c) te berekenen. Wanneer de inplanting van de uithouder op de secundaire reflector plaats vindt op een afstand $(1-k)\frac{D}{2}$ vanaf de centrale antennes (fig.3.12b) dan geldt:

$$\tan \beta/2 = \frac{wD}{k2d \frac{D}{2}} = \frac{w}{kd} \quad (3.45)$$

De resultaten zijn onafhankelijk van de F/D van het antennesysteem en dit is bij nadere beschouwing ook duidelijk in te zien door het antennesysteem nog eens ruimtelijk goed voor de geest te halen en daarna enkele evenredigheden op te stellen waarna het berekende resultaat in (3.44) direkt volgt.

3.5.5.3 Getaperde belichting:

Met een circulair-symmetrische belichting van de vorm:

$$F(\theta) = q + (1-q)[1-r^2]^P \quad \text{met } 0 < q < 1 \quad (3.46)$$

waarbij q de randbelichting voorstelt en P de vorm van de apertuurfunctie mede bepaalt, heeft Doidge (lit 4.23) de relatieve blokkerings efficiency coëfficiënt berekend voor de subreflector. Het geval $q=1$ levert hier uniforme belichting op.

Hij geeft hiervoor:

$$\frac{\eta_B}{\eta_0} = \left\{ \frac{[1-\delta][q(P+1) + (1-q)(1-\delta^2)]^P}{q(P+1)} \right\}^2 \quad (3.47)$$

waarin δ de relatieve diameter d/D van de subreflector voorstelt

t.a.v. de hoofdreflector. In figuur (3.13) is deze coëfficiënt grafisch voorgesteld. Voor $\delta = 0,1$.

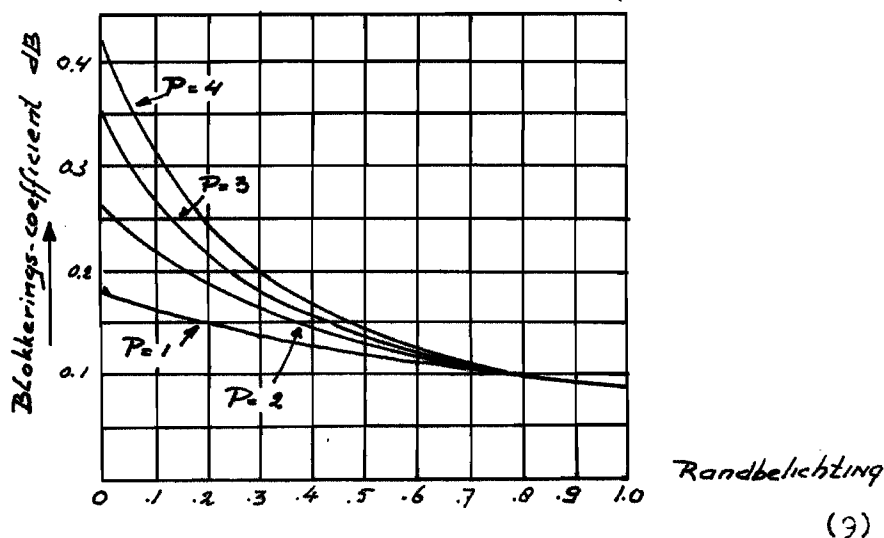


Fig.3.13 blokkerings coëfficiënt van de subreflector.

Uit deze figuur blijkt dat een minimale blokkering optreedt bij een uniforme belichting. Een zeer lezenswaardig artikel is geschreven door Wested (lit 21) waarin hij de volledige betrekking geeft voor de blokkerings effecten door vlakke en bolvormige golfvronten met een aangenomen apertuur belichtingsfunctie volgens:

$$F(A) = 1 - \alpha_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \quad (3.48)$$

Hij berekent precies de vorm van de schaduwen op de apertuur doch benadert dan weer het gedeelte afkomstig door het bolvorming golfvront met een trapezium zoals al eerder was vermeld. Ook Gray (lit 22) geeft uitdrukkingen voor de blokkeringscoëfficiënt der uithouders. Alhoewel naar dit artikel veel wordt verwezen in de literatuur maakt hij toch enkele principiële fouten in zijn afleidingen, welke gesignaleerd worden door Wested (lit 21). Tenslotte moet ook Gillitzer (lit 5) genoemd worden in dit verband daar hij het probleem weer op een iets andere wijze heeft benaderd. Volgens zijn methode is een berekening uitgevoerd van de invloed van de subreflectorblokkering op het antennerendement. (zie par.3.5.5.4.)

3.5.5.4. Blokkering door de subreflector.

Een belangrijk nadeel van de cassegrain antenne is de gedeeltelijke blokkering van de hoofdreflector door de subreflector.

Deze subreflector veroorzaakt een gat in de belichting waardoor de winst lager en het zijlussenniveau hoger wordt.

Volgens Silver p.190, kan de invloed van deze blokkering beschreven worden door het oorspronkelijke apertuur belichtingsfunctie met een negatief gerichte apertuurfunctie te verminderen, zodanig dat op de geblokkeerde gedeelten de totale belichting nul wordt. Men kan derhalve volgens bovenstaande theorie het apertuurveld tussen 0 en $\frac{1}{2} D_s$ voorzien van een minteken en superponeren op het oorspronkelijke veld.

Blijkbaar wordt alle straling binnen het gebied $0 < \varphi_2 < \varphi_B$ (fig 3.1) die na reflectie aan de paraboleide door de subreflector onderschept wordt, in alle richtingen verstrooid. Men kan dus het veld dat door blokkering in mindering gebracht moet worden van het oorspronkelijke veld beschrijven door:

$$\Delta_B g(\theta) = -\frac{\pi D_s}{\lambda} \cot \varphi \frac{\phi_B}{2} \int_0^{\phi_B} \sqrt{G_2(\varphi_2)} \left(\frac{\pi D_s}{\lambda} \cot \varphi \frac{\phi_B}{2} \tan \frac{\varphi_2}{2} \sin \theta \right) \tan \frac{\varphi_2}{2} d\varphi_2 \quad (3.49)$$

In het algemeen is D_s klein t.a.v. D , men mag derhalve $G_2(\varphi_2)$ als een constante beschouwen in het integratiegebied van 0 tot ϕ_B . Tevens is de integratiehoek φ_2 in dit gebied zo klein dat men voor $\tan \frac{\varphi_2}{2}$ mag schrijven $\frac{1}{2} \varphi_2$.

Men vindt dan voor (3.51) bedenkende dat $\int x \int_0(x) dx = x \int_1(x)$

$$\Delta_B g(\theta) = -\frac{\pi D_s}{\lambda} \cot \varphi \frac{\phi_B}{2} [G_2(\varphi_2)]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\frac{\pi D_s}{\lambda} \cot \varphi \frac{\phi_B}{2} \sin \theta} \times \varphi_2 \int_1 \left[\frac{\varphi_2}{2} \frac{\pi D_s}{\lambda} \cot \varphi \frac{\phi_B}{2} \sin \theta \right]$$

en na het invullen van de integratiegrenzen

$$\Delta_B g(\theta) = -\frac{\pi D_s}{\lambda} \tan \frac{\phi_B}{2} [G_2(\varphi_2)]^{\frac{1}{2}} \frac{2 \int_1(\frac{\pi D_s}{\lambda} \sin \theta)}{\frac{\pi D_s}{\lambda} \sin \theta}$$

Met behulp van de uitdrukking 3.1 en 3.2 en voorts bedenkende dat in het gebied $0-\phi_B$ bij benadering geldt:

$$\sqrt{G_1(0)} \tan \frac{\phi_1}{2} = \sqrt{G_2(0)} \tan \frac{\phi_2}{2}$$

vindt men voor de correctie van het stralingsdiagram

$$\Delta_B F(\theta) = -\frac{\pi D}{\lambda} \sqrt{g_1(\theta)} \tan \frac{\phi_1}{2} \left(\frac{D_s}{D}\right)^2 \frac{2 J_1 \frac{\pi D_s}{\lambda} \sin \theta}{\pi D_s / \lambda \sin \theta} \quad (3.50)$$

Voor de hoofdrichting ($\theta=0$) gaat (3.50) over in

$$\Delta F(\theta) = -\frac{\pi D}{\lambda} \sqrt{g_1(\theta)} \tan \frac{\phi_1}{2} \left(\frac{D_s}{D}\right)^2. \quad (3.51)$$

3.5.6. Algemene beschouwing van de invloed van de blokkering op het zijlus niveau in de buurt van de hoofdbundel.

Met behulp van de apertuur methode laat zich eenvoudig berekenen dat in de buurt van de hoofdbundel voor een uniforme belichting van de apertuur met diameter D het volgende stralingsdiagram geldt: (Silver p.194)

$$g(u) = \frac{\pi D^2}{2} \frac{J_1(u)}{u}$$

waarbij

$$u = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta$$

en θ gemeten wordt t.a.v. de antenne-hoofdas. Volgens Afifi (lit 17) kan berekend worden tot welke $2 \theta_{\max}$ de apertuur methode gebruikt mag worden, hiervoor geldt dan de formule:

$$2 \theta_{\max} \approx 4 \text{ (breedte hoofdlus)} \sqrt{\frac{2F}{\lambda}}$$

Voor een antenne met $D = 25 \text{ m.}$; $\lambda = 7.5 \cdot 10^{-2}$; $F/D = 0.33$

en (dus) breedte hoofdlus = $0,2^\circ$, geldt dan $2 \theta \text{ max} \approx 12^\circ$.
 Zoals uit hoofdstuk 3.5.5.4. reeds is gebleken kan men het stralingsdiagram van de subreflector eveneens beschrijven door Besselfuncties.

De invloed van de subreflector wordt hier bepaald door een in tegenfase aangebrachte belichting te nemen op het geblokkeerde gedeelte van de apertuur, zodat geldt:

$$g'(u') = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{J_1(u')}{u'}$$

met

$$u' = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$$

Voor het totale diagram geldt dan:

$$g(\theta) = g(u) - g'(u')$$

Potter (lit 24) heeft de max. winst van het stralingsdiagram van de subreflector berekend en in een figuur aangegeven. Tevens heeft hij de plaats van het eerste maximum van het subreflector stralingsdiagram als functie van de frequentie en de subreflector diameter berekend. Hij komt dan tot de conclusie dat het aanbeveling verdient om de subreflector zo groot mogelijk te maken. Het gevolg is dus dat de eerste zijlus van $G'(u')$ dichterbij $\theta=0$ komt. De extra ruisbijdragen door grondruis kunnen nu klein gehouden worden. Voor het speciale geval in fig. 3.6. (uniforme belichting) laat zich de verhoging van de eerste zijlus eenvoudig berekenen. Volgens fig. 3.6. bedraagt de toename van de veldsterkte van de eerste zijlus t.o.v. de hoofdlus:

$$E'_{\text{zijlus}} = 0,045 E_H$$

Bij uniforme belichting geldt verder voor de relatieve veldsterkte:

$$\frac{E_{\text{zijlus}}}{E_H} = 0,1318 \text{ (-17,4 dB)}$$

De nieuwe zijlus ligt dus op een niveau van:

$$\frac{E''_{zijlus}}{E_H} = 0,1768 \text{ (-15dB)}$$

Wordt de apertuur belicht volgens een weegfunctie, dus "getapered", dan is ook het stralingsdiagram in de buurt van de hoofdbundel te beschrijven met de apertuur methode. In de literatuur zijn deze berekeningen door Silver p.195 gedaan met de functies:

$$F(A) = (1 - z^2)^P$$

en:

$$F(A) = 1 - z^2 \cos^2 \varphi'$$

en door Sciambi volgens de belichtingsfunctie: (zie ook form 3.46)

$$F(A) = q + (1-q)[1 - z^2]^P$$

waarbij de resultaten overzichtelijk in figuren zijn aangegeven (lit 25, 26).

Als uitbreiding op deze artikelen met betrekking tot het effect van de subreflector op de winst, de zijlussen en de bundelbreedte kan worden verwezen naar een artikel van Doundoulakis (lit 27). Hij gebruikt de apertuur distributie momenten methode (Silver 184) volgens welke de antennewinst beschreven kan worden met

$$g(u) = \frac{\pi D^2}{4} \mu_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \left(\frac{u}{2}\right)^{2n} \frac{\mu_n}{\mu_0} \quad (3.52)$$

Uitgaande van de bekende uitdrukking:

$$g(u) = \frac{\pi D^2}{4} \int_0^1 f(\tau) \int_0^{\infty} (u\tau) z dz \quad (3.53)$$

waarin:

$$u = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta$$

met substitutie van de Besselfunctie:

$$J_0(uz) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (uz)^{2n}}{(n!)^2 2^{2n}} \quad (3.54)$$

en na invoering van de schrijfwijze:

$$\mu_n = \int_0^1 f(z) z^{2n} dz \quad (3.55)$$

komt men tot de genoemde uitdrukking (1). In een zeer toegankelijke vorm zijn de berekeningen uitgevoerd voor de belichtingsfuncties:

$$(1-z^2)^a, \quad e^{-kz}, \quad e^{-\beta z^2}$$

waarna de resultaten in grafieken en tabellen zijn aangegeven. Ook Afifi (lit 17 p.49) geeft een duidelijk figuur voor het antenne rendement met bovendien de relatieve hoogte van de spillover "lobe" voor een belichtingsfunctie $F(\lambda) = (1-\alpha t^n)$. Langs de geometrisch optische weg kan de schaduwwerking op de apertuur bepaald worden van de uithouders. Het stralingsdiagram van deze uithouders kan volgens Silver p.180 met de apertuur methode bij uniforme belichting berekend worden volgens:

$$g(\theta, \varphi) = A \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\right) \sin \theta \cos \varphi}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi} \right] \left[\frac{\sin \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta \sin \varphi}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta \sin \varphi} \right] \quad 3.56$$

Voor "getaperde" belichtingen is de algemene vorm voor het stralingsdiagram van de rechthoekige apertuur

$$g(\theta, \varphi) = \int_{-\varphi/2}^{+\varphi/2} \int_{-\theta/2}^{+\theta/2} F(\rho) e^{jk \sin \theta (\rho \cos \varphi + n \sin \varphi)} dA \quad (3.57)$$

eenvoudiger uit te werken dan bij de circulaire apertuur daar de variabelen te scheiden zijn. Een aantal voorbeelden zijn door Silver uitgewerkt in zijn tabel 6.1. De uithouders zullen dus geen circulair symmetrische invloed hebben op het oorspronkelijke stralingsdiagram vanwege hun niet circulair symmetrische diagram. Gray (lit 22) geeft een aardige overzichts figuur van de invloed der blokkerende poten op het stralingsdiagram. (zie fig. 3.14)

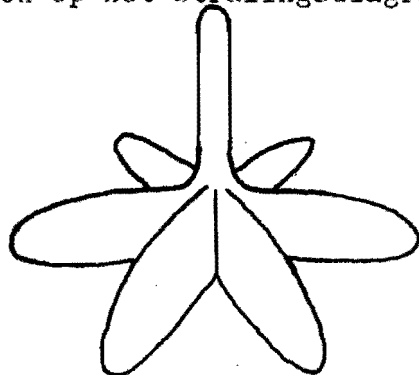


fig. 3.14. Invloed der blokkerende uithouders volgens Gray (lit 22).

Zoals reeds eerder is vermeld moet dan bovendien nog in aanmerking genomen worden de invloed van het verstrooide vermogen dat niet door de apertuur wordt uitgezonden en dat ook bijdragen geeft in het stralingsdiagram.

Trentini (lit 6) geeft in zijn figuur 4 een overzicht van de optredende effecten. (fig. 3.15)

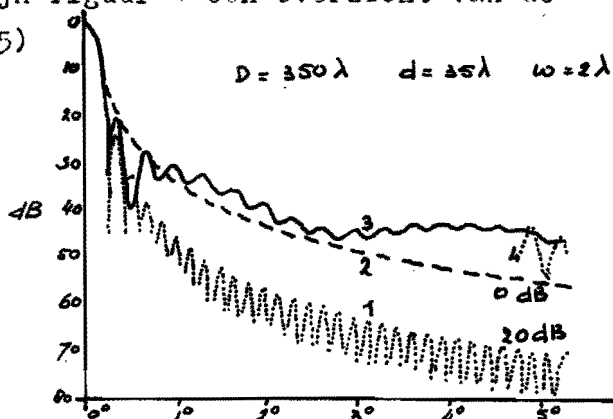


fig. 3.15. Stralingsdiagrammen van een cirkelvormige apertuur met blokkering (subreflector + 4 uithouders) (Naar Trentini lit. 6)

Kromme 1, geeft het diagram van een apertuur met belichting volgens:

$$1 - \frac{1}{\epsilon + 1} z^2$$

en een randbelichting van 20dB. Kromme 2, geeft het diagram van een uniforme belichte apertuur. Worden ook de blokkerings effecten in aanmerking genomen dan geeft kromme 3 het diagram van een apertuur met subreflector en uithouders (doorsnede over de uithouders) bij een randbelichting van -20dB en kromme 4 het diagram bij uniforme belichting. Het blijkt dus dat in de buurt van de hoofdbundel door tapering nauwelijks een laag zijlusniveau te behalen valt. Het zijlusniveau wordt hier voornamelijk bepaald door blokkeringseffecten. Het ligt dan ook voor de hand om de apertuur belichting niet al te zeer te "taperen".

3.5.7. Invloed van de diffractie en scattering aan de uithouders op het stralingsdiagram.

Trentini (lit 6) geeft een globale beschouwing van het scatter probleem, evenwel volgens geometrisch optische principes, welke beschouwing hij aanvult met enkele gemeten stralingsdiagrammen van de uithouders. Ook Potter (lit 9) duidt op het belang van deze zaak en vindt een goede constructie van de subreflector potent een zeer belangrijke factor bij een juist ontwerp van een cassegrain-systeem. Wested geeft een korte uiteenzetting van dit probleem zonder evenwel tot een sluitende theorie te komen (lit 21). Op het M.I.T. heeft men een serie experimenten gedaan, speciaal om de invloed van de uithouders te bestuderen. De resultaten heeft Sheftman samengevat in een artikel. (lit 20)

Uit bovenstaande opsomming blijkt wel dat het probleem de aandacht heeft van antenne ontwerpers, doch dat het zeer moeilijk is een goede aanpak te vinden; hier ligt nog kennelijk een onderwerp voor verdere studie. Voorlopig kan aangenomen worden dat het blokkeringsvermogen isotroop wordt verstrooid in één halfvlak.

Tenslotte nog twee voorbeelden uit de praktijk van de vermogens scattering door blokkering.

- 2.50
- a) Bij de tweede versie van de Goonhilly I antenne zijn slechts 3 uithouders gebruikt in plaats van vier, met een dusdanige opstelling dat het grootste scatterend oppervlak naar de "koude" hemel is gericht in het geval dat de antenne ~~as~~ een kleine hoek maakt met de horizon. Dit gaf een verbetering in de ruistemperatuur van de antenne. (lit 1)
- b) Een brede ring rond de hoofdreflector zoals toegepast bij de antenne "Raisting I" geeft afscherming voor grondruis, doch de toegepaste configuratie van een gesloten ring is ongewenst voor optimale resultaten. In Raisting II is de ring dan nu ook gehalveerd en alleen aangebracht op de onderste halve rand van de parabool wanneer de hoofdas evenwijdig aan de horizon staat.

3.6 De afhankelijkheid van de antennewinst van verschillende parameters.

Gebruik makende van de uitdrukkingen (3.15), (3.17) en (3.51) kan men een gesloten uitdrukking van de antennewinst verkrijgen n.l.

$$G_t = \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2 \left[\cotg \frac{\phi_1}{2} \int_0^{\phi_1} (G_1(\varphi_1))^{\frac{1}{2}} \tan \frac{\varphi_1}{2} d\varphi_1 - \sqrt{G_1(\omega)} \cdot \tan \frac{\phi_1}{2} \left(\frac{D_s}{D}\right)^2 - \cotg \frac{\phi_2}{2} \int_{\phi_0}^{\phi_2} (G_2(\varphi_2))^{\frac{1}{2}} \left[1 - e^{-\sigma(\varphi_2 - \phi_0)}\right] \tan \frac{\varphi_2}{2} d\varphi_2 \right]^2 \quad (3.58)$$

Het is bij antennes vaak gebruikelijk om de invloed van allerlei effecten uit te drukken in het antennerendement η .

Men vindt dit rendement in formule 3.58, waarbij $\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2$ de winst voorstelt van een uniform belichte apertuur terwijl de rest het antenne rendement η voorstelt dat dan kleiner is dan 1.

Zoals in formule 3.58 is weergegeven zijn er een groot aantal factoren die de winst van een cassegrain antenne beïnvloeden en waarmee bij het ontwerp van de antenne rekening gehouden moet worden.

Teneinde een inzicht te verkrijgen in de invloed van deze factoren is nagegaan in hoeverre het antennerendement η afhangt van:

- 1) De F/D verhouding of de hoek ϕ_2
- 2) De diameter van de subreflector D_s
- 3) De randbelichting van de subreflector
- 4) De belichtingsfunctie van de subreflector $G_2(\varphi_2)$.

In alle gevallen is rekening gehouden met de invloed van diffractie en blokkering aan de rand van de subreflector.

Als belichtingsfunctie van de subreflector zijn hier gekozen de functies

$$G_2(\varphi_2) = 2(n+1) \cos^n \varphi_2 \quad \text{voor } 0 < \varphi_2 < \frac{\pi}{2}$$

Deze functies vertonen een goede overeenkomst met de hoofdlijn van de meeste bekende belichters. De gekozen waarde van n bedragen achtereenvolgens 60, 40, 24, 16, 12 en 10. Hoe hoger de toegekende waarde van n des te smaller is de bundel die de subreflector belicht. De randbelichting bedroeg achtereenvolgens -6dB, -8dB, -10dB, -12 dB, -15dB en -20dB, terwijl als diameter voor de subreflector gekozen zijn: 21λ , 24λ , 27λ , 30λ , 33λ en 36λ bij een hoofdreflector diameter van 333λ .

Het spreekt haast wel vanzelf dat deze veelvoud van opgaven alleen berekend kan worden met behulp van een computer. De resultaten van dit onderzoek zijn weergegeven in de figuren 3.16 t/m 3.19 (zie blz. 3.34 t/m 3.37). Men kan uit deze figuren enige belangrijke conclusies trekken. In de eerste plaats valt uit vrijwel alle krommen waar te nemen dat het maximale bereikbare rendement met de gebruikte cosinus-functies circa 74% bedraagt. Vergelijkt men deze waarde met Silver p.426, die soortgelijke functies heeft gebruikt bij parabolantennes met belichter in het brandpunt, dan stelt men een rendementsvermindering vast van circa 8%. Deze rendementsvermindering komt op rekening van de besproken invloeden van de subreflector.

De figuren 3.16 en 3.17 geven antwoord op de vraag in hoeverre de F/D verhouding van invloed is op het antennerendement. Uit deze figuren blijkt dat de invloed vrij klein is. Bij constant gehouden subreflector diameter van 33λ blijkt dat de hoogste rendementen behaald worden bij een F/D verhouding van 0,25, het rendement daalt hiervan zeer geleidelijk met toenemende F/D verhouding. Aangezien de krommen zeer dicht bij elkaar liggen zijn alleen de krommen voor F/D= 0,25 en F/D = 0,48 weergegeven. Wijzigt men de subreflector diameter, dan is het mogelijk dat het rendement nog iets stijgt. Dit maximum bedroeg bij een F/D verhouding van 0,25: 74,2% bij een randbelichting van -10,5 dB en een subreflector diameter van 24λ .

Bij een F/D verhouding van 0,48 werd als maximaal rendement 73,3% gevonden, bij een randbelichting van -10dB en een subreflectordiameter van 27λ . Alhoewel de afname van het rendement vrij gering is moet men toch streven naar een kleine F/D verhouding.

Bij figuur 3.18 is het maximaal mogelijke rendement weergegeven dat met verschillende primaire belichtingsfuncties kan worden bereikt. Uit deze krommen blijkt dat de belichting van de subreflector niet kritisch is en dat voor vrijwel alle waarden van n van 10 tot 60 in de functie

$$G_1(\varphi_1) = 2(n+1) \cos^n \varphi_1$$

een rendement bereikbaar is van circa 74%, zij het dan dat dit rendement bereikt wordt bij onderling enigszins afwijkende randbelichtingen en subreflector diameters.

In fig. 3.19 is de efficiency uitgezet als functie van de diameter van de subreflector met de belichtingsfunctie

$$G_1(\varphi_1) = 2(n+1) \cos^n \varphi_1$$

als parameter voor verschillende waarden van n .

Hieruit blijkt dat er sprake is van een optimale waarde van het antennerendement. Een maximum kan verwacht worden als men zich realiseert dat verliezen tengevolge van blokkering toenemen met toenemende D_s , terwijl de verliezen door diffractie bij toenemende D_s juist afnemen.

Het maximum in deze krommen is echter zeer vlak. Bij de keuze van de juiste diameter van de subreflector kunnen andere invloeden, zoals de antenneruis, een veel grotere invloed uitoefenen, zie hiervoor hoofdstuk 3.7.

3.3h

$D_s = 35 \lambda$
 $D = 333 \lambda$

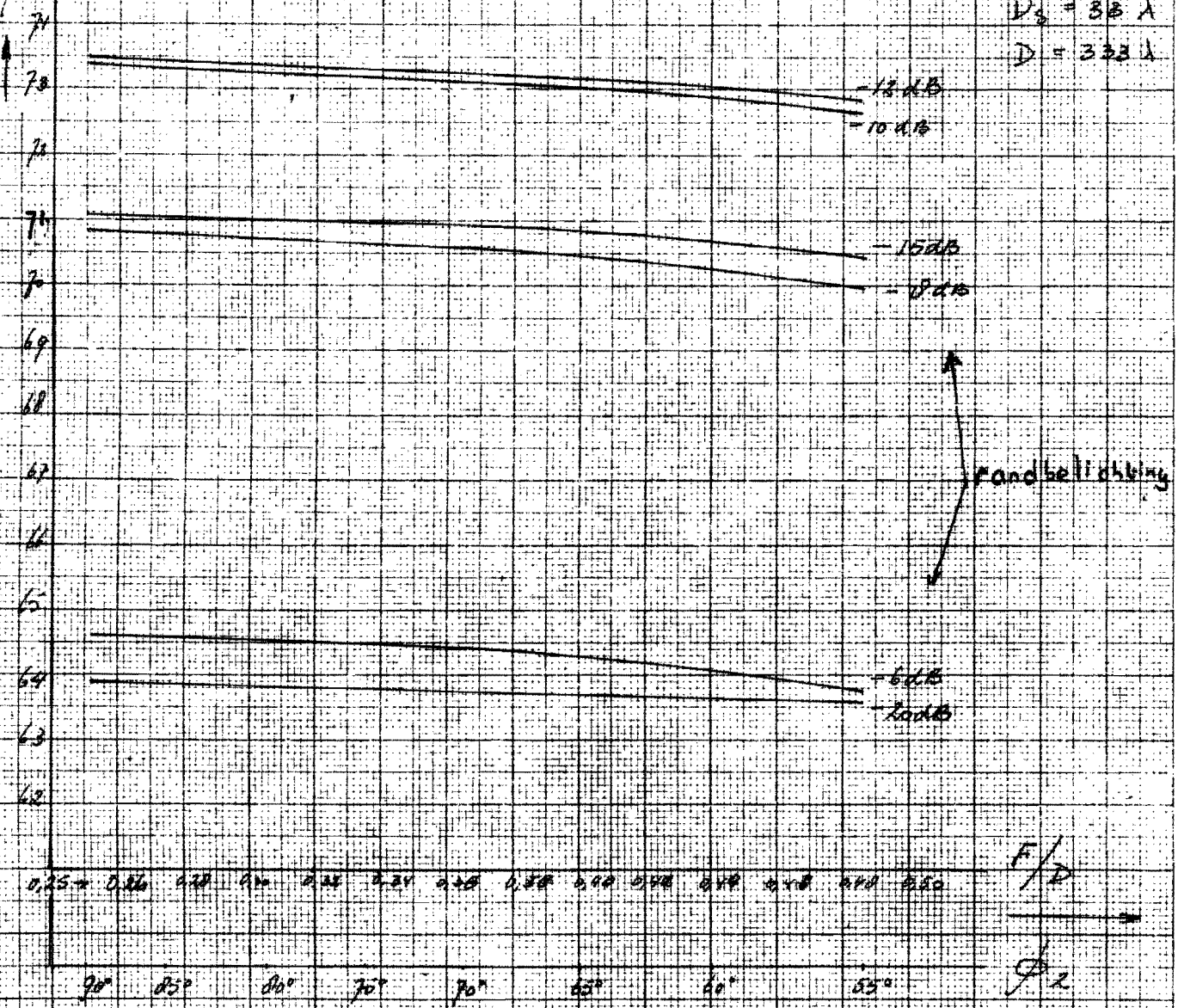


Fig. 3.16

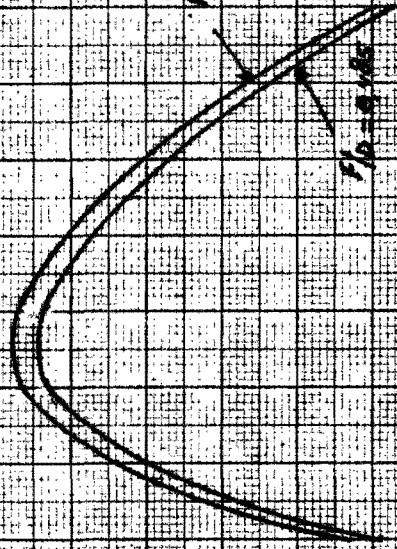
DE ANTENNEEFFICIENCY η_a ALS FUNCTIE VAN F/D MET DE RANDBELICHTING VAN DE SUBREFLECTOR ALS PARAMETER

BELICHTINGSFUNCTIE : $G_s(\theta) = 122 \cos^6 \theta$

CASSEGRAIN ANTENNES

$D_1 = 2.22 \lambda$

$D_2 = 2.22 \lambda$



→ dB AANDELIJNINGS

FIG 3.14 DE ANTENNE EFFICIENCY η_a ALS FUNCTIE VAN DE RAND AANDELIJNINGS VAN DE SUBREFLECTOR MET No ALS PARAMETER

BELICHTINGSFUNCTIE $g(\varphi) = \eta_a \cos^2 \varphi$
 BLOKTING EN DIRECTIE IN AANDELIJNINGS

CASSEGRAIN ANTENNES

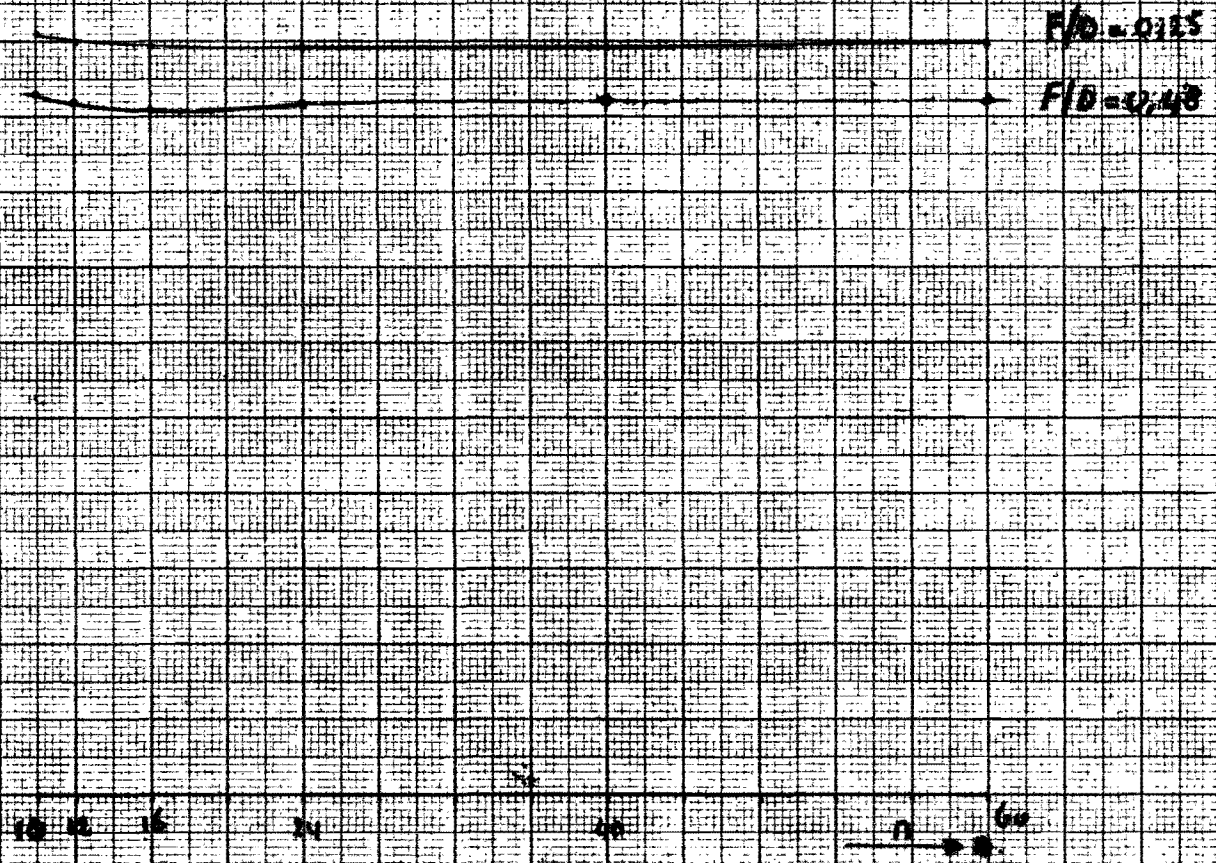


Fig 3.18 Het maximale rendement als functie van de
primaire belichtingsfunctie

$$g(\varphi) = 2(n+1) \cos^2 \varphi$$

Blakking in diffractie in rekening gebracht

Fig 3.18

$F/D = 0.33$

RANDBELICHTING - 10dB

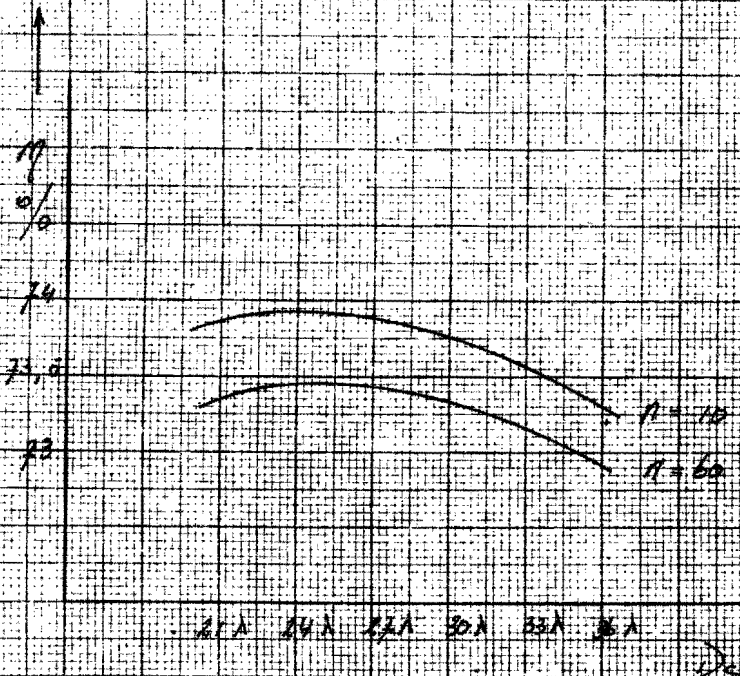


Fig 3.19 DE ANTENNE
EFFICIENCY AS FUNCTION
OF THE SURFACE-
AREA TO DIAMETER RATIO.

BELICHTINGSFUNCTIE $z(m/r)$ $\cos^2 \theta$ AS PARAMETER

3.7. De antenneruis.3.7.1. Inleiding:

Een antenne welke is opgesteld met het doel om in een frequentie-band Δf gecentreerd rond een centrale frequentie f_0 een bepaald signaal-vermogen te ontvangen, zal tevens in die frequentieband een ruisvermogen ontvangen. Over het algemeen is het mogelijk dat beschikbare ruisvermogen aan te geven volgens:

$$P_R = k \cdot T_A \cdot \Delta f \quad (3.59)$$

waarin k de konstante van Boltzmann is en T_A per definitie de antenne temperatuur. Deze werkwijze houdt dus in dat het beschikbare ruisvermogen aan de antenne klemmen gekarakteriseerd wordt door een getal T_A met dimensie $^{\circ}\text{K}$. Deze schrijfwijze is dus dezelfde als bij het bepalen van het beschikbare ruisvermogen van een weerstand met een bepaalde temperatuur $T^{\circ}\text{K}$. Daar meestal kleine frequentiebandjes Δf gebruikt worden zal de antenne temperatuur T_A konstant zijn binnen het beschouwde gebied, doch bij de specificatie van een antenne voor satelliet communicatie is het verloop van T_A over de band van (3700-4200) MHz wel van veel belang.

3.7.2. De antenne in een thermisch ruisveld.

Beschouw een antenne in vacuum met een effectief ontvangend oppervlak volgens $A(\theta, \varphi)$ welke omgeven is door een heet 100% absorberend oppervlak in het verre veld van de antenne met een temperatuur verdeling $T(\theta, \varphi)$. Het is mogelijk om het antenne ontvangend oppervlak $A(\theta, \varphi)$ te verdelen in infinitesimale stukjes dA_a en om het stralende hete oppervlak te verdelen in stukje dA_s met konstante temperatuur $T(\theta, \varphi)$. In figuur (3.20) is deze konstruktie aangegeven (lit.33).

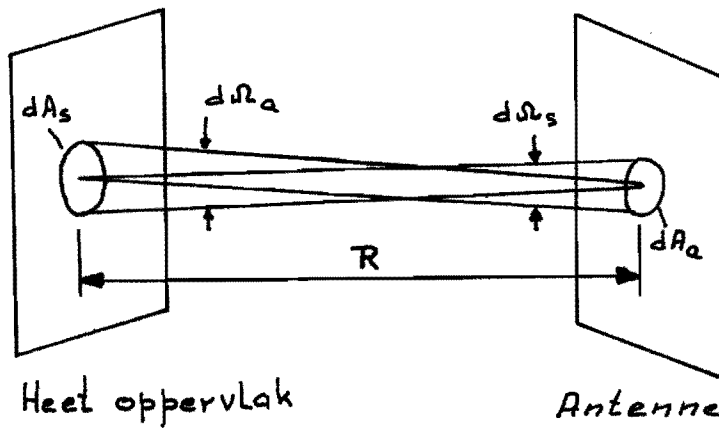


fig. 3.20 Antenne in een ruisveld.

Volgens de stralingswet van Planck zal het uitgestraalde ruisvermogen per eenheid van oppervlak met een temperatuur T in een steradiaal per Hz gelijk zijn aan:

$$W_s = \frac{2h \cdot f^3}{c^2 (\exp h \cdot f / kT - 1)} \text{ Watt / m}^2 \text{- steradiaal Hz. (3.60)}$$

met h = konstante van Planck; c = lichtsnelheid; k = konstante van Boltzman, f = frequentie.

Volgens de Rayleigh-Jeans benadering geldt ook wanneer $hf \ll kT$ de betrekking:

$$W_s = \frac{2kT(\theta, \varphi)}{\lambda^2} \quad (3.61)$$

bij $f = 4 \text{ GHz}$ en $T = 4^\circ \text{K}$ geldt deze benadering nog zeer goed. Voor het vermogen dat door dA_s uitgestraald wordt in een ruimtehoek $d\Omega$ per Hz geldt dat bij één polarisatie:

$$dW_s = \frac{kT(\theta, \varphi)}{\lambda^2} dA_s \cdot d\Omega_s \quad (\text{Watt/Hz}) \quad (3.62)$$

Het is nu vervolgens mogelijk door een geschikte keuze van de infinitesimale grootheden $d\Omega_a$, $d\Omega_s$, dA_s en dA_a , er voor te zorgen dat het vermogen dW_s dat in een ruimtehoek $d\Omega_s$ wordt uitgezonden weer wordt ontvangen door de antenne binnen de ruimtehoek $d\Omega_a$ met oppervlak dA_a . Daartoe moet gelden:

$$d\Omega_s = dA_a / R^2 \quad (3.63)$$

Hoewel dat hier niet strikt formeel bewezen wordt moet nu gelden:

$$dW_a = dW_s = \frac{kT(\theta, \varphi)}{\lambda^2} dA_a d\Omega_a \quad \text{Watt/Hz} \quad (3.64)$$

Voor het totaal door de antenne ontvangen ruisvermogen W_a in een frequentie-bandje Δf geldt dan:

$$W_a = \iiint_{\Delta f, 4\pi, A_a} \frac{kT(\theta, \varphi)}{\lambda^2} d\Omega_a dA_a df \quad (3.65)$$

Waarbij dan de integratie plaats vindt over het antenne oppervlak A_a , alle ruimtehoeken $d\Omega_a$ en de frequentieband Δf . Daar het mogelijk gebleken is de antenneruis aan te geven met een grootheid T_A kan nu ook geschreven worden

$$T_A = \iint_{4\pi, A_a} \frac{T(\theta, \varphi)}{\lambda^2} d\Omega_a dA_a \quad (3.66)$$

Na de integratie over A_a en substitutie van de bekende gelijkheid:

$$A(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi) \quad (3.67)$$

volgt nu:

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \int \zeta(\theta, \varphi) T(\theta, \varphi) d\Omega_a \quad (3.68)$$

3.7.3.1. De antenneruisttemperatuur:

Zoals reeds eerder ter sprake is gekomen kan de vermogens winst functie van een antenne beschreven worden volgens:

$$\zeta(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P_t / 4\pi} \quad (3.69)$$

waarbij $P(\theta, \varphi)$ het vermogen uitgestraald per steradiaal in de richting (θ, φ) en P_t het aan de verliesvrije gedachte antenne toegevoerde vermogen voorstelt. In dit geval is het gewenst om het vermogen te splitsen in twee volledig orthogonale componenten (Silver lit 16.p.90):

$$P(\theta, \varphi) = P_h(\theta, \varphi) + P_k(\theta, \varphi) \quad (3.70)$$

zodat onderscheid gemaakt kan worden tussen de vermogens in de hoofd en kruispolarisatie richting.

Vervolgens is het nodig om een genormaliseerde stralingsfunctie te introduceren volgens:

$$\zeta_n(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P(\theta, \varphi)} = \frac{\zeta(\theta, \varphi)}{\zeta(\theta, \varphi)} \quad (3.71)$$

met $P(0,0)$ het vermogen per steradiaal in de richting $(0,0)$ waarin dan de winst $G(0,0)$ van de antenne per definitie maximaal gekozen wordt. Ook kan nu geschreven worden:

$$G_n(\theta, \varphi) = G_{n.h.}(\theta, \varphi) + G_{n.k.}(\theta, \varphi) \quad (3.72)$$

zodat de genormaliseerde stralingsfunctie $G_n(\theta, \varphi)$ opgevat kan worden als de som van de genormaliseerde orthogonale stralingsfuncties $G_{n.h.}(\theta, \varphi)$ en $G_{n.k.}(\theta, \varphi)$ waarbij deze laatste twee functies dan gedefinieerd zijn volgens:

$$G_{n.h.}(\theta, \varphi) = \frac{P_h(\theta, \varphi)}{P_h(0,0) + P_k(0,0)} \quad (3.73)$$

en:

$$G_{n.k.}(\theta, \varphi) = \frac{P_k(\theta, \varphi)}{P_h(0,0) + P_k(0,0)} \quad (3.74)$$

Stel vervolgens dat de antenne omgeven is door een bol in het verre veld van de antenne met een absorptie coëfficiënt 1 en een temperatuur verdeling over de bol volgens $T_h(\theta, \varphi)$ en $T_k(\theta, \varphi)$; bovendien is de antenne in een vacuum opgesteld zodat nog geen aandacht besteed hoeft te worden aan atmosferische invloeden. Voor de antenneruistemperatuur geldt nu (3.68).

$$T_A = \frac{G(0,0)}{4\pi} \iint_{\theta=0}^{\pi} \iint_{\varphi=0}^{2\pi} [T_h(\theta, \varphi) \cdot G_{n.h.}(\theta, \varphi) + T_k(\theta, \varphi) G_{n.k.}(\theta, \varphi)] \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$$

Over het algemeen mag wel aangenomen worden dat de optredende ruisbronnen bij satellietcommunicatie een oriëntatie onafhankelijke ruistemperatuur bezitten zodat gesteld mag worden

$$T_h(\theta, \varphi) = T_k(\theta, \varphi) = T(\theta, \varphi) \quad (3.76)$$

Uitdrukking (3.68) laat zich dan vereenvoudigen tot:

$$T_A = \frac{G_0}{4\pi} \iint_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} T(\theta, \varphi) [G_{nh}(\theta, \varphi) + G_{nk}(\theta, \varphi)] \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (3.77)$$

Het antenneontwerp is er natuurlijk opgericht om de kruispolarisatie bijdragen in het antennediagram zo laag mogelijk te houden, doch de ruisbijdragen door dit deel van het diagram dienen toch wel in aanmerking genomen worden daar de antenntemperatuur is samengesteld uit een groot aantal, meest kleine bijdragen.

In het algemeen ziet men de formule verder vereenvoudigd, met verwaarlozing van de kruispolarisatie component $G_{nk}(\theta, \varphi)$ tot:

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \iint_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} T(\theta, \varphi) \cdot G(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (3.78)$$

De ruisbijdrage door de kruispolarisatie wordt op dezelfde manier berekend als die door de hoofdpolarisatie. Ook is het mogelijk de antenntemperatuur opgebouwd te denken als een som van een groot aantal discrete bijdragen, waarbij dan aangegeven moet kunnen worden hoeveel ruis uit een bepaalde ruimtehoek ontvangen wordt. Formule (3.78) kan ook geschreven worden als:

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} T(\theta, \varphi) \frac{P(\theta, \varphi)}{P_e/4\pi} \cdot d\Omega \quad (3.79)$$

of ook

$$T_A = \iint_{4\pi} T(\theta, \varphi) \{ P_n(\theta, \varphi) \, d\Omega \} \quad (3.80)$$

waarin $P_n(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P_e}$

Het is nu vaak mogelijk om een bepaalde ruimtehoek $\Delta \Omega$ aan te geven in de richting (θ, φ) waarin een bepaalde, binnen die

ruimtehoek konstante temperatuur $T_m(\theta, \varphi)$, wordt ervaren. Verder moet het uitgezonden vermogen $P(\theta, \varphi)$ binnen de ruimtehoek konstant zijn of moet een gemiddelde waarde $\overline{P(\theta, \varphi)}$ aangenomen worden.

De term $T_m(\theta, \varphi) \cdot \overline{P_n(\theta, \varphi)} d\Omega$ kan dan geschreven worden als

$$T_m(\theta, \varphi) \cdot \overline{P_n(\theta, \varphi)} \Delta\Omega(\theta, \varphi) \quad (3.81)$$

met $\overline{P_n(\theta, \varphi)}$ het gemiddelde genormaliseerde vermogen in $\Delta\Omega$. Deze kan opgevat worden als de bijdrage in de antenneruimte-temperatuur T_A afkomstig van een ruimtehoek $\Delta\Omega$ in de richting (θ, φ) . De term $\overline{P_n(\theta, \varphi)} \cdot \Delta\Omega(\theta, \varphi)$ kan ook opgevat worden als het gedeelte van het totaal uitgezonden vermogen binnen de ruimtehoek $\Delta\Omega$ in de richting (θ, φ) en wordt nu voorgesteld door de coëfficiënt α_i (lit 23).

Wordt de totale antenneruimte, zijnde 4π verdeelt in een aantal ruimtehoeken waarbinnen een gemiddelde temperatuur T_i gezien wordt dan kan de antenneruimte-temperatuur T_A geschreven worden als:

$$T_A = \sum_{i=1}^n \alpha_i T_i \quad (3.82)$$

Wordt bijvoorbeeld 1% van het antennevermogen gestraald in de richting van een 100% absorberend medium met een fysische temperatuur van 300°K dan is de deelbijdrage in de antenneruimte-temperatuur gelijk aan $0,01 \times 300^\circ\text{K} = 3^\circ\text{K}$.

Wellicht ten overvloede wordt nog vermeld dat geldt:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \alpha_i = 1$$

3.7.3.2. De ruisomgeving van de antenne:

Bij de berekening van de functie $T(\theta, \varphi)$ dus de ruistemperatuur in de richting (θ, φ) van de stralende omgeving van de antenne zal ~~steeds~~ worden aangenomen dat deze zich in het verre veld van de antenne bevindt. Om tot de functie $T(\theta, \varphi)$ te komen is het aantrekkelijk om gebruik te maken van een theoretisch antennemodel waarbij al het vermogen van de antenne uitgestraald gedacht wordt in een kleine ruimtehoek $\Delta \Omega$ waarbinnen de temperatuur $T(\theta, \varphi)$ als konstante mag worden beschouwd. Volgens de formule (3.82):

$$T_A = \sum_{i=1}^n \alpha_i T_i$$

geldt dan

$$T_A = T(\theta, \varphi) \quad (3.83)$$

daar $\alpha_i = 1$ en $n=1$

Er is dan slechts één bijdrage tot de ruistemperatuur van de antenne. Zolang de temperatuur $T(\theta, \varphi)$ konstant is binnen de ruimtehoek $\Delta \Omega$ zal ook de antennetemperatuur T_A konstant blijven en dus niet afhankelijk zijn van de winst van de antenne. Is deze theoretische antenne opgesteld in een vacuum zodat de atmosfeer geen invloed heeft, dan wordt alleen galactische ruis ontvangen (lit 30 en 37) welke een frequentie afhankelijke antennetemperatuur geeft volgens fig.3.21.

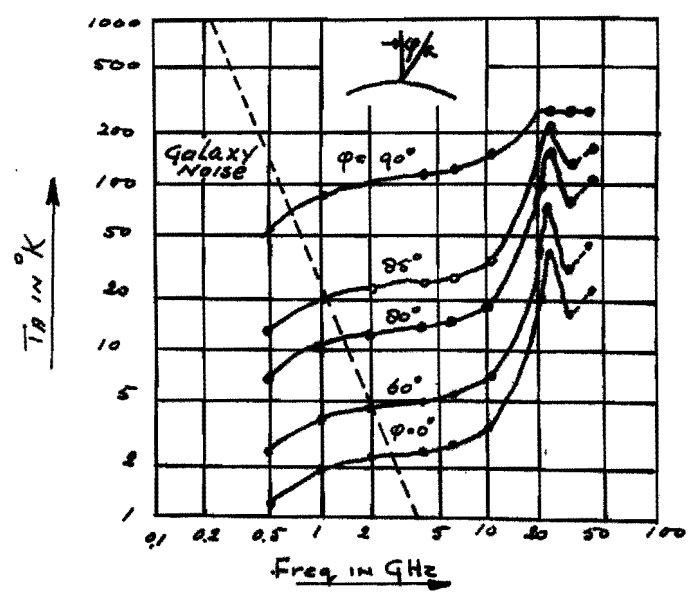


Fig. 3.21 Antenneruistemperatuur ten gevolge van zuurstof, waterdamp en galactische bijdragen. (lit 30)

In een recent artikel van Dicke, Peeble e.a. (Lit 38) wordt er evenwel op gewezen dat deze galactische bijdragen verhoogd moeten worden met ca. $3,5^\circ\text{K}$ tengevolge van een ruisbijdrage die veroorzaakt wordt door "cosmic blackbody radiation" door het uitdijen van het heelal.

Wanneer nu in het beschreven model het vacuum weer wordt vervangen door de atmosfeer blijkt dat absorptie optreedt door de aanwezige zuurstof en waterdamp. De atmosfeer blijkt dus op te treden als een verzwakkend element met een bepaalde fysische temperatuur en zal dus ook bijdragen in de ruistemperatuur T_A van de antenne. Om de atmosfeer toegankelijk te maken voor berekening van de verzwakking en ruistemperatuur is het model gekozen van de "International Standard Atmosphere". In figuur 3.22 is aangegeven hoe de diverse grootheden verlopen als functie van de hoogte. Voor de aarde is een bol genomen met een radiostraal van 8500 km.

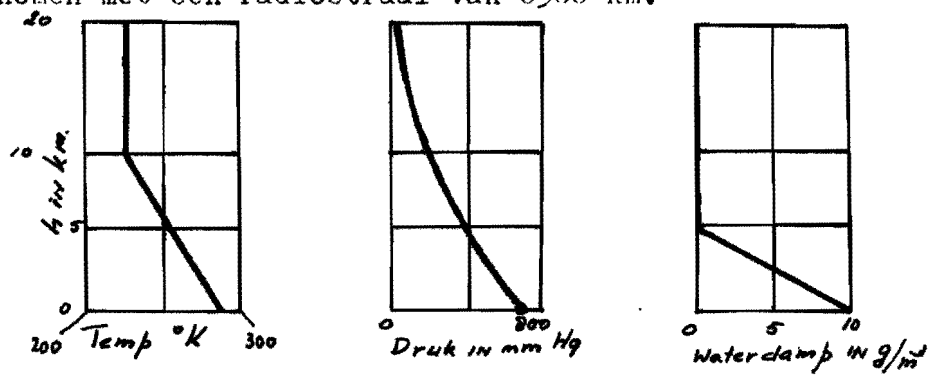


Fig. 3.22 model van de Standaard Atmosfeer.

Eigenlijk is het noodzakelijk om een beschrijving van de atmosfeer te geven ter plaatse van de antenne en daarna de berekening uit te voeren; doch daar bij vergelijking van de uitkomsten van de berekening aan de standaard atmosfeer en de echte atmosfeer, (lit 32) geen significante verschillen optreden kan volstaan worden met de standaard atmosfeer. De optredende absorptie coefficient α_z tengevolge van zuurstof treedt op door magnetische dipool resonantie op 60 GHz (lit 39). De berekende absorptie door dit effect alleen, geeft een frequentie onafhankelijk beeld te zien in het gebied van 1 - 10 GHz met sterke afhankelijkheid van de elevatie der antenne (lit 30).

De aanwezige waterdamp geeft twee typen absorptie te zien: $\alpha_w = \alpha_{w_1} + \alpha_{w_2}$. In de eerste plaats absorptie tengevolge van elektrische dipool resonantie op 22,5 GHz en ten tweede sterke waterdamp absorptie in het infrarode gebied met nog sterke invloed in het beschouwde gebied van 1-10 GHz. Wanneer de absorptie coëfficiënt $\alpha = \alpha_z + \alpha_w$ bekend is (lit 35 en 40) kan de antenne temperatuur berekend worden volgens: (lit 41)

$$T_A = \int_0^{\infty} \alpha T(r) \exp\left(-\int_0^r \alpha dr\right) dr$$

met r de hoogte boven het aardoppervlak en $T(r)$ de temperatuur ter plaatse r .

In figuur 3.21 is het resultaat van deze berekening uitgevoerd door D.C. Hogg (lit 30) aangegeven. Ook heeft hij berekeningen uitgevoerd met diverse concentraties waterdamp in de atmosfeer. In fig. 3.23 op blz. 348 zijn de resultaten van een literatuur onderzoek naar de diverse berekende en gemeten atmosferische ruistemperaturen bij 4 GHz aangegeven met bronvermelding.

Als gemiddelde waarde is hieruit een drietal functies te voorschijn gekomen welke de ruistemperatuur in een drietal gebieden zeer goed benadert.

Zo geldt in het gebied $0 < \theta < 87,5^\circ$ de functie: $T_A = \left(\frac{2,2}{\cos \theta} + 0,8\right)^\circ K$

in het gebied $87,5^\circ < \theta < 90^\circ$ de functie:
 $T_A = [290 - (90 - \theta) 95,5]^\circ K$

en van $90^\circ < \theta < 180^\circ$ de waarde: $T_A = 290^\circ K$

Ruistemperatuur T van een antenne als functie van de elevatiehoek volgens diverse publikaties.

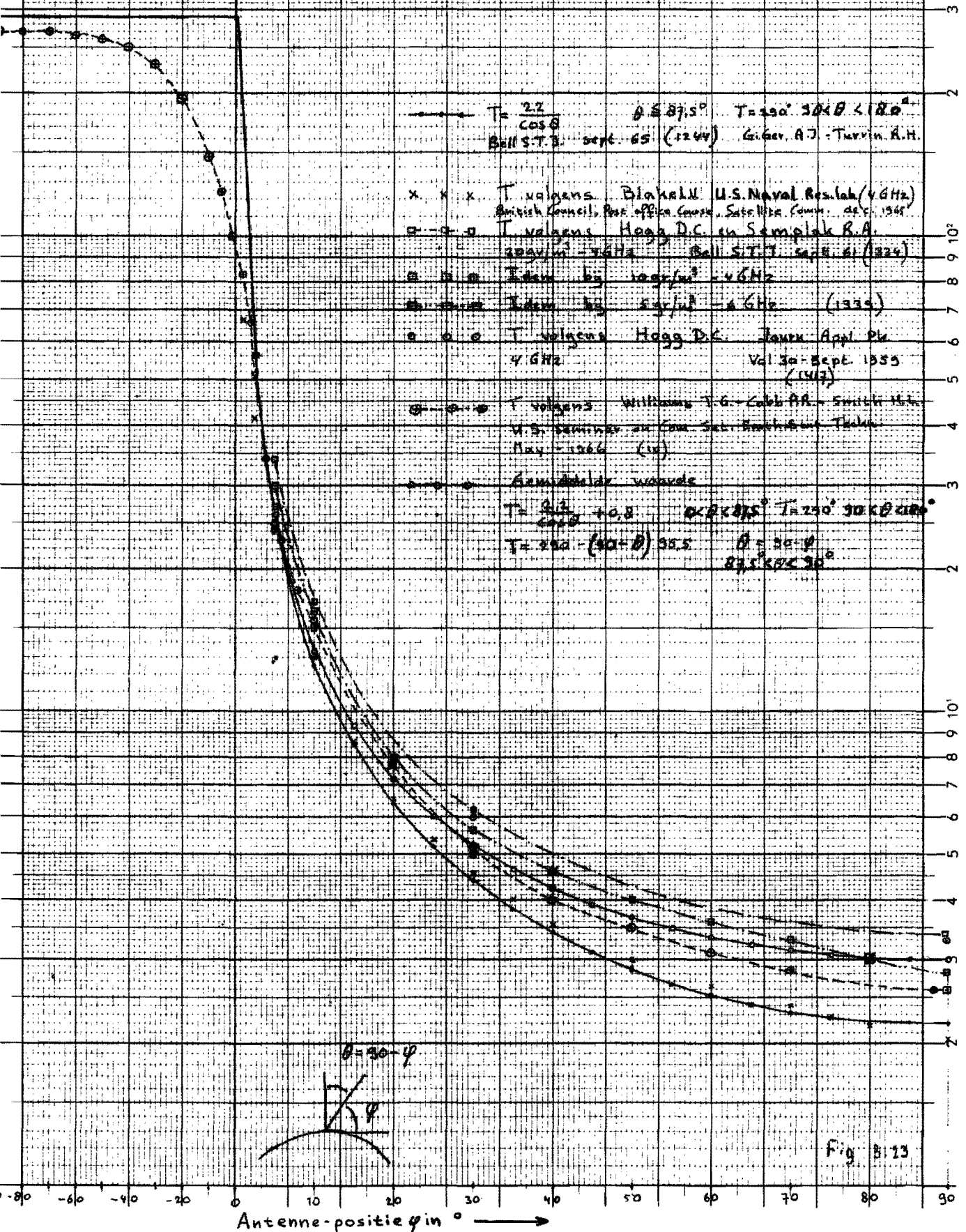


Fig. B.13

3.7.3.3. Invloed van het terrein op de omgevings ruistemperatuur:

Tot dusver is nagegaan wat de ruistemperatuur is van een theoretische antenne met alle vermogen uitgestraald in een smalle bundel $\Delta\Omega$ wanneer er alleen een absorberende omgeving om de antenne aanwezig is. In de praktijk zal het steeds zo zijn dat de aarde op zal treden als gedeeltelijke reflector van de opvallende straling. (zie fig.3.24) De aarde zal dan ook geen ruisbijdrage geven als een zwarte straler op $T_0 = 290^\circ\text{K}$ doch de bijdrage zal afhankelijk zijn van de Fresnel reflectiecoëfficiënt in het geval dat de aarde opgevat mag worden als een glad oppervlak.

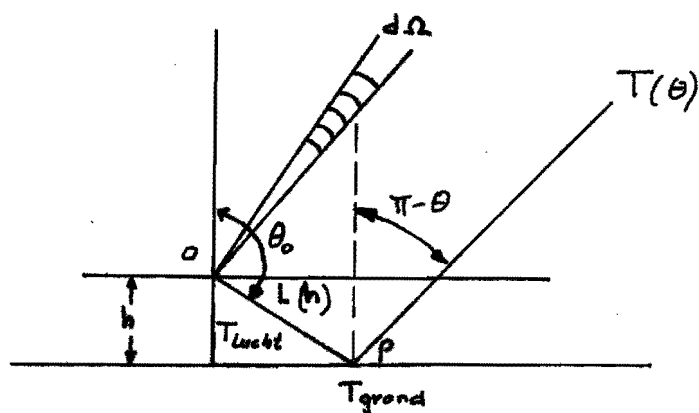


Fig. 3.24. Antenne boven een gedeeltelijke reflecterend glad oppervlak.

In dit model moet ook onderscheid gemaakt worden tussen de mogelijke polarisaties bij het bepalen van de reflectiecoëfficiënt R .

Moet de aarde opgevat worden als een ruw oppervlak dan is er sprake van een verstrooiing naar diverse kanten en kan de reflectie tegen de aarde niet meer eenvoudig beschreven worden door één coëfficiënt R in te voeren doch is het nodig een aantal scatter-coëfficiënten te definiëren. (lit 42) In de literatuur (42 en 43) is voor diverse gevallen de berekening uitgevoerd. Hieruit blijkt dat de zich aan de antenne voordoende ruistemperatuur afhankelijk is van de polarisatie en de terrein gesteldheid evenwel niet in die mate dat hiermee ter dege rekening gehouden dient te worden.

Wordt in het algemeen géén reflectie aangenomen dan is voor de ruistemperatuur de ongunstigste situatie aangenomen en kan bij een nadere inspectie van het antenne-terrein de ruistemperatuur alleen maar lager worden.

Voor de volledigheid is de formule gegeven zoals die is afgeleid in lit (42), voor het geval dat reflectie optreedt tegen een glad aardoppervlak met reflectie coëfficiënt R . Daar het model in fig. 3.24 rotatie symmetrie vertoont is het voldoende de temperatuur te karakteriseren met $T(\theta)$ welke ruistemperatuur gemeten zal worden met de ideale antenne in P. In P wordt het ruisvermogen gekarakteriseerd met $T(\theta)$, en volgens geometrische optica gereflecteerd naar punt O waar de beschouwde antenne staat opgesteld. Het gedeelte $|R|^2 T(\theta)$ wordt gereflecteerd naar de antenne in O. Daar tussen O en P nog absorptie optreedt volgens een coëfficiënt:

$$L(h) = \exp(-0.2303 \alpha h \sec \theta_0) \quad (3.88)$$

waarin h = hoogte van de antenne en

α = verzwakking/km (bij 4 GHz is $\alpha = 0,0058$ dB/km)

zal de optredende antenne temperatuur ten gevolge van de reflectie bij P gelijk zijn aan:

$$T_A' = |R|^2 T_\theta \cdot L(h) \quad (3.89)$$

Tengevolge van de straling van de gedeeltelijke absorberende aarde en door de absorptie in de atmosfeer tussen O en P treedt de volgende ruistemperatuur bijdrage op:

$$T_A'' = (1 - |R|^2) T_{\text{grond}} + (1 - L(h)) T_{\text{lucht}} \quad (3.90)$$

De totale antenne temperatuur wordt nu:

$$T_A = |R|^2 L(h) T_\theta + (1 - |R|^2) T_g + (1 - L(h)) T_L \quad (3.91)$$

3.7.4.1. Berekening van de antenne ruistemperatuur in het geval dat het stralingsdiagram van de antenne bekend is.

In hoofdstuk 3.7.2., is de volgende formule afgeleid voor de ruistemperatuur van de antenne:

$$(3.68) \quad T_{\theta} = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} G(\theta, \varphi) T'(\theta, \varphi) \cdot d\Omega$$

welke bruikbaar is wanneer de functies $G(\theta, \varphi)$ en $T'(\theta, \varphi)$ in gesloten vorm bekend zijn en in hoofdstuk 3.7.3.1.

$$(3.82) \quad T_{\theta} = \sum_{i=1}^n \alpha_i T_i$$

een vorm welke weer bruikbaar is voor numerieke integratie in die gevallen waarin bekend is welk gedeelte van het vermogen uitgestraald wordt in bepaalde ruimtehoeken, waarbij wel steeds bedacht moet worden dat:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \alpha_i = 1$$

Voor de functie $T(\theta, \varphi)$ worden nu steeds de analytische vormen gebruikt welke de temperaturen voor drie deelgebieden van de ruimte (θ, φ) beschreven zoals aangegeven in hoofdstuk 3.7.3.2. fig.3.23

3.7.4.2. Ruistemperatuur van een isotrope antenne.

Voor een isotrope antenne geldt $G(\theta, \varphi) = 1$
De ruistemperatuur van deze antenne is dan

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} T'(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} T'(\theta) \sin \theta \, d\theta \quad (3.92)$$

In hoofdstuk 3.7.3.2. werd voor T een gemiddelde waarde gevonden:

$$(3.85) \quad T = \left(\frac{2,2}{\cos \theta} + 0,8 \right) ^\circ \text{K} \quad \text{voor } 0 < \theta < 87,5^\circ$$

$$(3.86) \quad T = \left\{ 290 - (90 - \theta) 95,5 \right\} ^\circ \text{K} \quad \text{voor } 87,5^\circ < \theta < 90^\circ$$

$$(3.87) \quad T = 290^\circ \text{K} \quad \text{voor } 90^\circ < \theta < 180^\circ$$

Na enig rekenen vindt men dan:

$$T_A = 153,46^\circ \text{K} \quad \text{bij } 4 \text{ GHz.}$$

3.7.4.3. Ruistemperatuur van een isotrope antenne in één half-vlak.

Beschouw een antenne in de oorsprong van een x, y, z coördinatenstelsel met de antenne hoofdas langs de y-as. De antennewinst is alleen gedefinieerd rechts van het x-z-vlak en nul in de ruimte links van het x-y-vlak. De winst van de antenne is $G(\theta, \varphi) = 2$ voor

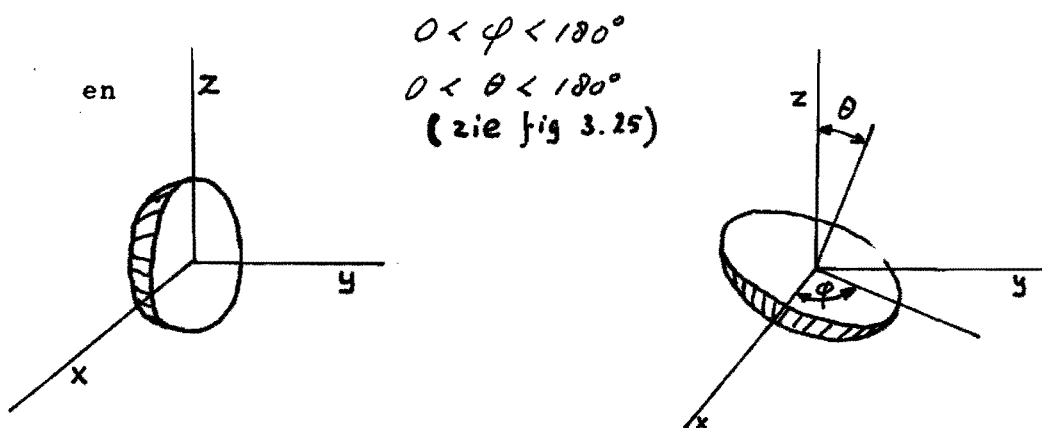


fig.3.25 Apertuur stralend
in één halfvlak

Fig.3.26 Isotrope halfvlak
straler met antenne hoofd-
as in de richting (θ, φ) .

De antennetemperatuur van deze antenne in de in fig. 3.25 getekende stand is eenvoudig te berekenen, zij is gelijk aan de berekende temperatuur van de isotrope straler uit 3.7.4.2. De antennewinst is weliswaar 2 in het halfvlak doch de integratie van φ strekt zich slechts over π rad uit. Voor een antennestand $\theta=0$ (de antenneas naar het zenith wijzend, is de integratie ook zonder moeite uit te voeren:

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} 2 T(\theta, \varphi) d\Omega = 16,92^\circ\text{K}$$

Vaak is het noodzakelijk om de antennetemperatuur te berekenen wanneer de antenneas in een richting (θ_0, φ_0) wijst. De algemene uitdrukking van de stand afhankelijke antennetemperatuur wordt dan:

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \iint T(\theta, \varphi) \cdot G(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0) d\Omega \quad (3.93)$$

Voor het beschouwde geval van de halfvlakstraler wordt de uitdrukking voor T_A de volgende:

$$T_A(\theta_0, \varphi_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{\theta_0}^{\pi - \theta_0} \int_{\varphi_0}^{\varphi_0 + \pi} 2 T(\theta, \varphi) d\Omega \quad (3.94)$$

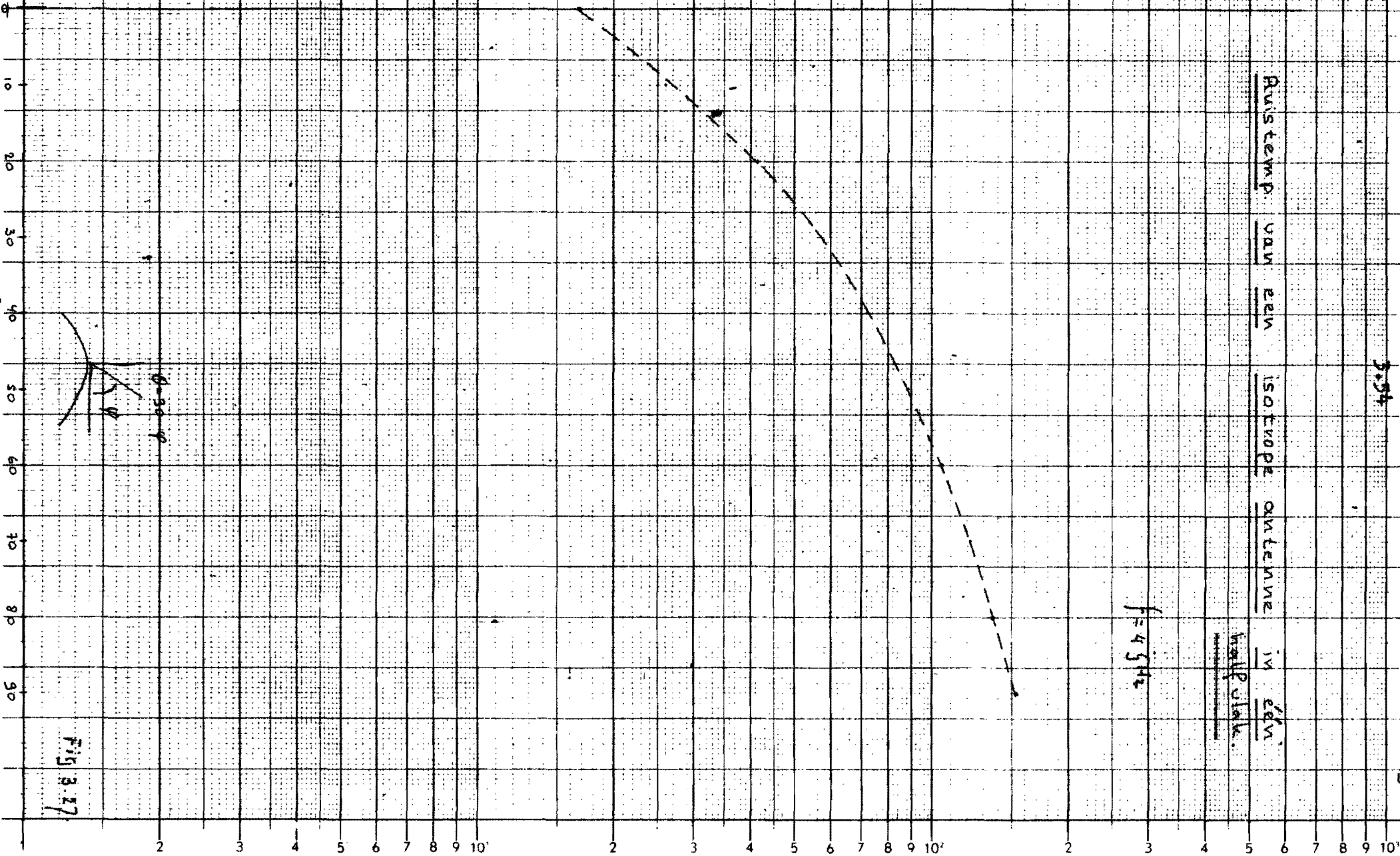
Met behulp van de boldriehoeksmeting vindt men voor φ_1 , de waarde

$$\varphi_1 = \arcsin(\operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \theta_0) \quad (3.95)$$

Op bladzijde 3.54 fig. 3.27 is de temperatuur T_A uitgezet als functie van hoek θ_0 .

Ruistemp. van de antenne in °K

Antenne positie φ in °



3.7.4.4. Ruistemperatuur van een antenne met stralingsdiagram $G(\theta, \varphi)$.

Is van een antenne het diagram $G(\theta, \varphi)$ bekend dan kan per geschikt gekozen ruimtehoek het gedeelte van het totaal toegevoerde vermogen (afgezien van de verliezen) dat in deze hoek wordt uitgezonden, worden bepaald volgens:

$$\alpha_i = \frac{\frac{1}{4\pi} \int_{\varphi_i}^{\varphi_{i+1}} \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} G(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi G(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi} \quad (3.96)$$

Meestal is het raadzaam en ook toegestaan in verband met de min of meer circulaire symmetrie van de diagrammen de integratiegrenzen van φ te nemen van $0 \rightarrow 2\pi$ rad., zodat geldt:

$$\alpha_i = \frac{2\pi}{4\pi} \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} G(\theta) \sin \theta \, d\theta \quad (3.97)$$

Daar de diagrammen meestal zeer grillig gevormd zijn is het niet mogelijk om $\alpha_i(\Omega)$ in gesloten vorm te berekenen. Een grafische integratie met een planimeter brengt hier vaak uitkomst. Het is dan noodzakelijk om een gewogen θ as te gebruiken volgens

$$\Delta' \theta = \sin \theta \, \Delta \theta$$

Als voorbeeld is in figuur (I-1) het diagram gegeven van het H-vlak van een conische hoornantenne waarvan men dat gedeelte van het totaal uitgezonden vermogen wil weten dat aanwezig is in een ruimtehoek opgespannen door de 10 dB punten van het gemeten diagram. Het diagram is overgetekend in fig. (I-2 en I-3) met gewogen θ -as en daarna geïntegreerd, waarna de gewenste grootte eenvoudig volgt (bijlage I).

In een artikel van Reed (lit.44) zijn de vermogens bijdragen α_i van een diagram $G(\theta, \varphi)$ als volgt ingedeeld:

α_1 , het gedeelte van het totale vermogen dat aanwezig is in de hoofdlus.

α_2 eerste zijlus; α_3 nabije zijlussen, α_4 voorwaartse spillover (alleen voor cassegrain systemen) α_5 verre zijlussen; α_6 achterwaartse spillover en α_7 zijlussen in achterwaartse richting.

Steeds moet natuurlijk gelden dat: $\sum_{i=1}^{i=7} \alpha_i = 1$

Alhoewel niet helemaal duidelijk is hoe de diverse ruimtehoeken precies gekozen moeten worden is de strekking van het betoog toch duidelijk. Is de vermogens inhoud van de zeven onderscheiden gebieden bekend door integratie (numeriek of met een planimeter) van het gemeten of berekende diagram, dan kan uit de figuren die Reed geeft de waarde:

$$T_i(\theta_o) = \alpha_i T_i \quad (3.98)$$

afgelezen worden.

Sommatie $\sum_{i=1}^{i=7} T_i(\theta_o)$ geeft dan de antennetemperatuur $T_A(\theta_o)$

Ter illustratie is het voorbeeld dat Reed geeft nog eens in tabelvorm weergegeven.

		$\theta_o = 85^\circ$	$\theta_o = 70^\circ$	$\theta_o = 45^\circ$
1. Main Lobe	80%	23,8°K	6,2°K	2,7°K
2. First order sidelobes	5	1,4	0,4	0,2
3. Near sidelobes	1	0,7	0,1	--
4. Hyperbolic spillover	10	10,5	1,2	0,3
5. Far sidelobes	2	2,8	2,6	2,0
6. Parabolic spillover	1,5	2,2	2,4	3,0
7. Backlobes	0,5	0,7	1,0	1,3
Total	100%	42,1°K	13,9°K	9,5°K
4 GHz Antenna temp. $t(\theta_o)$		42,1°K	13,9°K	0,5°K

3.7.5. Berekening van de antenne ruistemperatuur in het geval dat het stralingsdiagram van de antenne niet volledig bekend is.

3.7.5.1. Inleiding:

Vaak wil men de antennetemperatuur berekenen zonder dat een gemeten diagram ter beschikking staat en meestal is het bij complexe antennes met reflectoren niet mogelijk om exact het diagram te berekenen. Ook nu is het mogelijk te komen tot een splitsing van vermogens welke dan uitgezonden worden in bepaalde discrete ruimtehoeken. Het is echter niet zo dat direkt bij de ruimtehoek Ω_i één coëfficiënt α_i kan worden bepaald; doch de coëfficiënt α_i wordt opgebouwd gedacht uit een aantal deel bijdragen $\beta_{1i} + \beta_{2i} + \dots + \beta_{mi}$ zodat nu geldt:

$$T_A = \sum_{i=1}^n T_i \sum_{j=1}^m \beta_{ji} \quad (3.99)$$

Om de gedachten te bepalen kan men zich voorstellen dat in één bepaalde ruimtehoek vermogens bijdragen voorkomen ten gevolge van spillover langs een subreflector, diffractie van de rand en achteruitstraling van de belichter welke gereflecteerd is door de hoofdreflector. Door de formule voor T_A iets anders te rangschikken krijgt men:

$$T_A = \sum_{i=1}^n T_i \beta_{1i} + \sum_{i=1}^n T_i \beta_{2i} + \dots + \sum_{i=1}^n T_i \beta_{mi} \quad (3.100)$$

of ook

$$T_A = \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n T_i \beta_{ji} \quad (3.101)$$

Dit heeft tot gevolg dat eerst per geschikt gekozen ruimtehoek de ruisbijdrage wordt bepaald ten gevolge van één bepaalde oorzaak (bijv. de spillover) waarna sommatie plaats vindt over alle ruimtehoeken waarin die bepaalde oorzaak een ruisbijdrage geeft.

Zo is het dus mogelijk om ten naaste bij de ruisbijdrage in een antennesysteem te berekenen ten gevolge van een groot aantal oorzaken. Deze methode is niet zonder gevaar toepasbaar daar bij het bepalen van een resulterend stralingsdiagram wanneer verschillende stralers werkzaam zijn, steeds de veldsterktes opgeteld moeten worden. (Silver 1.101). Door de kwadratering ontstaat het vermogens stralingsdiagram waarbij dan producttermen ontstaan van de diverse werkzame stralingsdiagrammen. Daar evenwel de stralende vlakken binnen een parabool vele golflengten uit elkaar liggen zullen binnen een ruimtehoek $\Delta\Omega$ vele fase wisselingen optreden bij het bepalen van het totale diagram in die ruimtehoek $\Delta\Omega$.

Het gemiddelde vermogen binnen een geschikt gekozen ruimtehoek (let op punten van stationaire fase) zal dan gelijk zijn aan de som van de vermogens welke de diverse stralers in die ruimtehoek uitzenden.

7.5.2. Het gebruikte rekenmodel voor de bepaling van de ruistemperatuur.

In fig. 3.28 is een dubbel reflector antenne getekend waarvan de ruistemperatuur berekend zal worden.

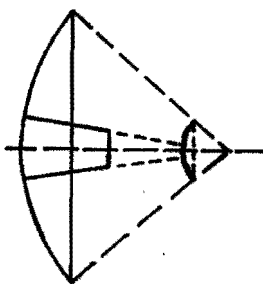


fig. 3.28. Dubbelreflector antenne als model voor de berekening van de antenne ruistemperatuur.

Het is mogelijk om een aantal onderdelen van de antenne te onderscheiden welke in het vervolg gebruikt zullen worden.

1e. De primaire belichter met primairstralingsdiagram. $G_b(\theta, \varphi)$.

Het is mogelijk om onderscheid te maken tussen een theoretisch diagram en een diagram dat gemeten is van een bestaande belichter. Het theoretische diagram kan verkregen worden door een functie $G_b(\theta, \varphi)$ aan te nemen, of door uit te gaan van een model van een belichter en dan het diagram te berekenen.

2e. Het belichtingssysteem: hieronder wordt per definitie verstaan de

belichter en de primaire (kleine) reflector . De vorm van deze reflector hoeft in het algemeen niet gedefinieerd te zijn en kan parabolisch, hyperbolisch, elliptisch of een aan de belichter aangepaste vorm bezitten. Het stralingsdiagram wordt aangeduid met $G_{bs}(\theta, \varphi)$.

- 3e. Het antennesysteem met secundair stralingsdiagram $G(\theta, \varphi)$. Hieronder wordt dan verstaan het geheel van belichter, subreflector en secundaire of hoofdreflector.

3.7.5.3. Het stralingsdiagram van de belichter.

In fig. 3.29 is het stralingsdiagram van de belichter aangegeven:

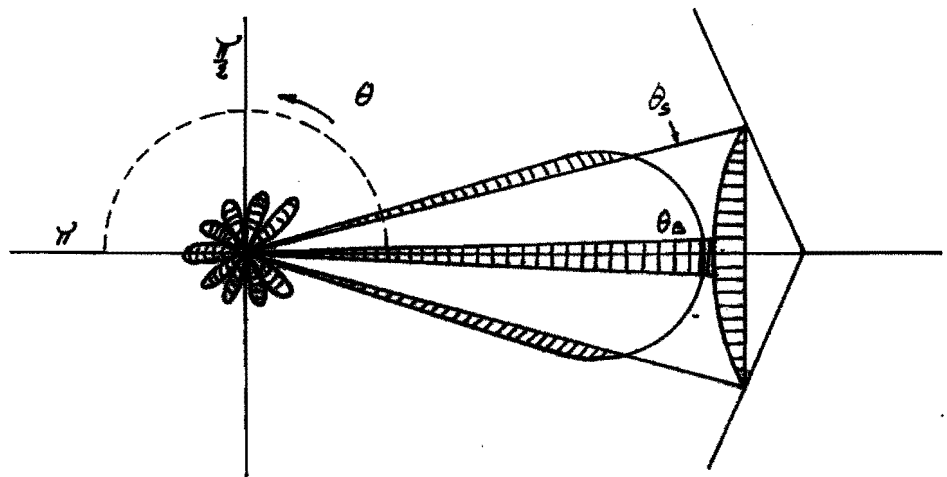


fig. 3.29. Het diagram van de belichter.

Wordt het vermogens stralingsdiagram voorgesteld door $G_b(\theta, \varphi)$ dan kan in het algemeen het vermogen dat uitgezonden wordt in een ruimtehoek $\Delta\Omega = \int_{\Delta\Omega} d\Omega = \int_{\theta_1, \varphi_1}^{\theta_2, \varphi_2} \sin\theta d\theta d\varphi$ bepaald worden volgens:

$$dP(\Omega) = \frac{P_e}{4\pi} \int_{\theta_1, \varphi_1}^{\theta_2, \varphi_2} G_b(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3.102)$$

Deze bewerking kan numeriek, grafisch of met normale integratie met gesloten vormen uitgevoerd worden (bijlage I).

Het stralingsdiagram van een gemeten of theoretische belichter wordt nu ingedeeld in 5 circulair symmetrische ruimtehoeken, wanneer wordt aangenomen dat het diagram $G_b(\theta, \varphi)$ ook circulair symmetrisch is.

- 1e. Het gedeelte van het vermogen dat door blokkering der subreflector verloren gaat door scattering tegen de belichter en de belichter-ondersteuning:

$$P_{MB} = \frac{2\pi}{4\pi} \int_0^{\theta_0} G(\theta) \sin \theta d\theta \quad (3.103)$$

- 2e. Het gedeelte van het vermogen dat effectief op de subreflector werkzaam is en geometrisch optisch gezien op de hoofdreflector valt.

$$P_{sub} = \frac{1}{2} \int_{\theta_0}^{\theta_3} G(\theta) \sin \theta d\theta \quad (3.104)$$

- 3e. Het gedeelte van het vermogen dat als "spillover" langs de subreflector gestraald wordt:

$$P_{spill} = \frac{1}{2} \int_{\theta_3}^{\frac{\pi}{2}} G(\theta) \sin \theta d\theta \quad (3.105)$$

- 4e. Het gedeelte van het vermogen dat door de belichter in achterwaartse richting gestraald wordt:

$$P_{M}^{Rachter} = \frac{1}{2} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} G(\theta) \sin \theta d\theta \quad (3.106)$$

- 5e. Het gedeelte van het vermogen dat door de belichter in de kruispolarisatiemodus wordt uitgezonden:

$$P_{\eta}^{kruis} = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} G_k(\theta, \varphi) d\Omega \quad (3.107)$$

Voor een theoretisch diagram volgens:

$$G(\theta) = \varepsilon(n+1) \cos^n \theta \quad (3.108)$$

is de integratie eenvoudig uit te voeren daar;

$$\Delta P(\Delta\Omega) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Delta\Omega} \varepsilon(n+1) \cos^n \theta \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$$

$$\Delta P(\Delta\theta) = - \cos^{n+1} \theta \Big|_{\Delta\theta} \quad (3.109)$$

In figuur 3.30 en 3.31 op bld. 3.62 en 3.63 is het spilloverpercentage aangegeven als functie van de randbelichting der subreflector en de waarde n , welke de vorm van het diagram bepaalt. Voor het bepalen van het spilloverpercentage bij een gemeten stralingsdiagram wordt naar bijlage I verwezen.

3.7.5.4. Het belichtersysteem:

3.7.5.4.1. De subreflector met ideale belichter.

In figuur 3.32 is een subreflector met ideale belichter getekend zoals die gebruikt is door Rusch (lit.18) bij het berekenen van stralingsdiagram van de subreflector.

Spillover perden tige als functie van de randbelichting met de exponent n en de hoek ϕ_i

als parameter.

ϕ_i

- 21°
- 26°
- 30°
- 34°
- 40°

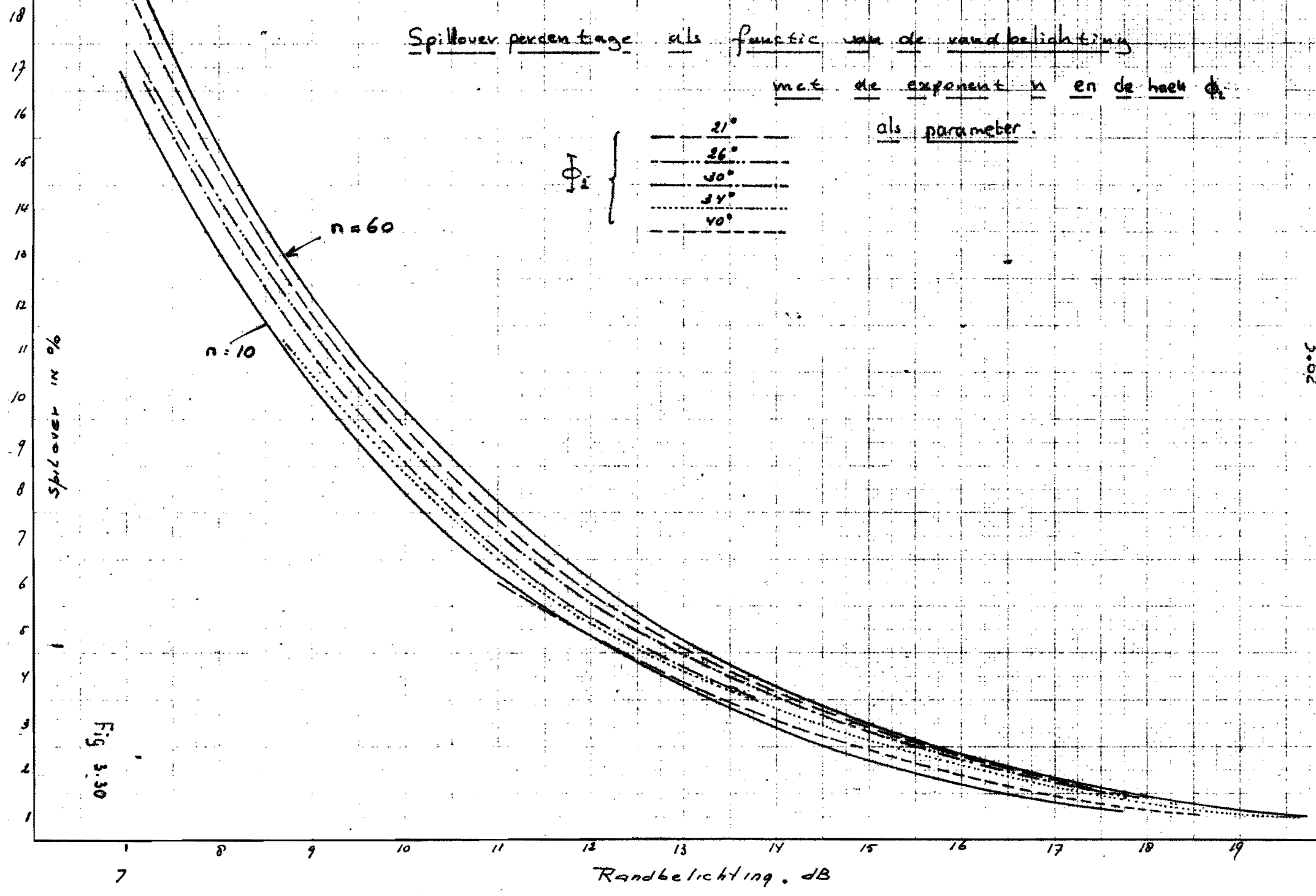


Fig. 3.30

3.63

Figuur 3.31
Randbelichting als functie van de
exponent n met de
spillover als parameter

Belichtingsfunctie $S_n = 2(n+1)\cos^2 \varphi$

Randbelichting in dB.

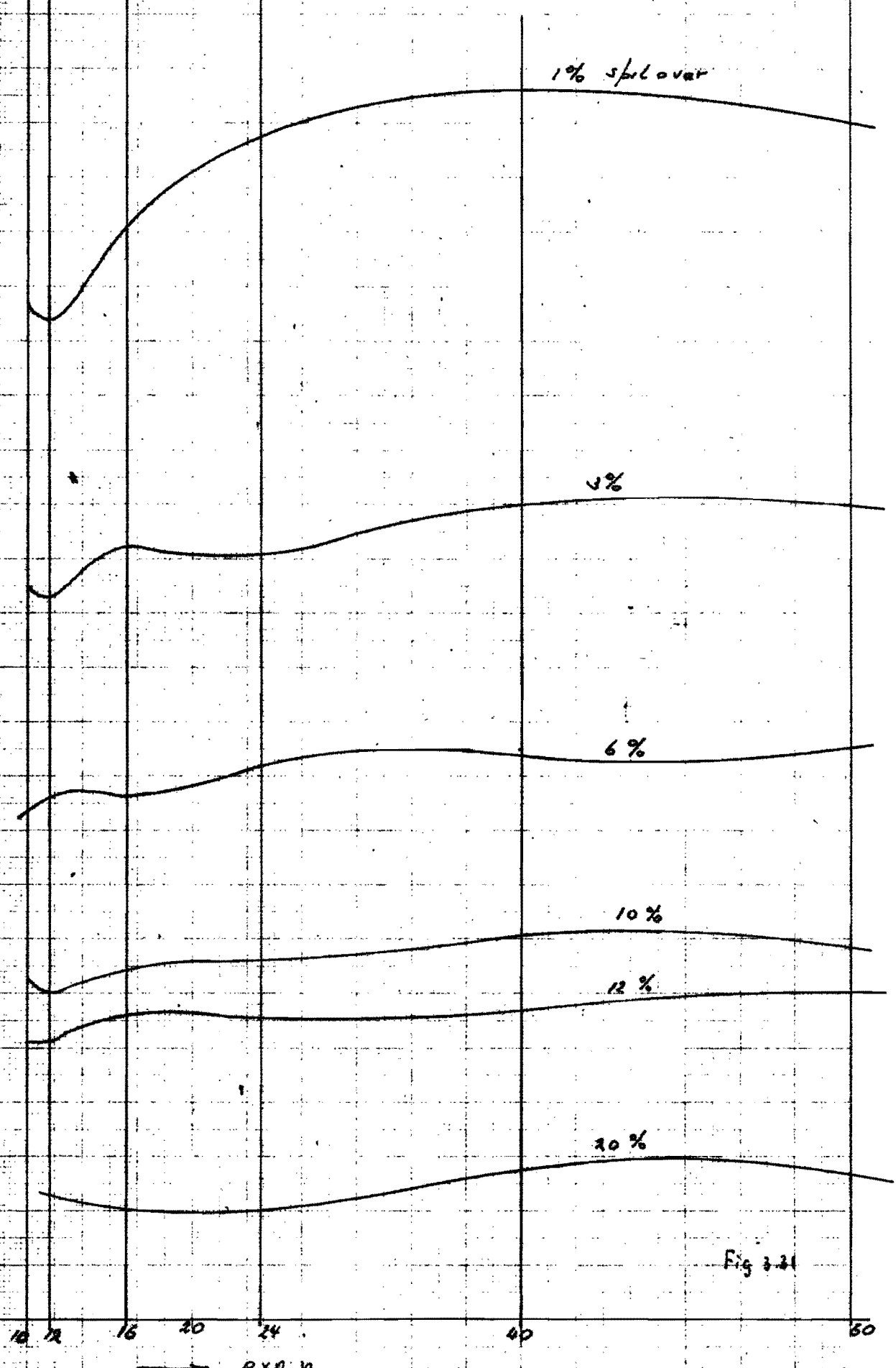


Fig 3.31

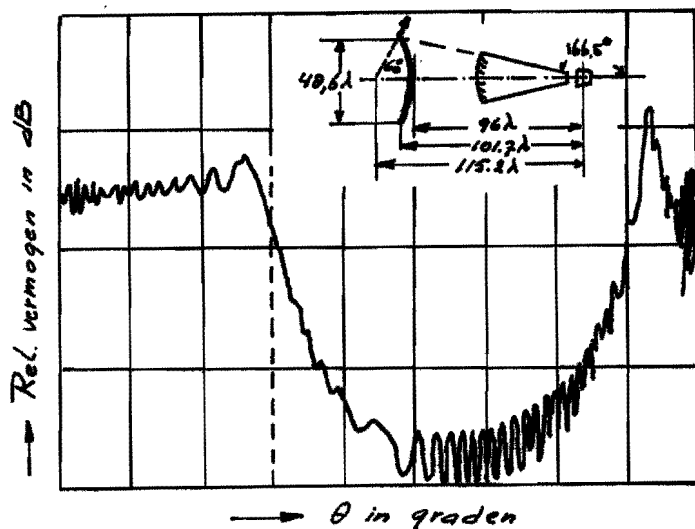


fig.3.32 Stralingsdiagram van een subreflector met ideale belichter. (lit.18)

De berekeningen toonden aan dat, terwijl geometrisch optisch al het vermogen van de belichter binnen een ruimtehoek ψ zou moeten vallen, er toch nog 21% van het vermogen door diffractie effecten aan de rand wordt verstrooid.

De diameter van deze subreflector bedroeg $\approx 50\lambda$.

Rusch geeft een aantal figuren welke zeer bruikbaar zijn voor het bepalen van het percentage vermogen dat door diffractie verloren gaat. Omdat het berekenen van het stralingsdiagram met de stroom integratie methode een computer programma vereist en de gewenste gegevens grotendeels ook op een iets andere manier berekend kunnen worden is in verband met tijdgebrek voorlopig afgezien van het stroom integratie principe. De diffractie effecten kunnen benaderd berekend worden met behulp van het principe dat stationaire fase (lit 5) zoals is aangegeven in hoofdstuk 3.4. Een andere methode om bij benadering iets over de rand diffractie te weten te komen is door Potter (lit 19) geïntroduceerd. Hij verdeelt de subreflector in rotatie symmetrische ringen, die dan een deel van een conus vormen. Door nu per ring een uniforme belichting aan te nemen kan het stralingsdiagram berekend worden. Het vermogen dat door diffractie verloren gaat laat zich als volgt berekenen uit het diagram dat verkregen is met behulp van het principe der stationaire fase: $P_{diff} = P_1 - P_2$

$$\frac{P_1}{P_{tot}} = \frac{1}{2} \int_{\phi_d}^{\phi_s} G(\phi_s) \sin \phi_s d\phi_s \quad (3.110)$$

met

$$\frac{P_2}{P_{tot}} = \frac{1}{2} \int_{\phi_d}^{\phi_s} G(\phi_s) e^{-2j(\phi_s - \phi_d)} \sin \phi_s d\phi_s \quad (3.111)$$

Met behulp van de computer is dit vermogenspercentage berekend en het resultaat is aangegeven in figuur (3.33) op blz. 3.66 voor cosinus-vormige stralingsdiagrammen als functie van de rand belichting en met F/D als parameter.

CASSEGRAIN ANTENNES

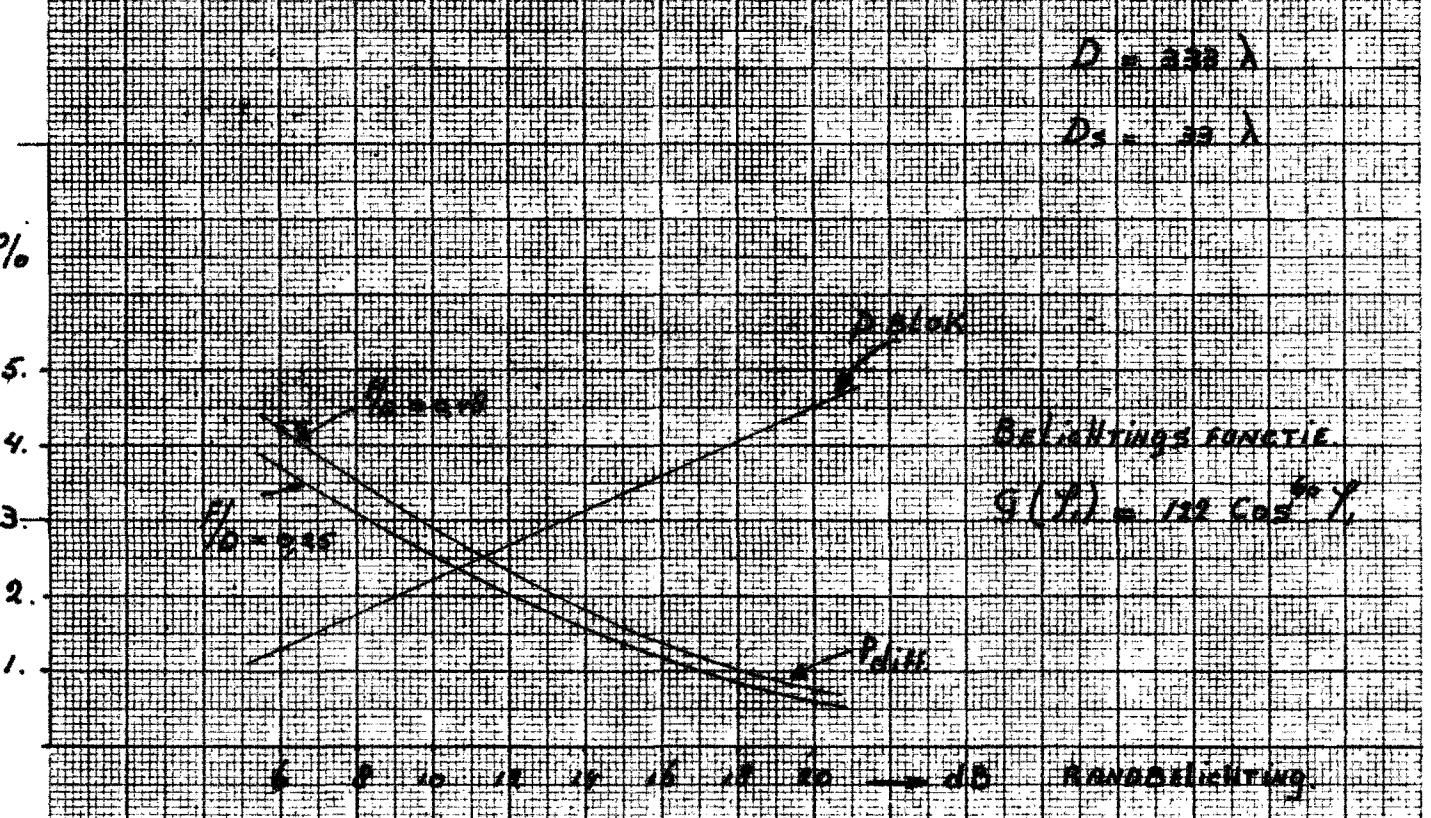


Fig 3.13 VERMOGEN DAT DOOR BLOKKERING EN DIFFRACTIE
VERLOREN GAAT ALS FUNCTIE VAN DE RANDBELIETING.

Als bezwaar tegen deze methode is aan te voeren dat nu niet bekend is in welke richtingen dat vermogen verstrooid wordt. Evenwel aan de hand van de gedane metingen (hoofdstuk 5) en de resultaten van Rusch (lit.18) is hierover toch wel een zinvolle uitspraak te doen. Het is evenwel de bedoeling dit computer programma spoedig ter beschikking te hebben.

7.5.4.2. De subreflector met werkelijke belichter.

In dit geval gelden dezelfde opmerkingen als in 3.7.5.4.1. met dien verstande dat nu het subreflector stralingsdiagram aangevuld wordt met bijdragen van de achteruitstraling en de spillover van de belichter. Volgens 3.4.1. is het nu ook mogelijk om in één bepaalde ruimtehoek de vermogens bijdragen op te tellen van de achterstraling, de diffractie, de spillover en de kruispolarisatie, zonder een uitspraak te doen over het resulterende stralingsdiagram.

Conclusie: Uit de berekeningen is gebleken dat bij rotatie symmetrische dubbelreflectorsystemen de problemen met betrekking tot het niet ontvangen van grondruis zich toespitsen op de "spillover" langs de subreflector en het door diffractie aan de rand van de subreflector verstrooide vermogen. Dit is ook één van de hoofdoorzaken van de goede resultaten welke bereikt zijn met de antenne "Raisting I" omdat de gemiddelde randbelichting daar ca. -20dB bedraagt. Toch is het percentagevermogen dat daar door diffractie en spillover verloren gaat nog 5% (lit.6). De antenne eff. is echter laag. Mogelijkheden om een hoge **apertuur** eff. te krijgen met tegelijk een lage randbelichting van de subreflector zijn aanwezig bij de z.g. gemodificeerde cassegrain antenne. (Hfd.6)

7.5.5. De hoofdreflector:

De hoofdreflector wordt belicht met het gedeelte van het vermogen dat aanwezig is in de antenne openingsruimte hoek Θ max van het belichtersysteem. (fig.3.3.4.)

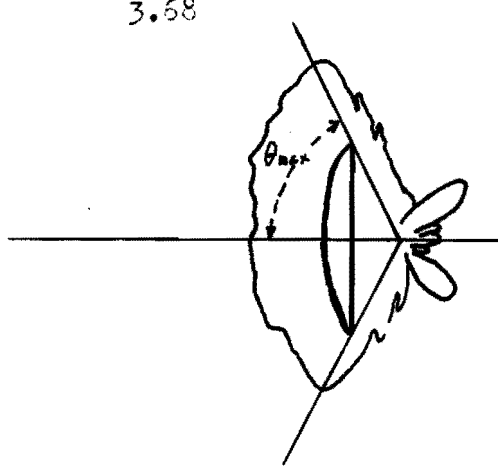


fig. 3.3.4. Stralingsdiagram van het belichtersysteem.

Met behulp van het stroomintegratie methode (lit.47) is het mogelijk om het stralingsdiagram te berekenen van enkel de hoofdreflector, zonder de blokkerings effecten in rekening te brengen. Het diagram in de buurt van de hoofdbundel kan ook berekend worden met de apertuurmethode en tevens is het bij beide methodes weer mogelijk de vermogens verdeling over de diverse ruimtehoeken te berekenen. (Lit.25 en 26) Bij uniforme belichting blijkt dat 95% van het aan de reflector toegevoegde vermogen geconcentreerd wordt binnen hoeken van 5° gerekend vanaf de centrale as van de antenne. Met behulp van het principe der stationaire fase (hoofdstuk 3.4) kan weer een schatting gemaakt worden van het vermogenspercentage dat door diffractie aan de rand van de hoofdreflector verloren gaat. Ook hier is het toch wel van belang in verband met de ruimtelijke verdeling van het vermogen om het stroomintegratie computer programma ter beschikking te hebben.

5.6. De geblokkeerde hoofdreflector.

Ten gevolge van de blokkering zal minder vermogen aan de hoofdreflector toegevoerd worden (hoofdstuk 3.5.2.). Dit heeft tengevolge dat vermogen uit de hoofdbundel gespreid zal worden naar nabije zijlussen (lit.24). Door de subreflector groot te maken zullen de z.g. blokkeringszijlussen optreden in de buurt van de hoofdlus zodat de toename in de ruistemperatuur zeer gering zal zijn. Wel zal het verstrooide blokkeringsvermogen P_B (hoofdstuk 3.5.1.) ruishijdragen geven welke aanzienlijk kunnen zijn. (zie 3.5.5.). Het dient dan ook aanbeveling om het vermogen P_B te spreiden over de apertuur door middel van een aangepaste subreflector. In het ontwerp van Frankrijk II is dit principe ook toegepast door de uithouders aan te brengen op plaatsen met lagere veldsterkte.

Door Davidson (lit.1) is een formule gegeven om de toename in ruistemperatuur te berekenen ten gevolge van het vermogen dat verstrooid wordt door de uithouders.

3.7.5.7. Invloed van de oppervlakte onnauwkeurigheid op de ruistemperatuur.

Shin heeft aangetoond (lit.40) dat bij een winst reductie van 0,2 dB ten gevolge van oppervlakte onnauwkeurigheden er 4,5% van de vermogens inhoud van de hoofdlus gespreid gaat worden naar de nabije zijlussen van het stralingsdiagram zodat de toename van de ruistemperatuur gering zal zijn. Ook Dragone en Hogg hebben zich met dit probleem bezig gehouden (lit.45) en berekenen het gemiddelde zijlusniveau tengevolge van deze oppervlakte fouten.

3.4.5.8. Kort overzicht van de methode om de ruistemperatuur te berekenen uit een aantal deelbijdragen.

Uit voorgaande beschouwingen is duidelijk geworden dat de antenne ruistemperatuur opgebouwd gedacht kan worden uit de volgende bijdragen welke uit diverse ruimtehoeken afkomstig zijn:

1e. ruisbijdragen van de belichter:

$$T_{\text{belichter}} = T_{k1} + T_a + T_{sp} \quad (3.113)$$

waarin dan T_{k1} = bijdrage door kruispolarisatie,

T_a = bijdrage door achteruitstraling,

T_{sp} = bijdrage door spillover.

Subreflector.

2e. Ruisbijdragen van de subreflector met ophanging

$$T_{\text{sub.}} = T_{\text{verst.}} + T_{B1} + T_{B2} + T_{K2} \quad (3.114)$$

Waarin $T_{\text{verst.}}$ de ruisbijdrage is door dat diffractie aan de rand optreedt van de subreflector.

T_{B1} is die bijdrage in de temperatuur die ontstaat doordat verstrooiing optreedt van het subreflector blokkeringsvermogen P_{B1} tegen de belichter ophanging.

T_{B2} is die bijdrage in de temperatuur die ontstaat doordat verstrooiing optreedt van het uithouders-blokkeringsvermogen P_{B2} tegen de uithouders.

T_{K2} is de ruisbijdrage door kruispolarisatie effecten door de subreflector. Ter toelichting kan nog het volgende dienen:

Bij een bekend subreflector diagram (berekend of gemeten) kan met de aangegeven methode (3.7.4.4.) de ruisbijdragen door diffractie berekend worden voor dat gedeelte van het vermogen dat valt buiten de openingshoek θ max.(fig.3.34) van de parabool.

Wordt gebruik gemaakt van het principe der stationnaire fase dan wordt een isotrope uitstraling in één halfvlak verondersteld en kan gebruik gemaakt worden van de berekeningen in 3.7.4.3. Een isotrope uitstraling in één halfvlak van de blokkeringsvermogens en de achteruitstraling kan met een goede benadering ook worden aangehouden. Het eenvoudigst verloopt de berekening voor een antennestand evenwijdig aan de horizon. Voor de ruistemperatuur bij een elevatie van bijv. 10° (de stand waarbij de F.T.T. de antenne specificieerd) kan van figuur (3.27) gebruik gemaakt worden.

Opmerking:

Bij de toepassing van de voorgestelde spreiding van het blokkeringsvermogen P_B is de bijdrage van dit deel van het vermogen in de ruistemperatuur niet aanwezig.

3e. Hoofdreflector:

Ruisbijdragen door het gedeelte van het uitgezonden vermogen dat op de hoofdreflector terecht komt:

$$T_H = T_{Hb} + T_r + T_{K3} \quad (3.115)$$

- 1e. Ruisbijdragen T_{hb} door de hoofdbundel met nabije zijlussen (zie 3.7.5.5.). Berekend moet worden het gedeelte van het vermogen dat in de buurt van de hoofdbundel wordt uitgezonden t.o.v. het totaal aan de antenne toegevoerde vermogen. Hierin zijn dan begrepen die gedeeltes van het vermogen die tengevolge van de oppervlakte onnauwkeurigheid (3.7.5.7.) en de blokkering (3.7.5.6.) gespreid zijn uit de hoofdlus naar de nabije zijlussen. In de literatuur wordt voor de berekening van deze temperatuur meestal veronderstelt dat al het toegevoegde vermogen aan de antenne wordt uitgezonden in een kleine ruimtehoek zodat gerekend kan worden met de elevatie afhankelijke temperatuur volgens (fig.3.23). In de praktijk is deze benadering voldoende nauwkeurig en geeft een iets hogere temperatuur dan theoretisch berekend zou worden.
- 2e. Ruisbijdragen door diffractie T_p . Deze ruisbijdragen zijn weer verkregen met de berekening volgens het stationnaire fase principe.
- 3e. T_{k3} ruisbijdrage door kruispolarisatie door de hoofdreflector. Voor de totale ruistemperatuur van de ohmse verliesvrije antenne wordt dan gevonden:

$$T_A = T_{\text{belichter}} + T_{\text{subreflec.}} + T_{\text{hoofdreflec.}}$$

3.7.6. Invloed van de reflectie coëfficiënt van de belichter op de antenne temperatuur:

Bij een nauwkeurige berekening van de ruistemperatuur van de antenne is het ook noodzakelijk de vermogens reflectie coëfficiënt van de belichter in aanmerking te nemen. Zo wordt bij een V.S.W.R. van 1,22 nog een vermogens gedeelte van 1% gereflecteerd. In fig. 3.35 is één en ander geïllustreerd.

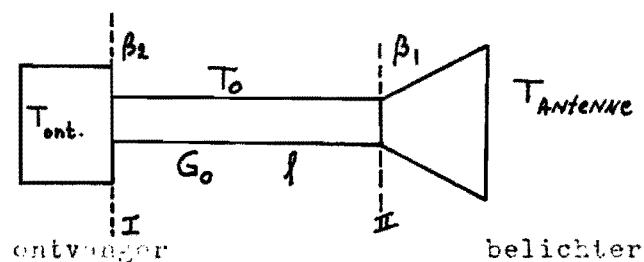


Fig. 3.35

In referentie vlak II wordt een ruisvermogen ontvangen van:

$$P_{II} = k \cdot T_A \Delta f \quad (3.116)$$

Hierin is T_A = antennenuistemperatuur.

Δf = beschouwde bandbreedte

k = konstante van Boltzmann.

Tengevolge van reflectie aan de belichter (gekaracteriseerd door de vermogens reflectie coëfficiënt β_1) zal het gedeelte

$$k T_A \Delta f (1 - \beta_1)$$

aan het begin van lijn l verschijnen.

Omdat de antenne is aangepast aan de ontvanger via een lijn l en daar de fysische temperatuur van de antenne aanpassing niet gelijk is aan 0°K zal er een bepaald ruisvermogen $k \cdot T_B \cdot \Delta f$ aan de antenne toegevoerd worden. Van dit gedeelte wordt in referentievlak II een gedeelte β_1 gereflecteerd. De toename van de antenne nuistemperatuur ΔT_A tengevolge van de vermogensreflectie coëfficiënt β_1 , is dan;

$$\Delta T_{AR} = (1 - \beta_1) T_A + \beta_1 T_{ont} \quad (3.117)$$

waarin T_{ont} de ontvanger temperatuur voorstelt (fig. 3.55)

Voor de berekening van de systeemtemperatuur moet ook rekening gehouden worden met de reflectie coëfficiënt van de versterker en formeel ook met de lengte van lijn l (lit.40).

3.7.7. Invloed van ohmse verliezen binnen het antennesysteem.

Binnen het antennesysteem treden de volgende ohmse verliezen op:

1e.verliezen in de belichter

2e.verliezen in het melinex venster dat de belichter afsluit van de buitenlicht.

3e.Verliezen in de reflectoren.

Daar deze verliezen erg klein zijn wordt er meestal van afgezien de vermindering in ruisvermogen in de berekening mee te nemen en volstaat men met het aangeven van de toename in de ruistemperatuur ΔT_{RR} .

Neemt men dan aan dat het gehele uitgezonden vermogen door deze drie effecten verzwakt wordt dan geldt bij absorptie van het verzwakte deel:

$$\Delta T_{RR} = (1 - g_1 - g_2 - g_3) T_0 \quad (3.110)$$

waarin g_1 , g_2 , g_3 de overdrachten zijn van de belichter, het venster en de reflector op één temperatuur T_0 , bij aanpassing. Als vuistregel geldt meestal dat een verzwakking van 0,1 dB een $\Delta T_A = \pm 7^\circ\text{K}$ veroorzaakt. In lit.1, geeft Davidson een berekening voor ΔT_{RR} tengevolge van de absorptie van de reflectoren. Meestal geven beschermende verflagen op de reflector een toename van de ruistemperatuur.

3.7.8. Ruis door de zon en weersinvloeden.

Invloed van de zon.

3.7.8.1. Door een ideale antenne met een bundel breedte $0,5^\circ$ (dit is de openingshoek waaronder zon op aarde gezien wordt) op de zon te richten, wordt een ruistemperatuur gemeten volgens

$$T_{\text{zon}} = \frac{290.675}{f}$$

waarin f de frequentie is (lit.24). Deze betrekking is een benadering voor de ruistemperatuur van de zon. Een betere uitdrukking is gegeven door Hogg (lit.31) of door Salomonovich (lit.35). Volgens Fötter (lit.24) kan voor de bijdrage van de zon in de antennetemperatuur geschreven worden:

$$\Delta T = \frac{S}{3k} A_s = \left(\frac{\lambda^2 S G_s}{8\pi k} \right) ^\circ\text{K}$$

Hierin is λ = golflengte; S = vermogensflux dichtheid ($\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{Hz}$)
 k = konstante van Boltzmann, A_s = gemiddeld effectief antenne oppervlak, G_s = gemiddelde niveau over $0,5^\circ$. Deze betrekking is

door Potter in een figuur grafisch uiteengezet met de frequentie als parameter. Zo berekent hij voor een gemiddeld zijlusniveau van + 10 dB t.o.v. een isotrope antenne een zonnenuis bijdrage van 2°K bij 4 GHz.

7.9.2. Invloed van regen op ruistemperatuur.

Door Hogg en Semplak (lit 32) zijn een aantal experimenten gedaan om de invloed na te gaan van regen en wolken op de antenneruistemperatuur. Ook tijdens metingen aan een antenne te Kootwijk bij een frequentie van 8,6 GHz kon duidelijk een verhoogde antennetemperatuur worden gemeten tijdens regenbuien en periodes met toenemende bewolking. Daar evenwel de I.C.S.C. systeem eisen stelt waaraan voldaan moet worden bij droog helder weer kunnen deze weersinvloeden bij een eerste systeem berekening buiten beschouwing blijven.

3.9. Het G/T product.

3.9.1. Inleiding:

Onder de antennekwaliteitsfaktor wordt per definitie verstaan het quotient G/T , waarbij de G de winst is van de antenne gemeten aan de ingang van de ruisarme ontvanger t.o.v. een isotrope straler en T een dimensieloos getal is welke de systeemruistemperatuur weergeeft relatief t.o.v. 1°K. Meestal wordt de antenne kwaliteitsfaktor logaritmisch aangegeven volgens:

$$M = 10 \log G/T_s = G \text{ (dB)} - T \text{ (dB)}$$

Het magische getal 40,7 is de antenne kwaliteitsfaktor in dB uitgedrukt welke geeist wordt door I.C.S.C. voor een antenne voor satelliet communicatie op 4 GHz werkend bij de elevatie waaronder de satelliet gezien wordt bij droog helder weer. In figuur (3.36) op bld. 3. 76 is voor een dergelijke antenne ($G/T = 40,7$ dB) de toelaatbare antenne ruistemperatuur uitgezet als functie van de antenne-diameter met de systeemefficiency als parameter. In een rapport "Overzicht van grondstations voor satellietcommunicatie (mei 1967)" (lit 13)

zijn de gegevens opgenomen van de diverse stations wat betreft hun kwaliteitsfactoren.

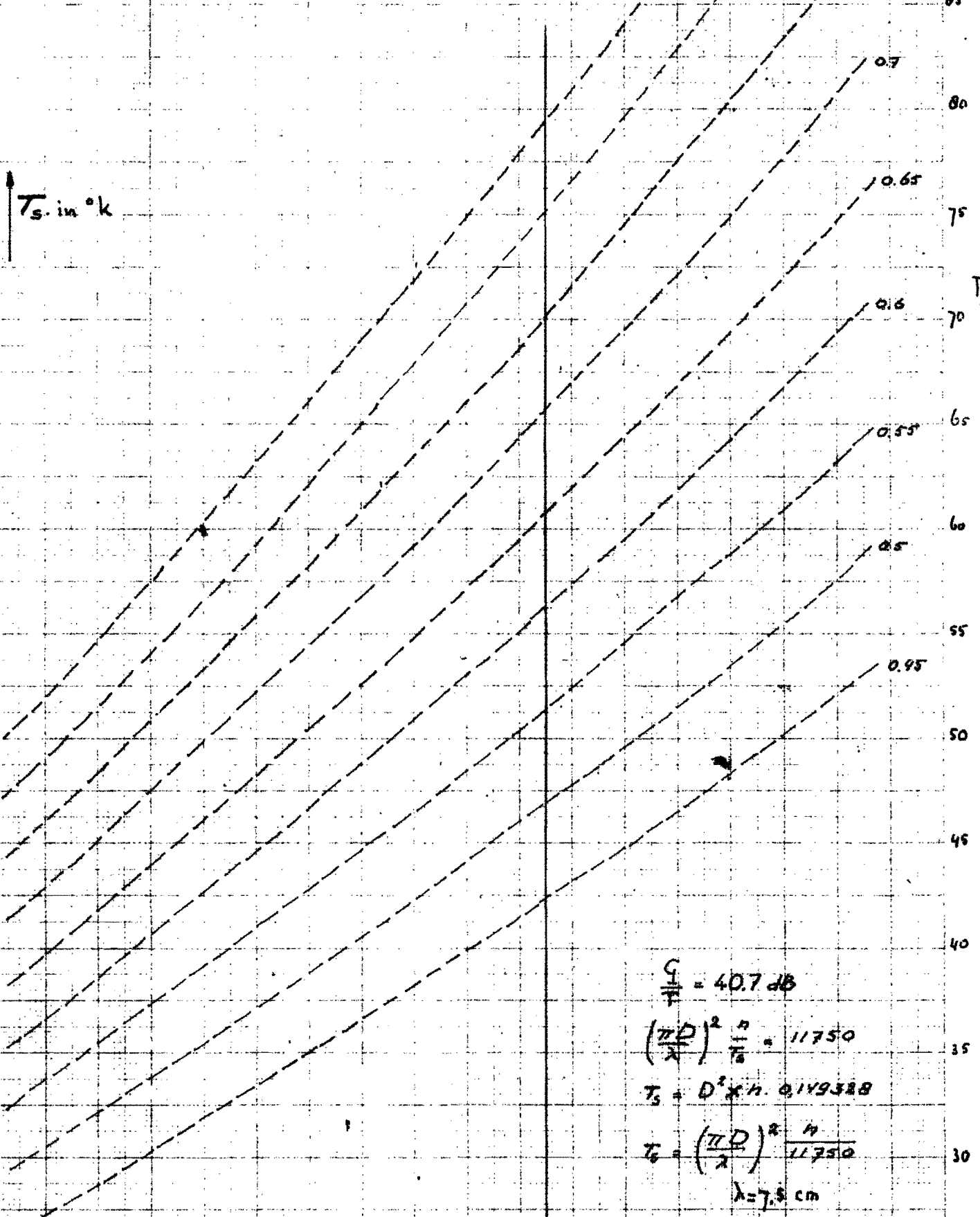
Om tot optimale resultaten te komen wat de G/T verhouding betreft is het bij "focal point" en cassegrainsystemen noodzakelijk om tot een gesloten vorm te komen voor de G/T verhouding; daarna kan naar een optimum gezocht worden. Voor de "focal point" antenne is dit gedaan door Davidson (lit.1) met theoretische belichtingsfuncties volgens $G(\theta) = G_0 \cos^2 \theta$. Ook voor de normale cassegrain antenne kan dit met een theoretische belichter gedaan worden en dit zal een omvangrijk rekenprogramma vereisen.

Evenwel bij de gemodificeerde cassegrain antenne zijn de uitdrukkingen voor de ruistemperatuur en de winst van de antenne grotendeels van elkaar ontkoppeld (door de lage randbelichting van de subreflector en de vermogens spreiding) zodat twee aparte optimaliserings procedures gevolgd kunnen worden.

3.76
Antennetemperatuur als functie
van de antenne diameter met de
systemefficiency als parameter. efficiency

T_s in °K

T_s in °K



$$\frac{G}{T} = 40.7 \text{ dB}$$

$$\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2 \frac{\eta}{T_s} = 11750$$

$$T_s = D^2 \times \eta \cdot 0.149388$$

$$T_s = \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2 \frac{\eta}{11750}$$

$\lambda = 7.5 \text{ cm}$

Diameter in meters

Fig 3.36

3.2.2. Invloed van de componenten welke niet bij de antenne behoren op het G/T product.

In het G/T product moet de temperatuur T opgevat worden als de systeem ruistemperatuur wat dus inhoudt dat

$$T = T_{(ant)} + T_{(comp)}$$

met $T_{(ant)}$ de antenne ruistemperatuur en $T_{(comp)}$ is een temperatuur bijdrage die veroorzaakt wordt door de ohmse verliezen van de componenten tussen de belichter en de ontvanger, de ruistemperatuur van de ontvanger en de staande golfverhouding van de belichter en de ontvanger. Mogelijke verdere bijdragen ontstaan door inkoppeling van ruis door het tracking systeem en de richtingskoppelaar. In fig. (3.37) is een rekenmodel van de belichter met componenten aangegeven:

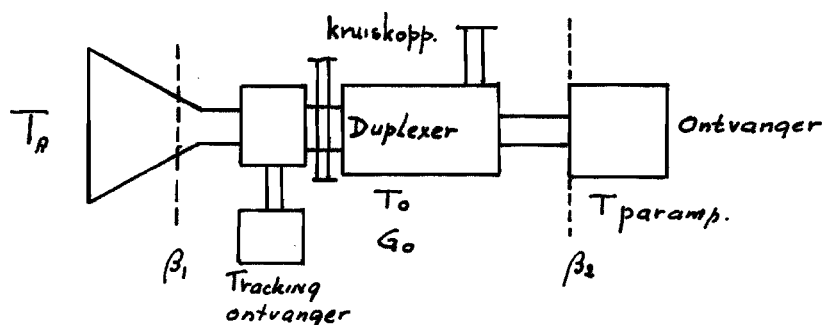


fig. 3.37 Antennesysteem voor satellietcommunicatie.

β_1 en β_2 zijn de vermogensreflectie coëfficiënten van de belichter en de ontvanger.

T_0 de fysische temperatuur van de componenten.

G_0 het optredende verlies tussen belichter en ontvanger.

Ook is het mogelijk om een componenten efficiency te definiëren welke dan aangeeft welk gedeelte van het aan de belichter klemmen beschikbare vermogen aan de ontvanger wordt geleverd.

In onderstaande tabel is een opsomming gegeven van de diverse optredende effecten bij de bepaling van de componenten-efficiency en de daarmee gepaard gaande verhoging van de ruistemperatuur.

Bij een berekening moet ook de frequentie afhankelijkheid in aanmerking genomen worden.

Tabel I Invloed der componenten op het G/T product.

Optredende effecten	afname der efficiency		toename der ruis-temperatuur.
	dB	η	
1) Ruistemp. paramp. + 2e trap.	--	--	18°
2) Refl.verlies van de paramp. V.S.W.R.=1,5 $\beta_2 = 4\%$	0,15	0,966	-1°
3) Ohmse verliezen t.g.v.: golfpijpen, duplexer, circularisator coaxiaalfilter, tracking gedeelte kruiskoppeling	0,17	0,962	12°
4) Verliezen door mode conversie in het golfpijpsysteem	--	--	--
5) Inkoppeling van ruis door de kruiskoppeling en het tracking systeem (-26 dB)	--	--	0,7° 0,3°
6) Elipticiteitsverliezen (Axial - vatio)	0,056	0,987	
subtotaal	0,376	0,947	30°

3.9 Conclusies.

Wordt een vergelijking gemaakt tussen een conventionele cassegrain antenne en een parabolische antenne met de belichter in het brandpunt, dan valt in de eerste plaats op dat de belichter bij een cassegrain systeem dicht bij de hoofdreflector kan worden opgesteld. Men verkrijgt hierdoor korte verbindingslijnen van de belichter naar de ruisarme versterkers . De verliezen in de leidingen worden hierdoor laag gehouden. Bovendien zijn de belichter en lage ruis ontvanger voor eventuele service doeleinden gemakkelijk bereikbaar. Tevens zal een cassegrain antenne betere ruiseigenschappen hebben dan de gewone eenreflector antenne. Bij deze laatste immers is een groot deel van de spillover aan de rand van de reflector meestal gericht naar de "warme" aarde, terwijl deze bijdrage bij cassegrain antennes vrijwel te verwaarlozen is. Wel is bij cassegrain antennes sprake van spillover aan de rand van de subreflector; deze spillover is echter geconcentreerd in de buurt van de antennes en meestal grotendeels gericht naar de "koude" hemel. Hiernaast ontstaan ten gevolge van de subreflector blokkering extra zijlussen die zich eveneens concentreren in de buurt van de hoofdlus. Beide effecten zullen alleen bijdragen tot de ruistemperatuur van de antenne opleveren bij zeer lage elevaties, terwijl daarentegen de "focal point" opstelling bij vrijwel iedere elevatie straling ontvangt van de aarde. Als nadeel van de cassegrain antenne moet ongetwijfeld genoemd worden de blokkering die optreedt als gevolg van de subreflector en de diffractie verschijnselen aan de rand van deze subreflector omdat men de afmetingen hiervan niet meer mag beschouwen als zijnde zeer groot t.o.v. de golflengte. Een gevolg van de diffractie en de blokkering is een vermindering van het antennerendement met minstens 8%. Uit het uitvoerige onderzoek wat verricht is t.a.v. de blokkerings-effecten blijkt, dat behalve de subreflector, de uithouders van de subreflector eveneens een zeer belangrijke rol spelen. Het verlies in antennerendement door deze uithouders is zelfs groter dan de bijdrage van de subreflector, hetgeen aan de hand van berekeningen wordt aangetoond.

Theoretisch is aangetoond dat het optreden van blokkering
systeem effect resulteert.

Hier alleen kan men een verhoging van de antenne efficiëntie
verwachten doordat een geleidelijke van de antenntemperatuur
wordt g. blokkering, doch tevens door dat het blokkeringsver-
mogen P_{b} wordt versterkt (zie hoofdstuk 3.1.1.). Door beide
effecten wordt het sijniveau verhoogd en stijgt de antenne-
temperatuur. Het is aangewezen dat een oplossing is de gevolgen
van blokkering tot een minimum te beperken door wijzigingen aan
te brengen in het oppervlak van de subreflector. Interessante
conclusies kunnen vervolgens getrokken worden uit berekeningen
uitgevoerd met een computer.

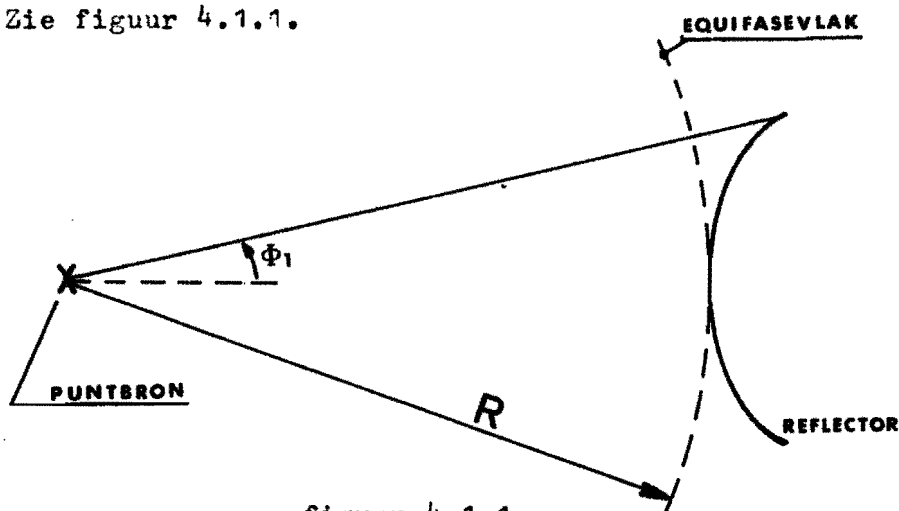
Hieruit blijkt dat door diffractie en blokkering van de subreflector
een 82% daling optreedt van 82% naar circa 74%. Deze 82%
rijgt voort uit het product van sijniveau efficiëntie en apertuur-
efficiëntie. Hierbij valt het op dat dit rendement haalbaar is voor
iedere van de gebruikte primaire belichtingsfuncties en dat boven-
dien de F/D verhouding van de hoofdreflector nauwelijks van invloed
is. De diffractieberekeningen tonen aan dat deze een zeer belangrijke
invloed uitoefenen op de antenntemperatuur. Dit geldt behalve
voor de diffractie aan de subreflector in mindere mate ook voor de
hoofdreflector.

Een nader onderzoek moet uitwijzen in hoeverre de antenntempera-
tuur afhankelijk is van F/D.

4. De belichter.

4.1 De eisen welke aan de belichter gesteld moeten worden.

In een conventionele cassegrainantenne wordt altijd aangenomen dat de kleinste reflector bestraald wordt met behulp van een puntbron. De equifase-vlakken van een dergelijke puntbron zijn bolvormig. De subreflector ziet dus bolvormige golffronten op zich afkomen. Zie figuur 4.1.1.

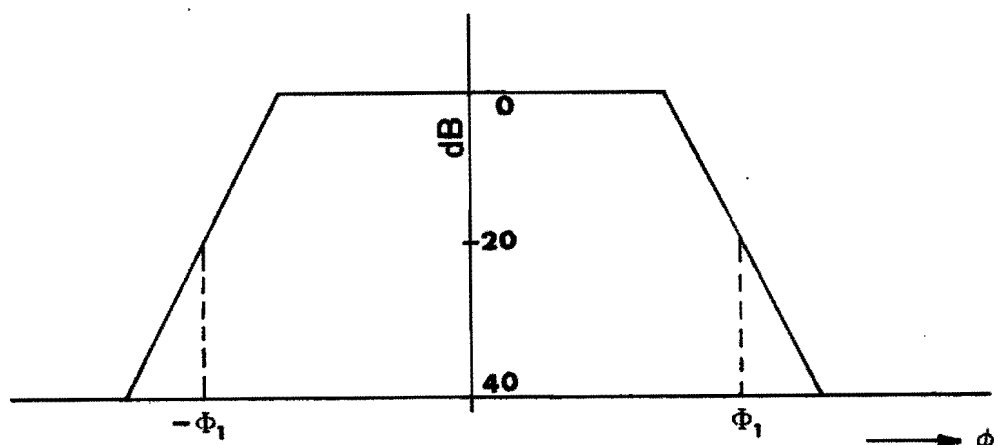


figuur 4.1.1.

In werkelijkheid kan men geen puntbron toepassen. Men heeft slechts de beschikking over hoornantennes. Het stralingsveld van een hoornantenne op grote afstand van de hoorn heet het verre veld. Het verre veld van een hoornantenne begint op een afstand $R \geq \frac{2d^2}{\lambda}$; d is de grootste afmeting van de hoornantenneapertuur. In het verre veld van een hoornantenne zijn de equifase-vlakken bolvormig, hetgeen precies de eigenschap is die de hoornantenne geschikt maakt als belichter van een subreflector. Het kromtemiddelpunt van de equifasevlakken in het verre veld van de hoornantenne heet het fasecentrum. Dit punt ligt meestal ergens in de hoornantenne. De subreflector moet dus in het verre veld van de antennebelichter staan.

Teneinde de subreflector zo goed mogelijk te belichten moet het stralingsdiagram van de belichter rotatie-symmetrisch zijn. Verder dient het binnenste gedeelte van de subreflector zo uniform mogelijk belicht te worden opdat het antenne-rendement hoog is.

De randen moeten echter laag belicht worden, in dat geval is n.l. het verlies door spillover en diffractie gering. Een **geïdealiseerd** stralingsdiagram is in figuur 4.1.2. getekend.



figuur 4.1.2.

De totale verliezen door spillover en diffractie mogen slechts enige procenten bedragen omdat anders de ruistemperatuur ontoelaatbaar hoog wordt.

De belichter moet bruikbaar zijn in de frequentiebanden 3700-4200 MHz en 5900-6400 MHz. Een experimenteel onderzoek toonde aan dat een dergelijke bandbreedte te halen is met een hoornantenne als $d \approx 6 \lambda$ voor de laagste frequentie. Zie verder par. 4.4. In verband met de eis t.a.v. het verre veld volgt nu dat de afstand R van fasecentrum van de belichter tot subreflector gevonden wordt uit:

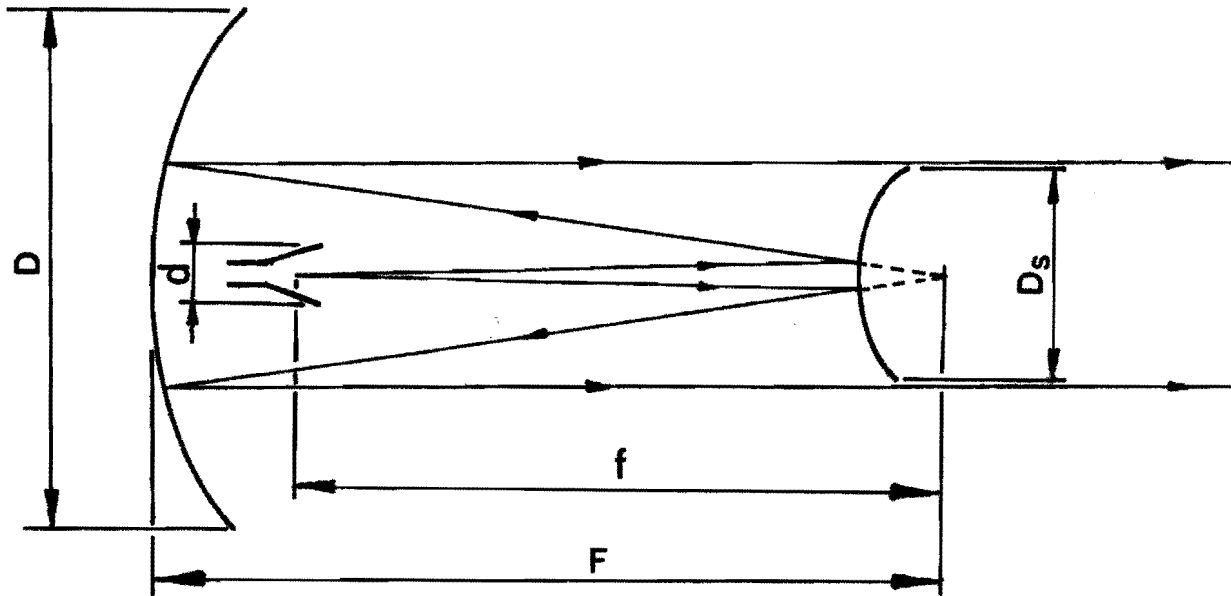
$$R = \frac{2d^2}{\lambda} = 72 \lambda = 72 \times 8,1 = 5,83 \text{ m.}$$

De belichter moet dus op grote afstand van de subreflector staan. Enige bijkomende voordelen van deze grote afstand zijn

- 1e. De constructie waarop de belichter gemonteerd moet worden kan klein zijn.
- 2e. De eerste trap van de lage ruis voorversterker dient in deze constructie geplaatst te worden. Deze versterker is dan gemakkelijk te bereiken, hetgeen de onderhoudswerkzaamheden vergemakkelijkt.
- 3e. Extra blakking door de belichter kan gemakkelijk vermeden worden in verband met de voorwaarde:

$$\frac{D_s}{F} > \frac{d}{f}$$

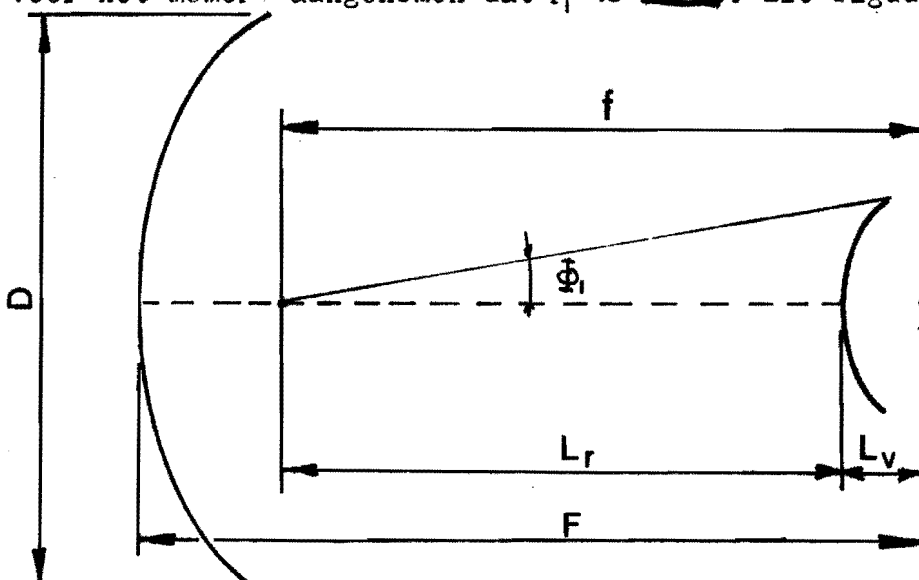
Zie figuur 4.1.3.



figuur 4.1.3.

Opgemerkt dient nog te worden dat de eisen t.a.v. de afstand fasecentrum-subreflector en de eisen t.a.v. de bundelvorm zoals in het begin van deze paragraaf besproken voor de hele band gelden.

Teneinde een indruk te krijgen van de vereiste bundelbreedte wordt voor het moment aangenomen dat $\phi_1 = 15^\circ$. Zie figuur 4.1.4.



figuur 4.1.4.

Als nu verder geldt dat

$$F/D = 1/3$$

$$D = 25 \text{ m}$$

$$D_s = 2,5 \text{ m}$$

dan kan berekend worden dat

$$L_r = 4,17 \text{ m}$$

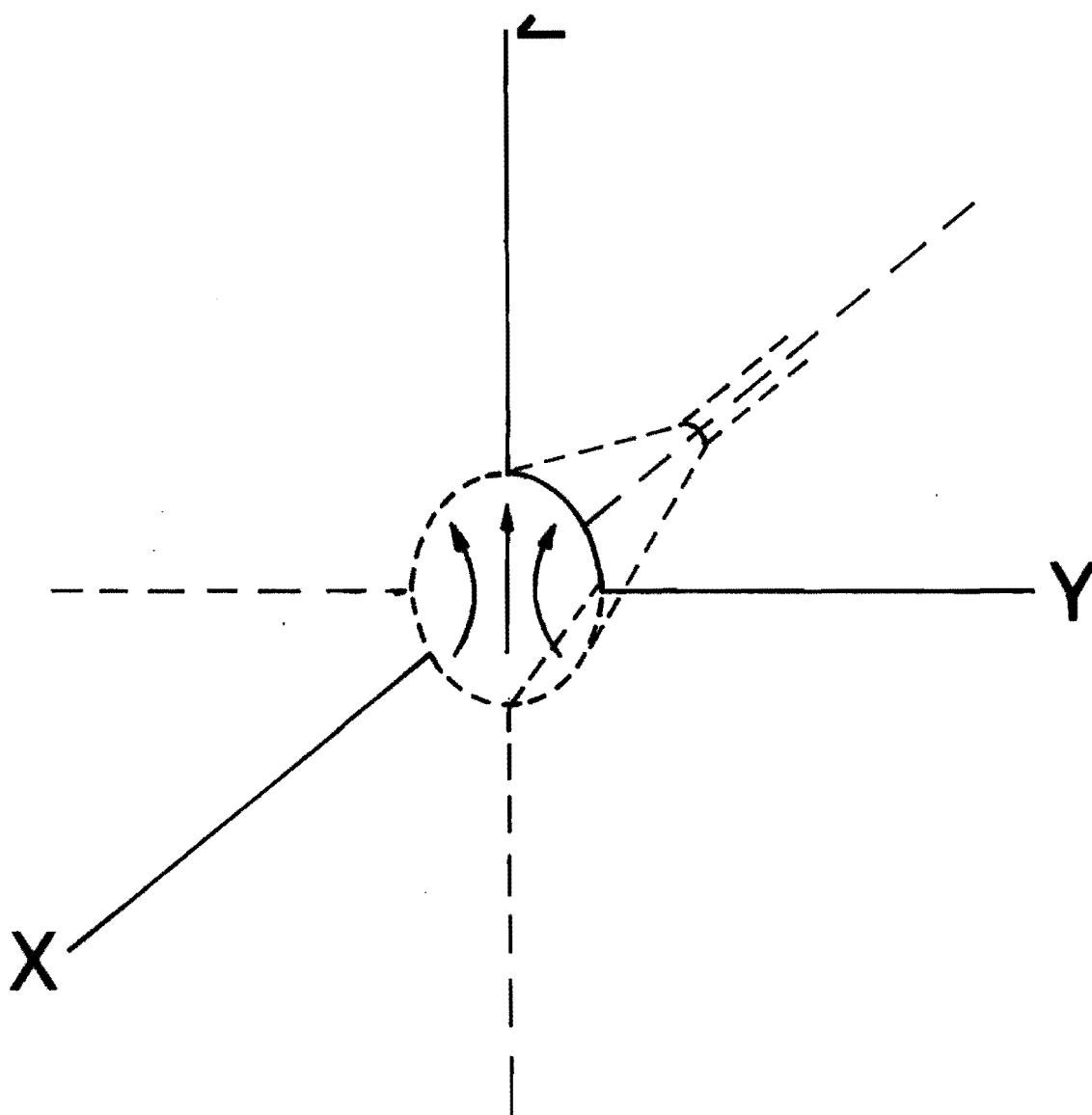
$$L_v = 0,85 \text{ m en}$$

$$e = 1,425$$

De subreflector staat dus niet in het verre veld van de belichter. Het is echter duidelijk dat de fasefouten binnen toelaatbare grenzen zullen liggen. Verder is duidelijk dat de keuze van $\Phi_1 = 15^\circ$ tot een aanvaardbare geometrie van de antenne leidt. Bij het uiteindelijke ontwerp van de belichter is het mogelijk dat de hoek Φ_1 , enige graden afwijkt van de gewenste 15° . Berekeningen tonen aan dat dit verschil opgevangen kan worden door de keuze van een subreflector met iets andere excentriciteit.

De eisen aan de belichter te stellen, kunnen nu als volgt geformuleerd worden:

- a) De belichter moet een bundelvorm hebben die zo weinig mogelijk afwijkt van de geïdealiseerde bundelvorm zoals getekend in figuur 4.1.2.
- b) De energieinhoud tussen -15° en $+15^\circ$ bedraagt **minstens 98** procent van de totaal uitgezonden energie.
- c) De belichter moet geschikt zijn om circulair gepolariseerde straling te kunnen ontvangen en uitzenden.
- d) De bundelbreedten in E- en H-vlak dienen zo goed mogelijk te zijn. (zie figuur 4.2)
- e) Het fasecentrum in E- en H-vlak moet hetzelfde punt zijn.
- f) Kruispolarisatieenergie kleiner dan 1% van de totaal uitgezonden energie.
- g) De belichter moet geschikt zijn voor de frequentiebanden 3700-4200 MHz en 5900-6400 MHz; het fasecentrum en de bundelvorm moeten onafhankelijk zijn van de frequentie in deze frequentiebanden.



XY vlak is het H-vlak.

XZ vlak is het E-vlak.

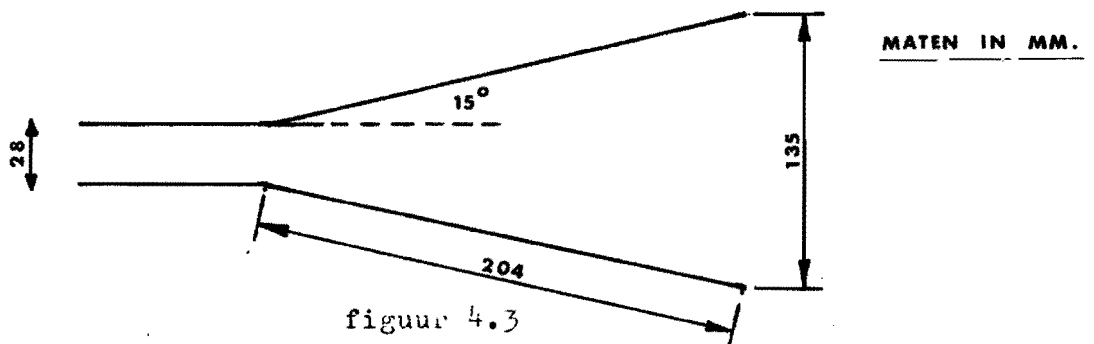
figuur 4.2.

- h) Goede aanpassing van de belichter; V.S.W.R. $< 1,2$ over de twee in g) genoemde frequentiebanden.
- i) De afmetingen van de belichter moeten kleiner zijn dan 6λ voor de laagste frequentie.

4.2 Kort overzicht van de eigenschappen van een conische hoornantenne.

De belichter moet circulair gepolariseerde straling kunnen ontvangen. Dit is het eenvoudigste te realiseren met een conische hoornantenne. Teneinde inzicht te krijgen in de eigenschappen van een conische hoorn, zijn enige metingen verricht aan een dergelijke reeds aanwezige hoorn.

De metingen zijn verricht bij twee frequenties n.l. 7,6 GHz en 11,4 GHz. Voor de motivering van deze keuze zie par.4.4. De afmetingen zijn in figuur 4.3 aangegeven.

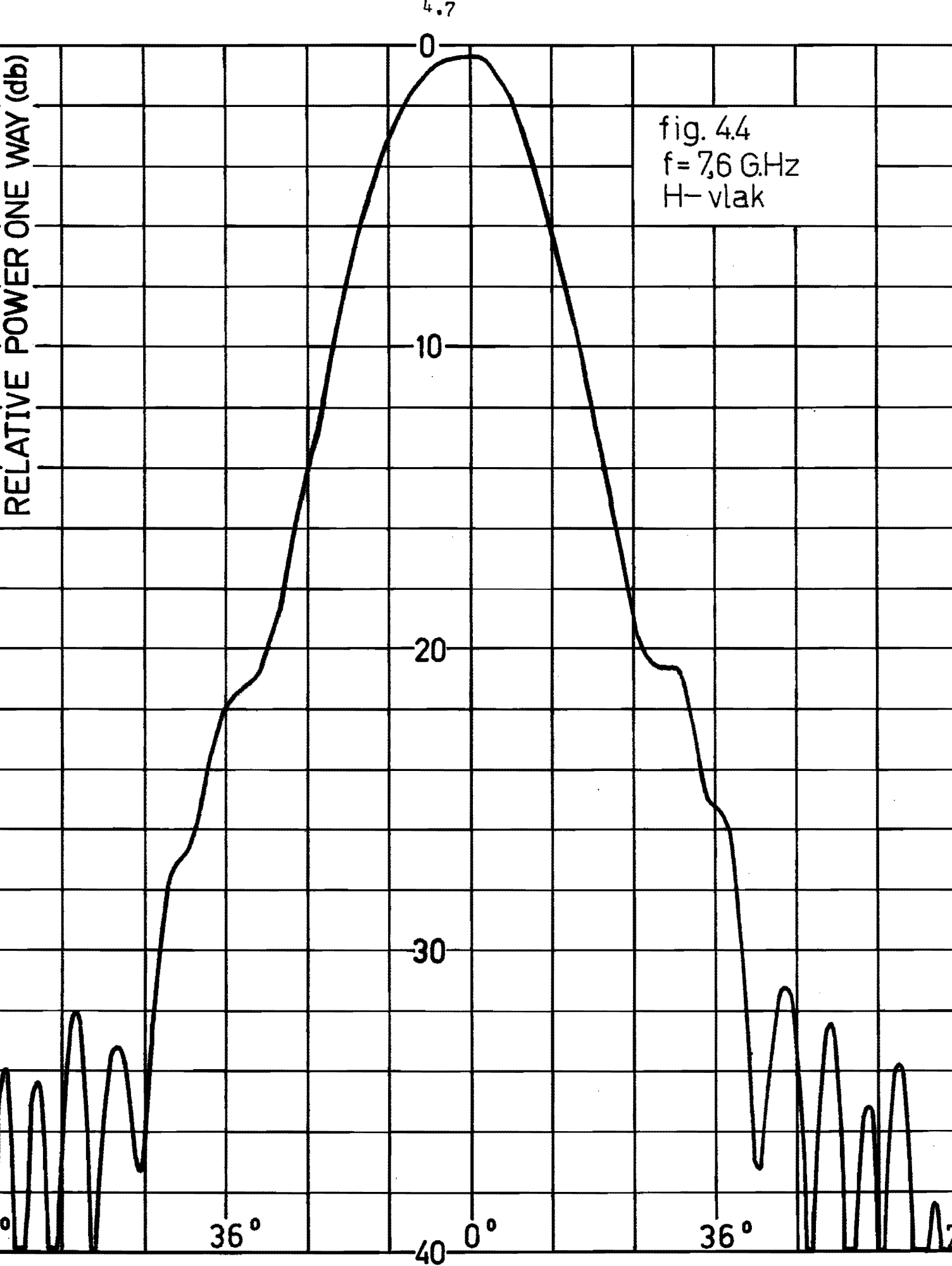


De keuze van de diameter van de toevoerende golfpijp is zodanig dat naast de TE_{11} -mode ook de TM_{01} -mode kan propageren. De TM_{01} -mode kan n.l. voor volgdoeleinden gebruikt worden. Gemeten werd het stralingsdiagram in het E- en H- vlak voor de twee bovengenoemde frequenties. De resultaten zijn in de figuren 4.4. t/m 4.8 samengebracht.

De conclusies zijn:

- 1e. Het stralingsdiagram in het E- vlak vertoont grote afwijkingen vergeleken met het stralingsdiagram van figuur 4.1.2.
- 2e. De bundelbreedte hangt erg van de frequentie af.

Hoewel de metingen verricht zijn aan de conische hoornantenne gelden bovenstaande conclusies ook voor andere typen hoornantennes.



RELATIVE POWER ONE WAY (db)

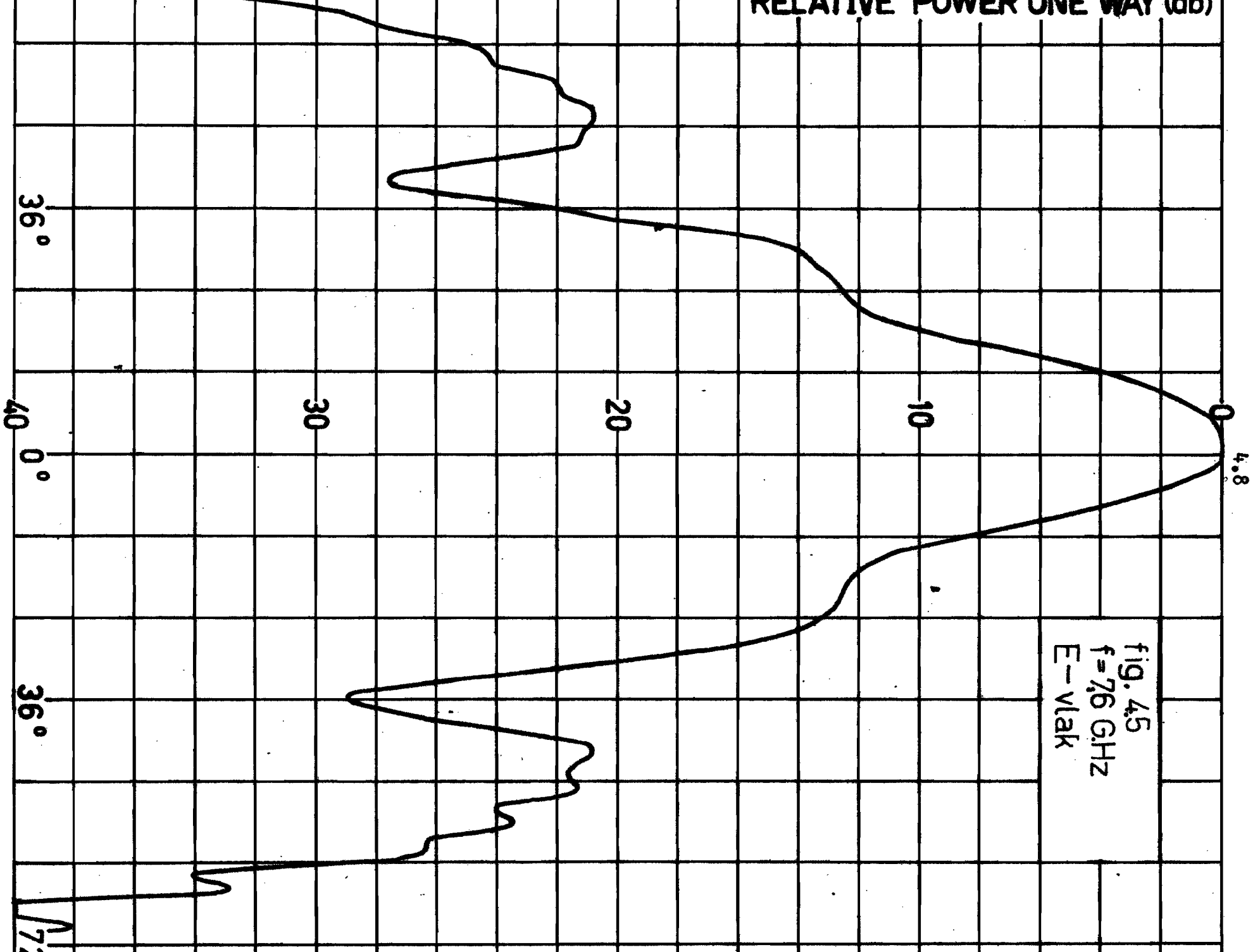


fig. 4.5
f = 7.6 GHz
E - plane

7.6

RELATIVE POWER ONE WAY (db)

4.9

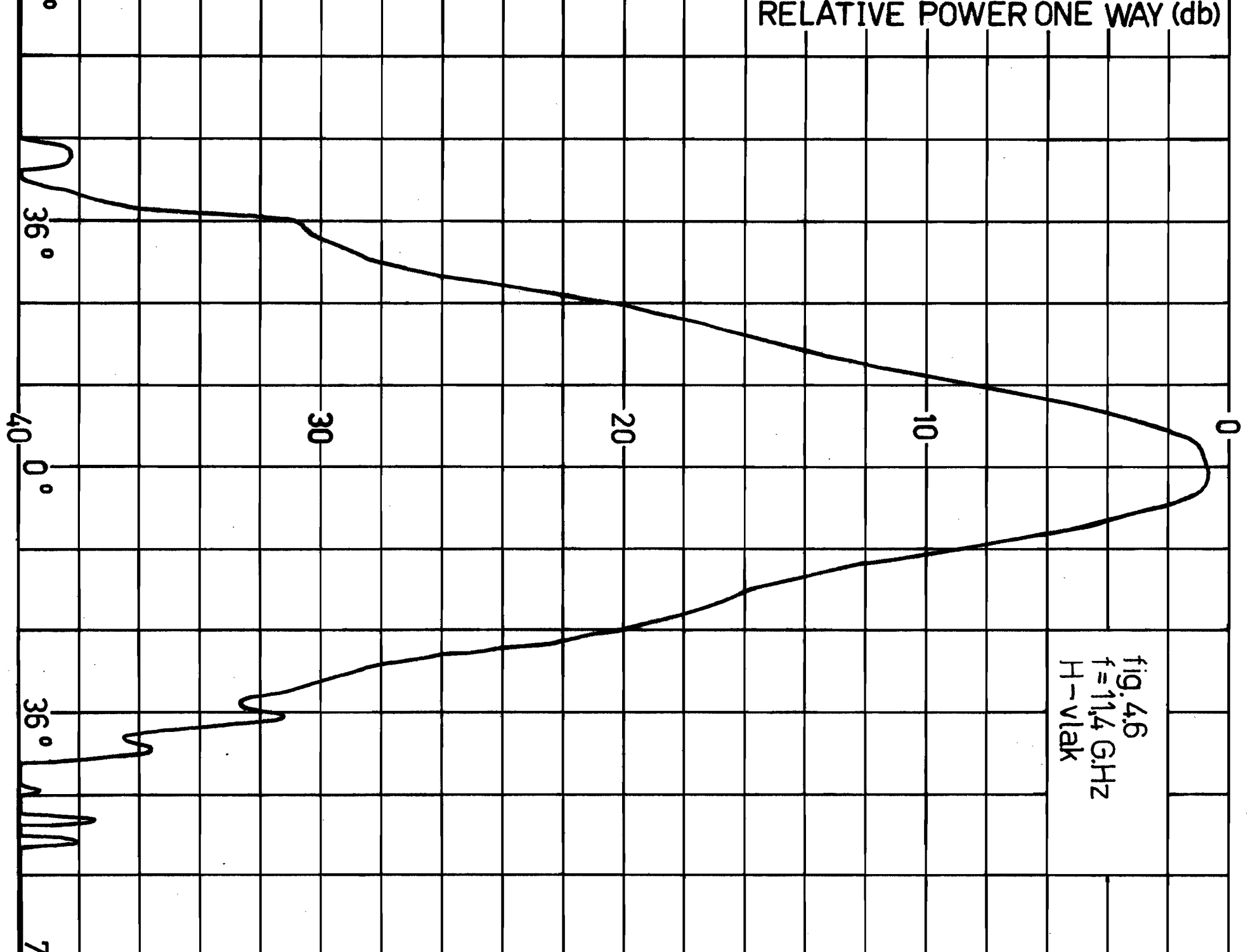


fig. 4.6
f = 11.4 GHz
H - vlak

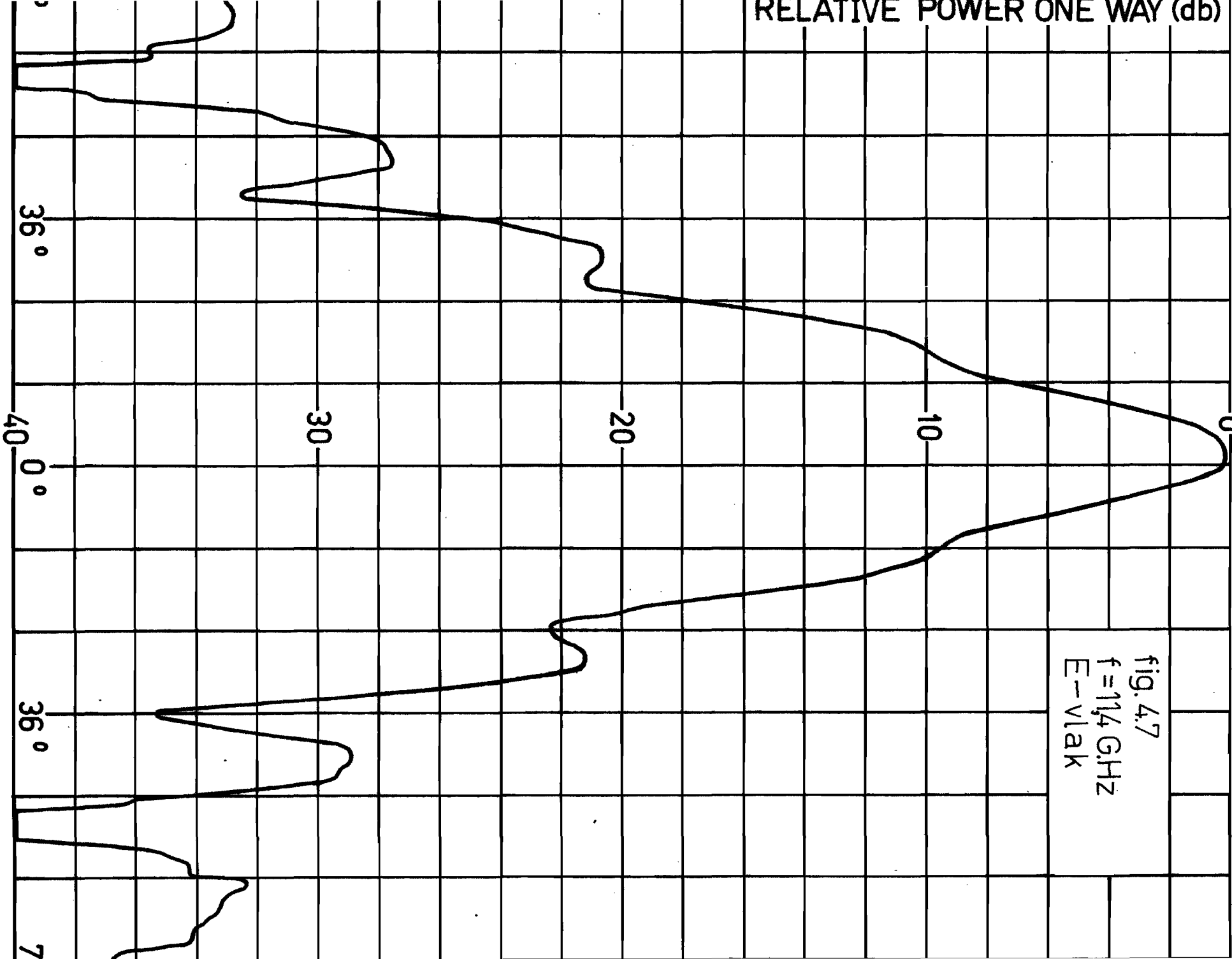
36°

40 0°

36°

7

RELATIVE POWER ONE WAY (db)



4.10

fig. 4.7
f = 11.4 GHz
E - vlak

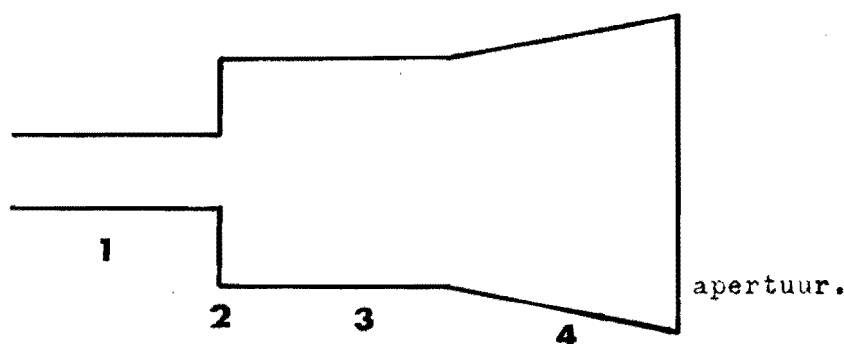
7

Voor het ontwerp van een belichter, die de eigenschappen heeft, welke in par. 4.1 geformuleerd zijn, kan dus geen gebruik gemaakt worden van conventionele hoornantennes.

4.3. Mogelijkheden ter realisering van de in 4.1 genoemde eisen

4.3.1. Multimode hoornantennes:

Het stralingsdiagram van een conisch hoorn kan verbeterd worden door toepassing van 2 modes. Deze techniek komt hierop neer, dat ergens in de antenne naast de TE_{11} -mode ook de TM_{11} -mode opgewekt wordt.



- 1: ronde golfpijp, waarin de TE_{11} -mode kan propageren
- 2: overgang
- 3: ronde golfpijp, waarin TE_{11} -mode en de TM_{11} -mode kunnen propageren.
- 4: conische hoorn.

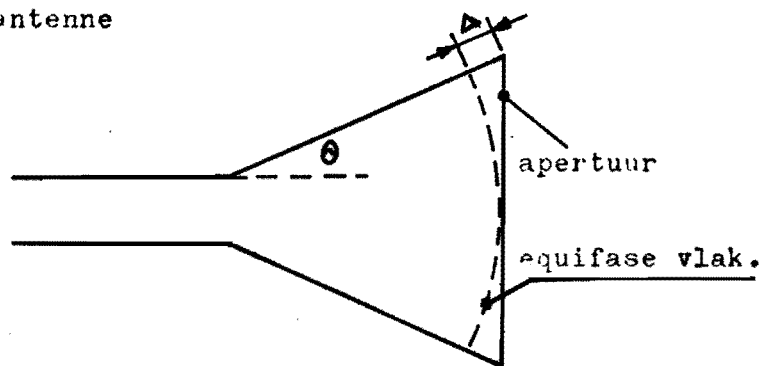
figuur 4.9

Door er voor te zorgen dat de twee modes in de apertuur de juiste amplitude- en fase relaties hebben kan het stralingsdiagram verbeterd worden. De twee modes hebben in golfpijp 3 (en in de hoornantenne) een verschillende fasesnelheid. De bandbreedte van het systeem is dan ook slechts 5%. Met deze hoornantenne kan de vereiste bandbreedte dus niet gehaald worden. Een andere oplossing van het probleem is gevonden door Foldes (49). Hij past een multimode - multihorn-systeem toe met diverse modes.

Door speciaal ontwikkelde breedbandige componenten toe te passen, is het systeem geschikt als belichter in een antenne voor een grondstation. De essentiële ontwerpgegevens zijn met behulp van een "cut and try" procedure gevonden. Verder dient opgemerkt te worden dat het systeem zeer gecompliceerd is. De huidige stand van de techniek biedt de mogelijkheid met meer eenvoudige middelen een belichter te construeren, die in een antenne voor een grondstation gebruikt kan worden. In par.4.3.2, wordt hier verder op ingegaan.

4.3.2. Gemodificeerde conische hoornantenne

Indien in de apertuur van een conische hoornantenne de veldverdeling in het X-Z-vlak van dezelfde vorm is als in het X-Y-vlak (zie figuur 4.2) dan mag verwacht worden dat de bundelbreedte in het H- en E- vlak hetzelfde zal zijn. Bovendien zal dan het fasecentrum voor het E- en H- vlak hetzelfde punt zijn. Het doel van het toepassen van TE_{11} en de TM_{11} - mode (of andere modes) is nu juist de bovengenoemde veldverdeling te realiseren. Dit doel kan echter ook bereikt worden door de binnenkant van de hoorn op een zodanige wijze te bewerken dat andere dan de gebruikelijke randvoorwaarden aan het elektrische veld moeten worden opgelegd. Bovendien kan nu de achterwaartse straling zeer laag gehouden worden. Een dergelijke hoornantenne zal in het vervolg de gemodificeerde conische hoornantenne worden genoemd. Een bezwaar van praktische aard is dat van een dergelijke antenne momenteel het stralingsdiagram niet berekend kan worden. Het bandbreedte probleem kan opgelost worden door een juiste keuze van de geometrie van de antenne



figuur 4.10

Een experimenteel onderzoek toont n.l. aan, dat een conische hoornantenne met $\Delta > \lambda$ een bundelbreedte heeft die praktisch niet van de frequentie afhangt over een frequentieband 1: 1,7.

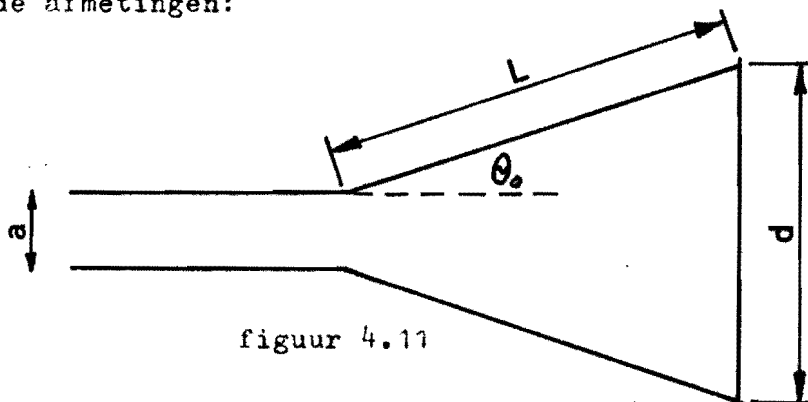
Door combinatie van bovengenoemde twee principes lijkt het mogelijk een belichter te ontwerpen die aan de eisen genoemd in par. 4.1 voldoet. Aangezien een dergelijke antenne momenteel niet voor berekening toegankelijk is, zal alle noodzakelijke informatie verzameld moeten worden door metingen te verrichten aan modellen. Het doel van deze metingen is bovengenoemde ideeën op hun praktische bruikbaarheid te testen. Teneinde de kosten, verbonden aan een dergelijk onderzoek te beperken, zijn eerst metingen verricht aan kleine modellen. In par. 4.4 wordt een overzicht gegeven van de verrichte metingen en de bereikte resultaten.

4.4 Metingen aan gemodificeerde conische hoornantennes.

Een antenne voor een grondstation moet geschikt zijn voor de volgende frequentiebanden: 3,7 - 4,2 G Hz en 5,9 - 6,4 G Hz. Teneinde de afmetingen van de modellen binnen redelijke grenzen te houden zijn de metingen verricht in de X-band. Hierbij dient de volgende frequentietransformatie te worden toegepast: 3,7 G Hz komt overeen met 7 G Hz. Men vindt dan de volgende transformatietabel.

ontvangsband		zendband	
3,7	7	5,9	11,16
3,8	7,19	6,0	11,35
3,9	7,38	6,1	11,54
4,0	7,56	6,2	11,73
4,1	7,75	6,3	11,92
4,2	7,94	6,4	12,10

Tijdens het onderzoek werden diverse modellen onderzocht. Ieder model werd van een letter voorzien. Van enige modellen zullen nu de resultaten van het experimenteel onderzoek besproken worden. De modellen A. en B. waren reeds bij het begin van het onderzoek beschikbaar. Eerst werd de theorie betreffende de bandbreedte nagegaan m.b.v. model B. Model B., had de volgende afmetingen:



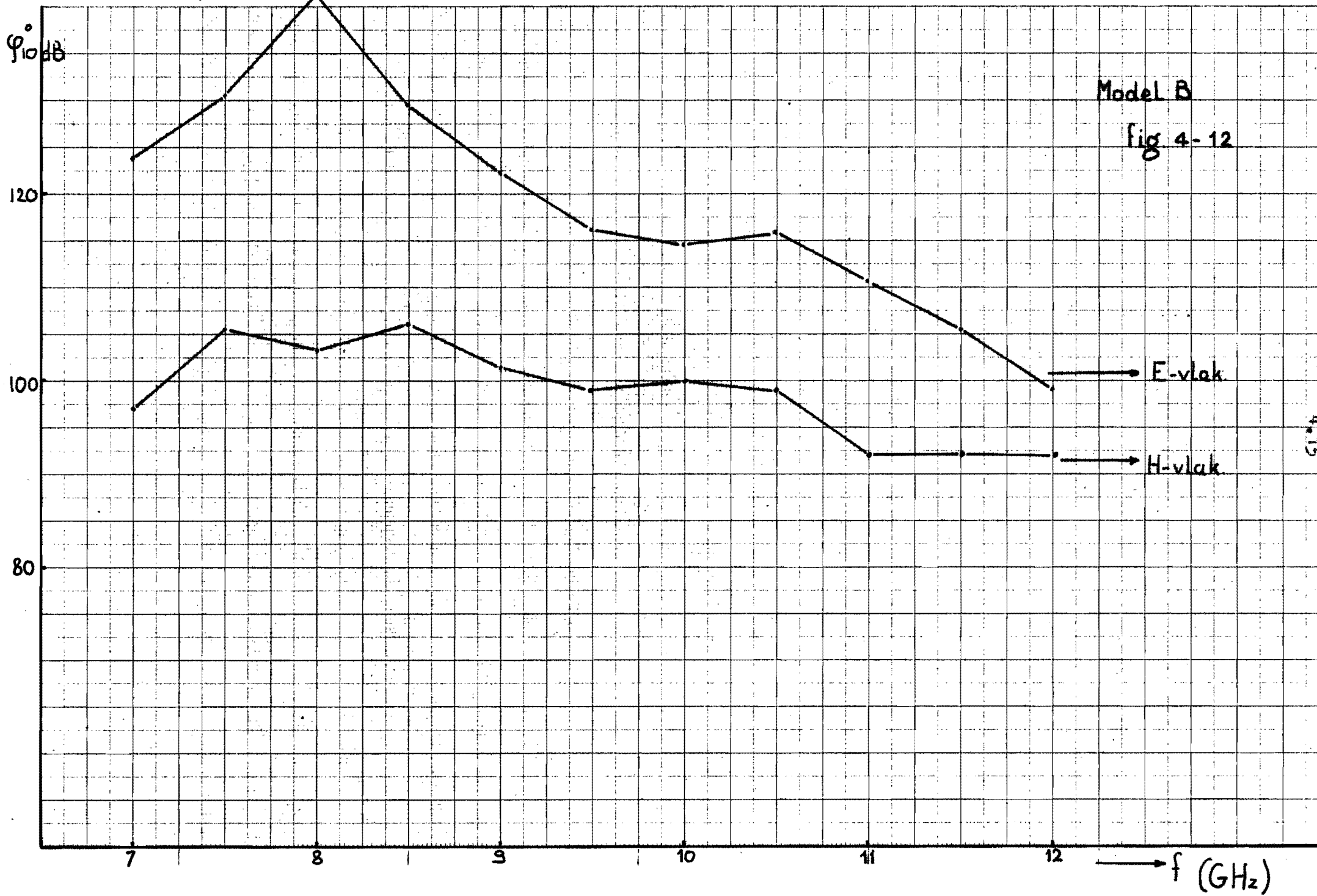
$$\begin{aligned} a &= 28 \text{ mm} \\ l &= 65 \text{ mm} \\ d &= 180 \text{ mm} \\ \theta_0 &= 70^\circ \end{aligned}$$

De 10-dB punten zijn in figuur 4.12 samengevat. Opvallend is dat de bundelbreedte in het H- vlak min of meer onafhankelijk is van de frequentie. De bundelbreedte in het E- vlak hangt echter sterk van de frequentie af. Model A heeft dezelfde afmetingen als model B, echter in dit geval zijn speciale randvoorwaarden toegepast. De metingen van de 10-dB punten zijn in figuur 4.13 bijeengebracht. De belangrijkste conclusie is dat de 10-dB punten in E en H- vlak minder ver uit elkaar liggen; bovendien begint zich enige frequentie-onafhankelijkheid af te tekenen. De bundelbreedte is echter nog veel te groot.

De volgende stap is nu een verkleining van de bundelbreedte te bewerkstelligen. Model E werd geconstrueerd. (speciale randvoorwaarden) afmetingen:

$$\begin{aligned} a &= 28 \text{ mm} \\ l &= 67 \text{ mm} \\ d &= 113 \text{ mm} \\ \theta_0 &= 40^\circ \end{aligned}$$

In figuur 4.14 zijn de resultaten van de metingen samengevat. De frequentieafhankelijkheid is dezelfde als van model A.



φ_{10}° dB

Model A

Fig 4-13

120

100

80

7

8

9

10

11

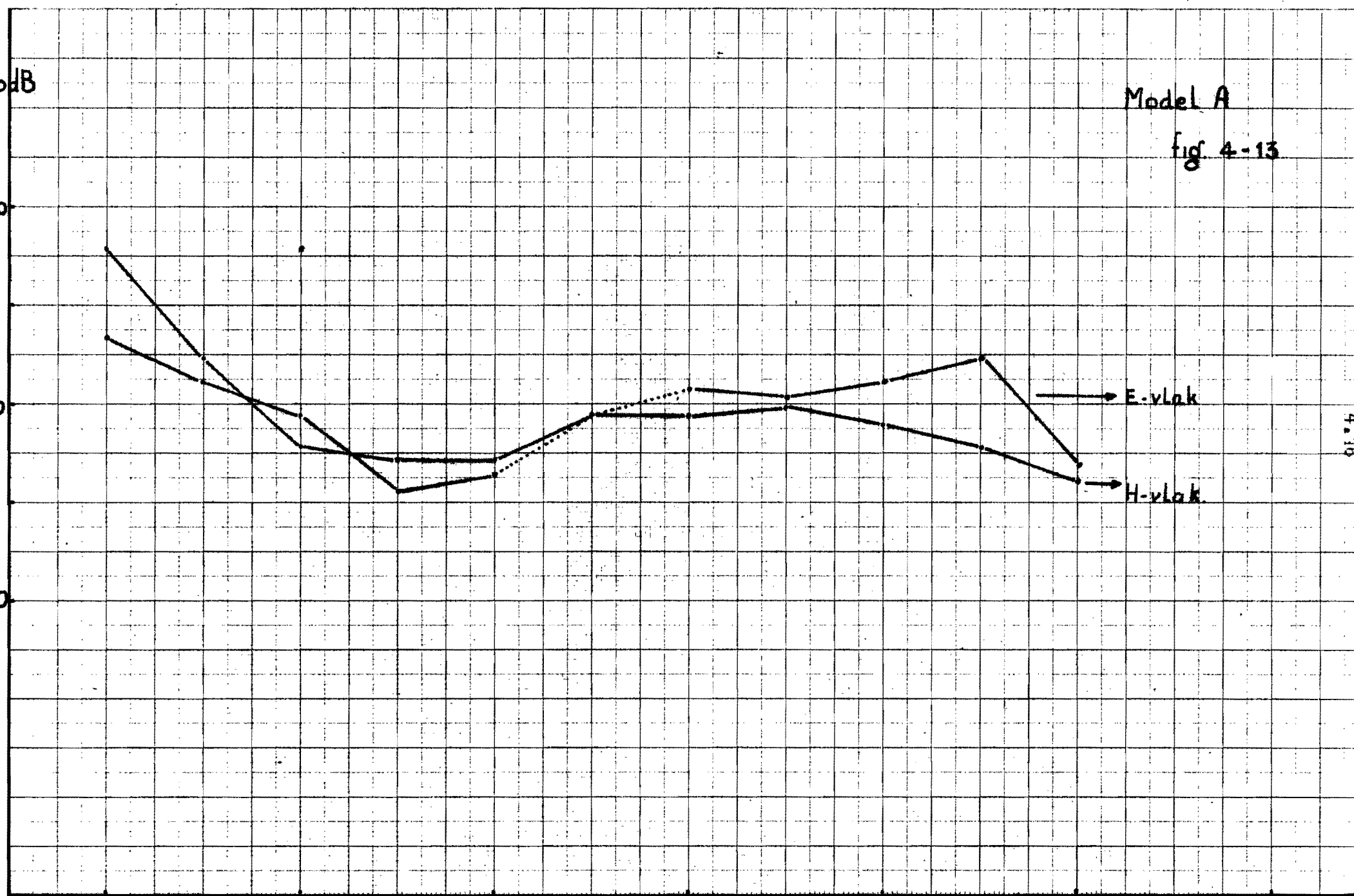
12

f (GHz)

E-vlak

H-vlak

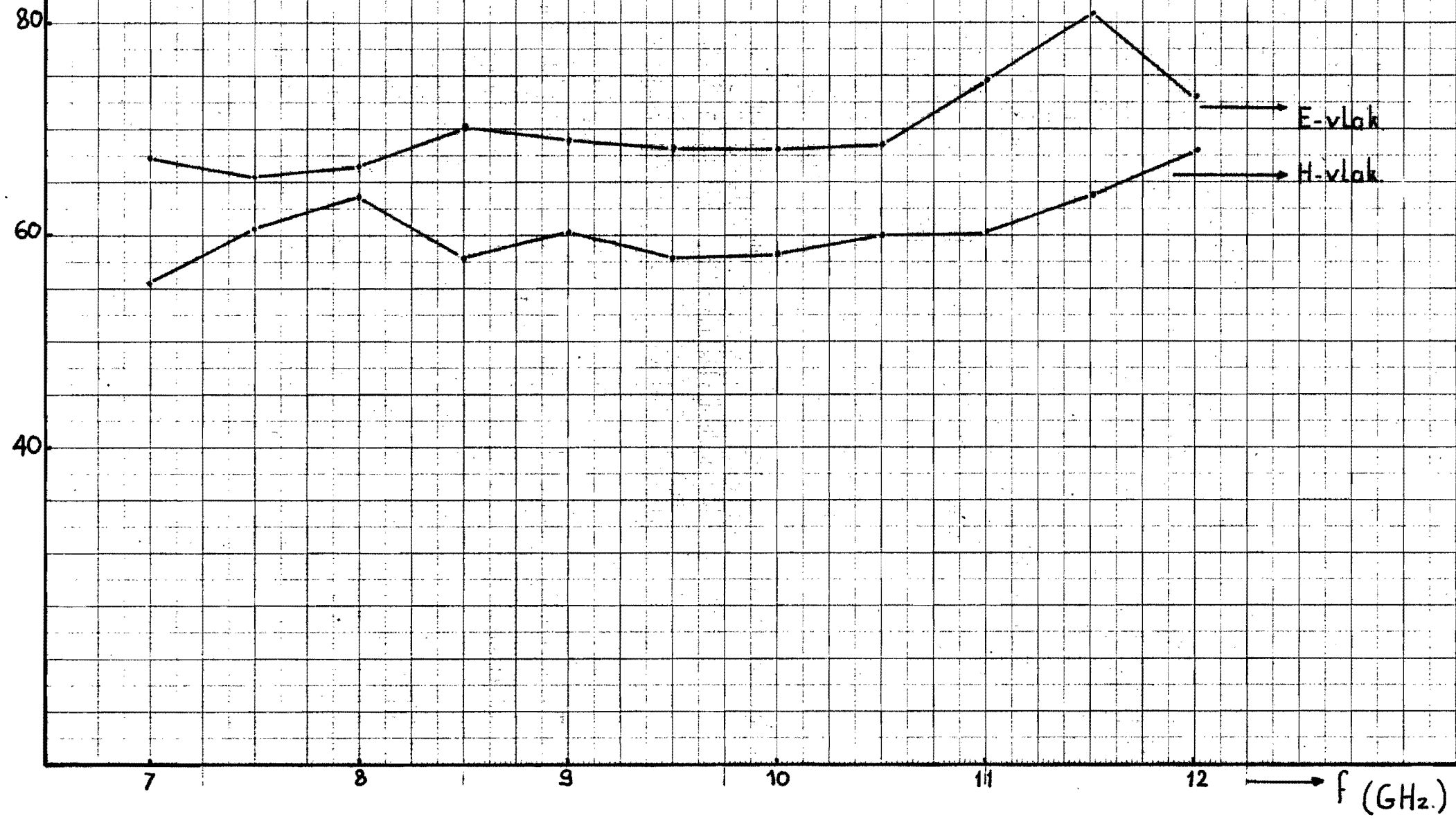
01.4



ρ_{10}° dB

Model E

fig 4-14



De bundelbreedte gemeten op de 10dB punten is inderdaad kleiner. Een verdere reductie van de bundelbreedte werd bereikt met model F (speciale randvoorwaarden).

Afmetingen:

$$a = 28 \text{ mm}$$

$$l = 150 \text{ mm}$$

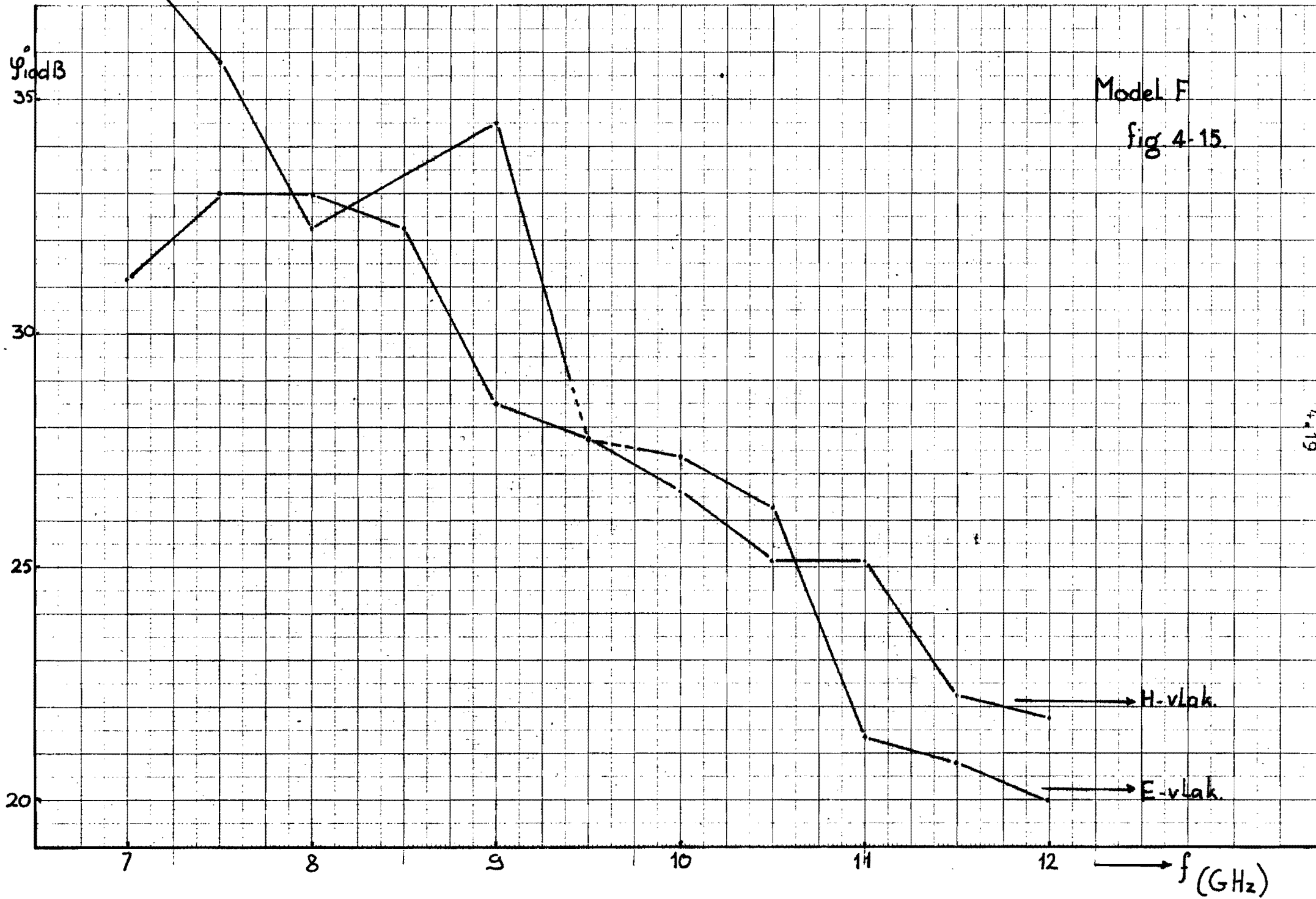
$$d = 105 \text{ mm}$$

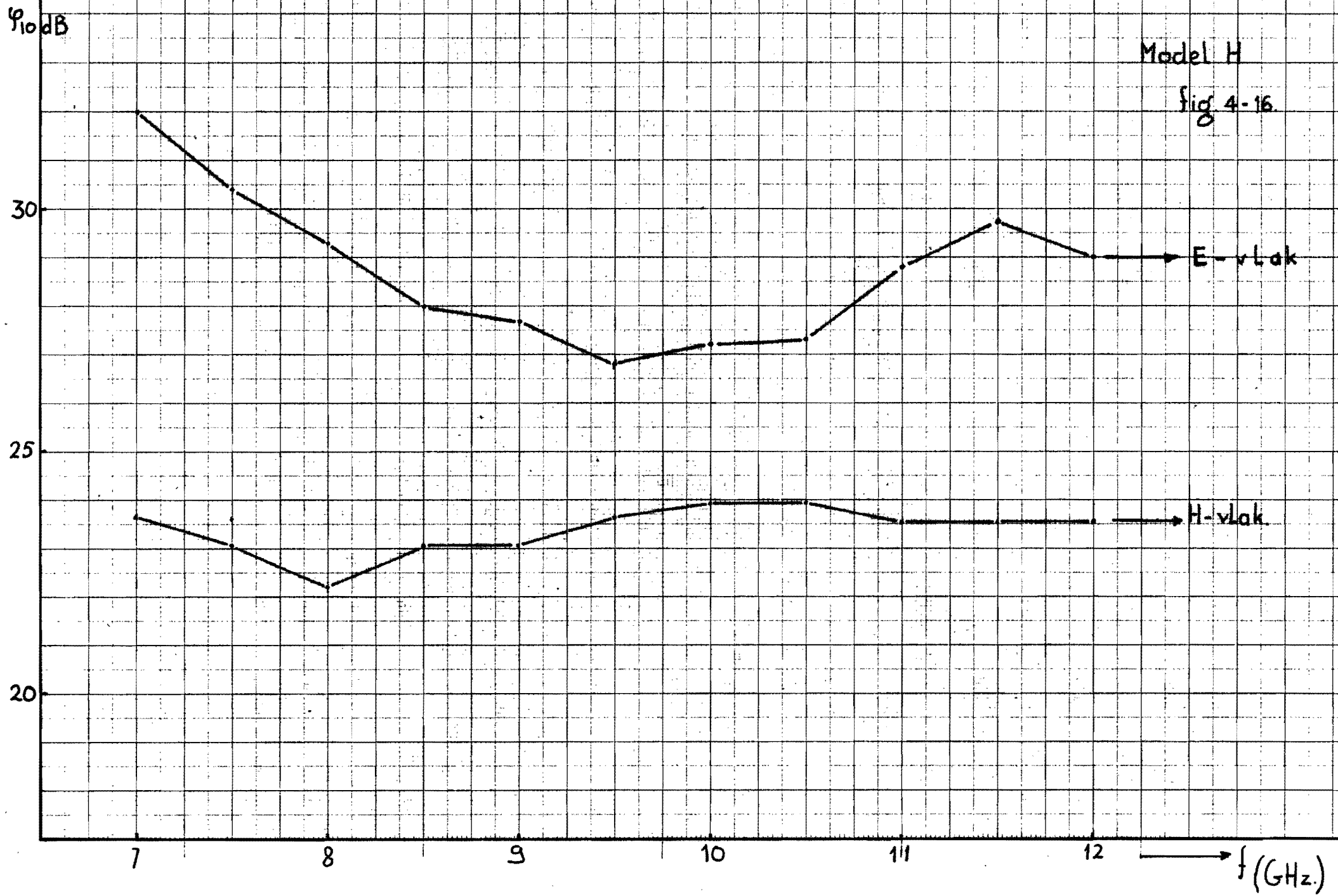
$$\theta_0 = 15^\circ$$

De resultaten in figuur 4.15 tonen aan dat de 10dB bundelbreedte in E- en H- vlak dezelfde is. De 10dB bundelbreedte is echter sterk afhankelijk van de frequentie.

De resultaten in figuur 4.15 tonen aan dat de bundelbreedte gemeten op de 10dB- punten in E- en H- vlak bijna dezelfde is. De bundelbreedte is echter sterk afhankelijk van de frequentie. De afmetingen van de conische hoornantenne, welke in par. 4.2 besproken is, zijn bijna dezelfde als die van model F. Dit biedt de mogelijkheid het effect van de speciale randvoorwaarde te onderzoeken. Met dit doel voor ogen zijn in figuur 4.15.1 t/m 4.15.4. enige stralingsdiagrammen van model F getekend. Men vindt in deze figuur het stralingsdiagram in E- en H- vlak voor de frequenties 7,6 GHz en 11,4 GHz. Een vergelijking met de figuren 4.4 t/m 4.8 is dus zinvol. Het valt dan op dat niet alleen de 10dB punten in E- en H- vlak gelijk zijn, maar dat de hele bundel in E- en H- vlak bijna dezelfde vorm heeft. Verder is buiten het gebied $(-72^\circ + 72^\circ)$ de straling minstens 40 dB lager dan in de hoofdrichting. Dit is bij de gewone conische hoornantenne van par. 4.2 niet het geval (niet af te leiden uit de figuren van 4.4 t/m 4.8, die slechts een gedeelte van het stralingsdiagram tonen.)

Vervolgens werd getracht een antenne te construeren (model H); die een 10 dB bundelbreedte van circa 30° heeft en onafhankelijk is van de frequentie. (conventionele randvoorwaarde) De apertuurdiameter d is 6λ voor de laagste frequentie en 10λ voor de hoogste frequentie. Enige resultaten zijn in figuur 4.16 te vinden. Bovendien zijn in figuren 4.17 t/m 4.20 enige stralingsdiagrammen getekend. De resultaten mogen zeer bemoedigend genoemd worden. Gezien de ervaring opgedaan met model F mag verwacht worden dat het stralingsdiagram in het E- vlak nog verbeterd kan worden door toepassing van speciale randvoorwaarden.





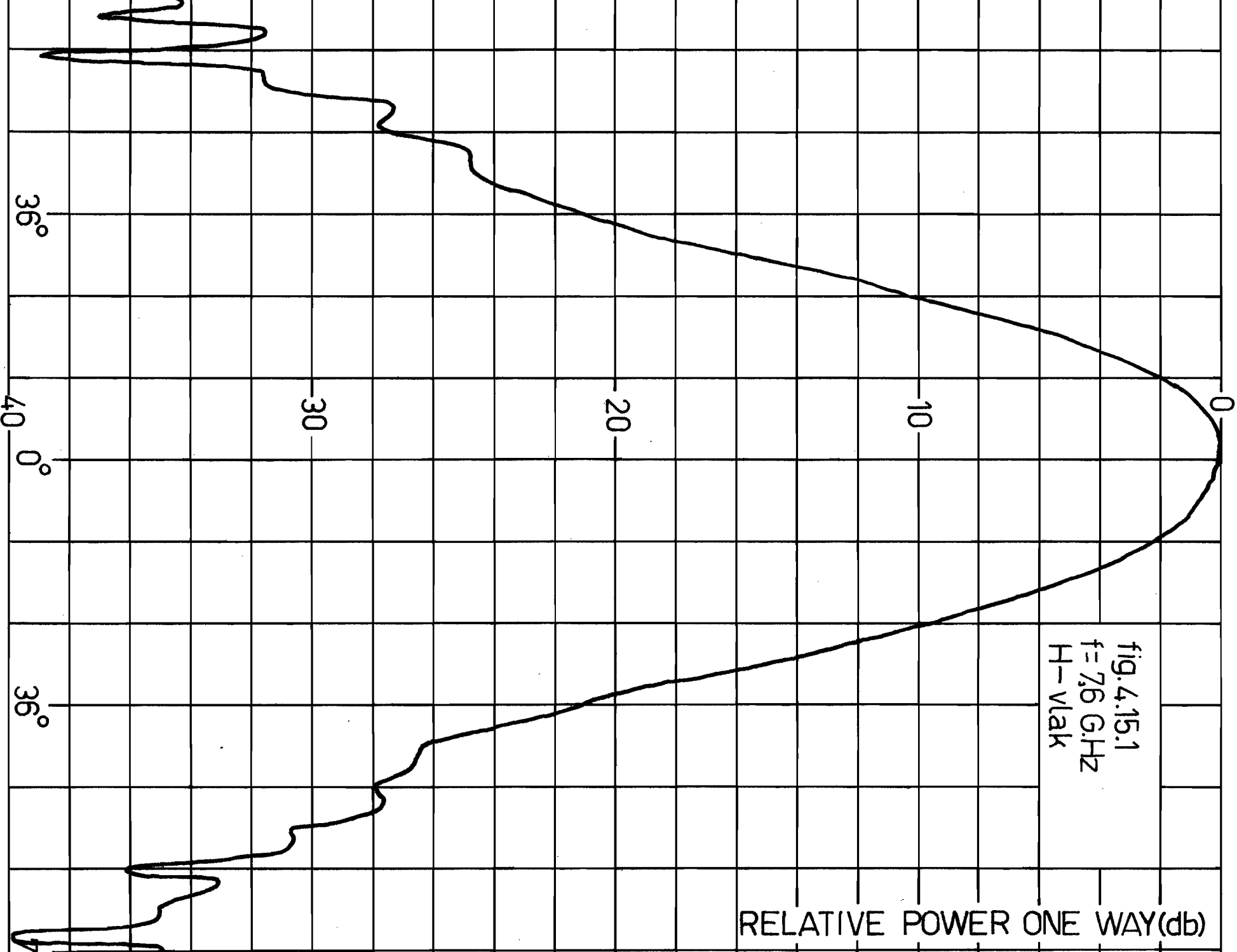


fig. 4.15.1
f = 7.6 GHz
H-vlak

RELATIVE POWER ONE WAY (dB)

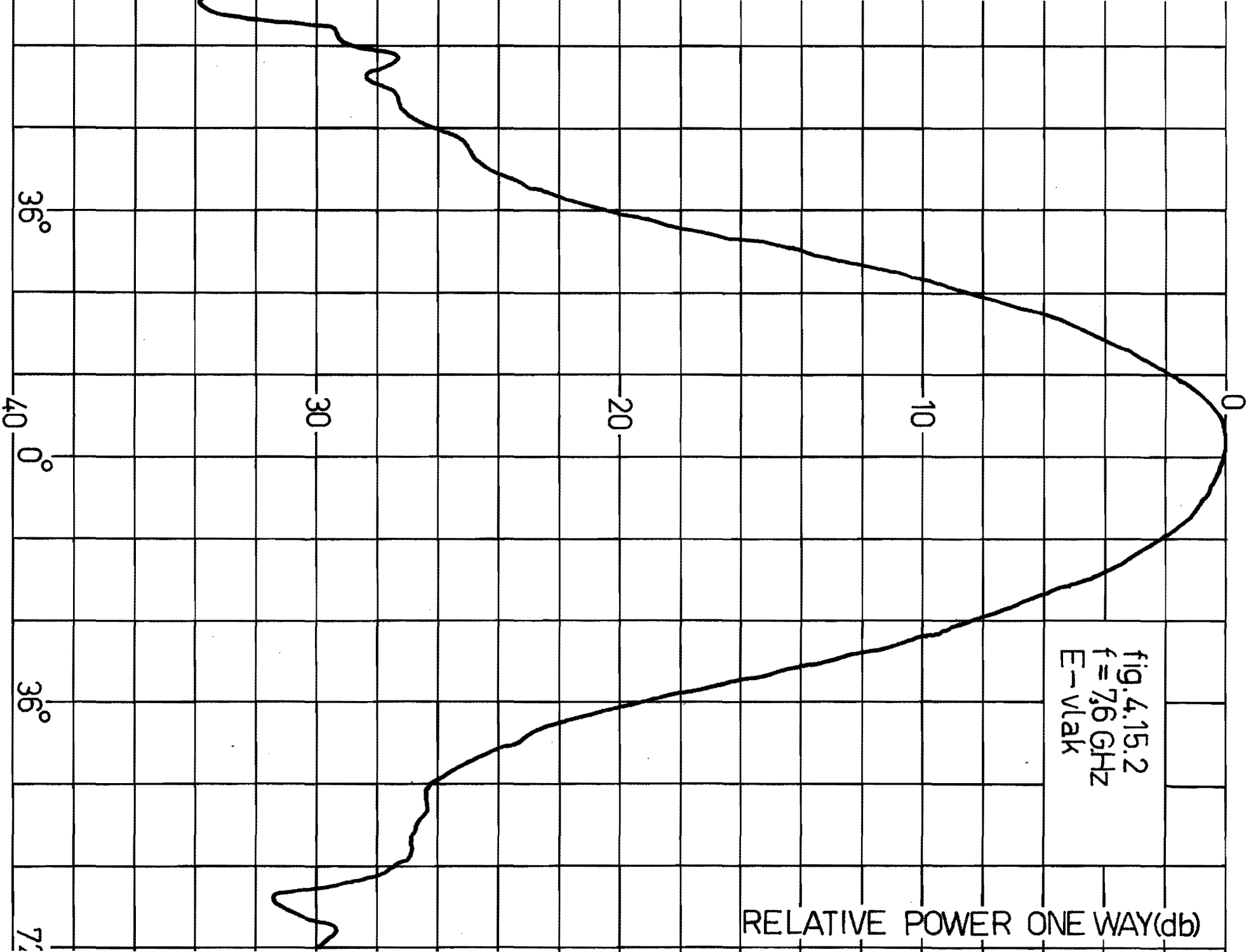


fig. 4.15.2
f = 7.6 GHz
E-vlak

RELATIVE POWER ONE WAY(dB)

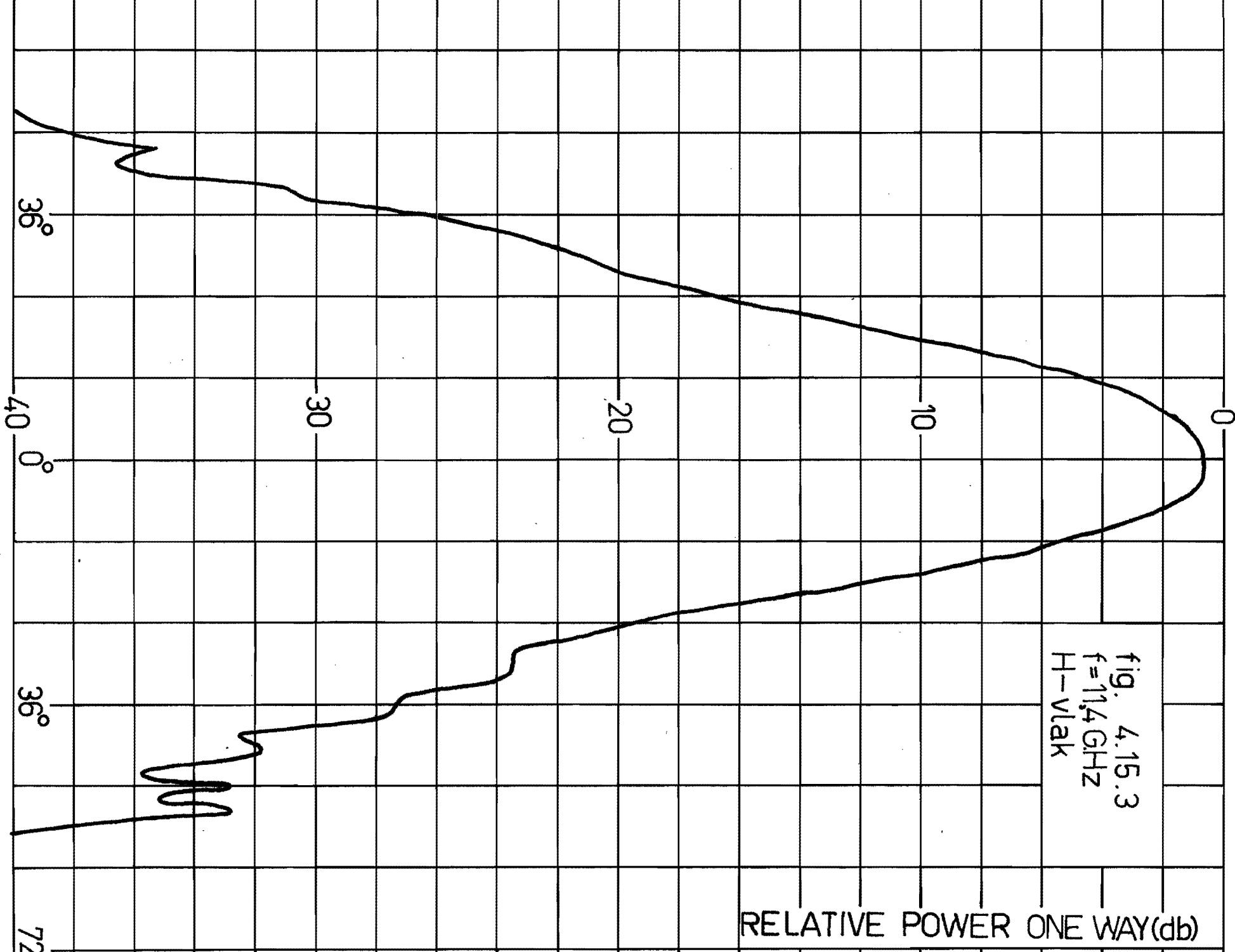


fig. 4.15.3
f=11.4 GHz
H-vlak

RELATIVE POWER ONE WAY(db)

36°

40 0°

36°

72

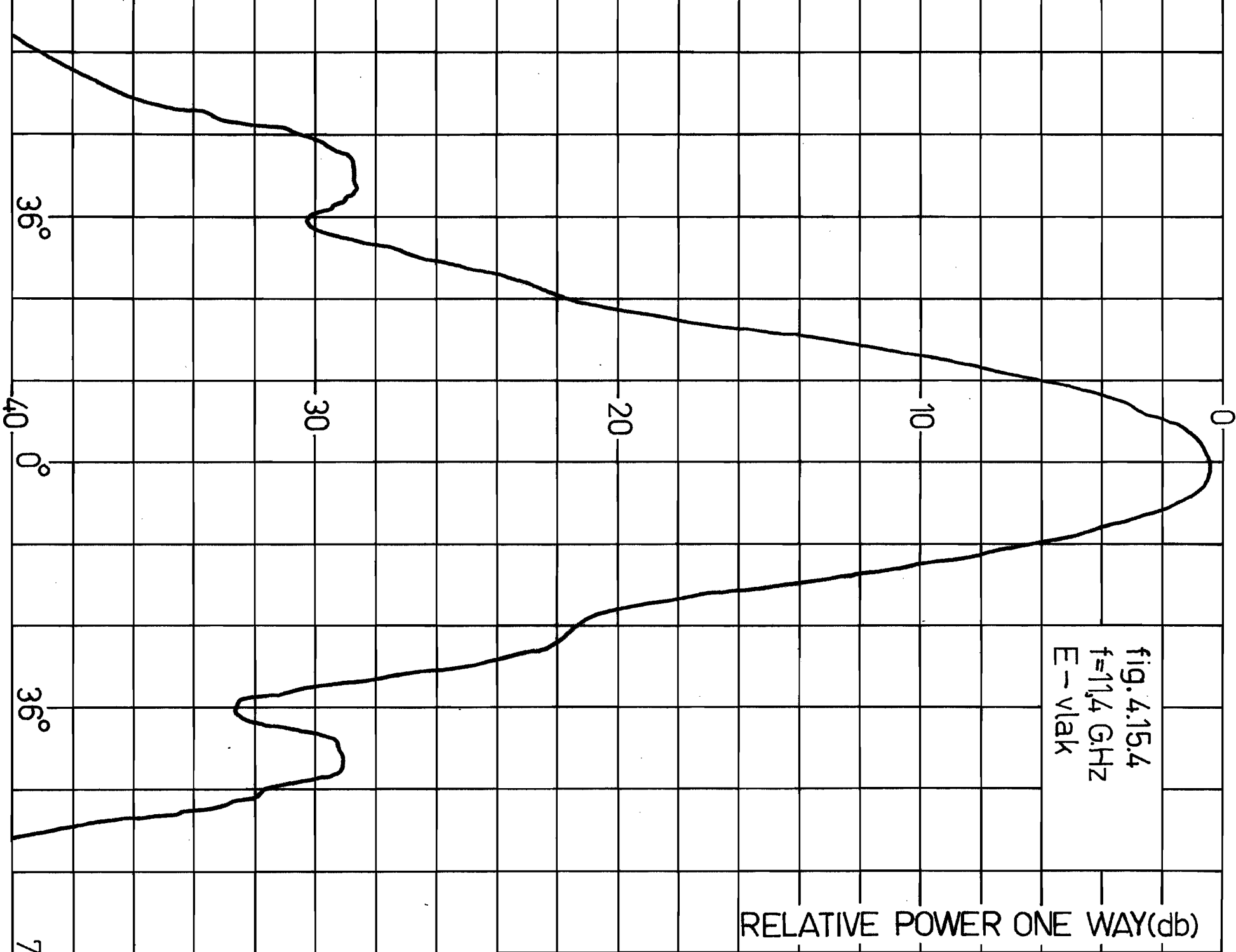


fig. 4.15.4
f=11.4 GHz
E-vlak

RELATIVE POWER ONE WAY(db)

7

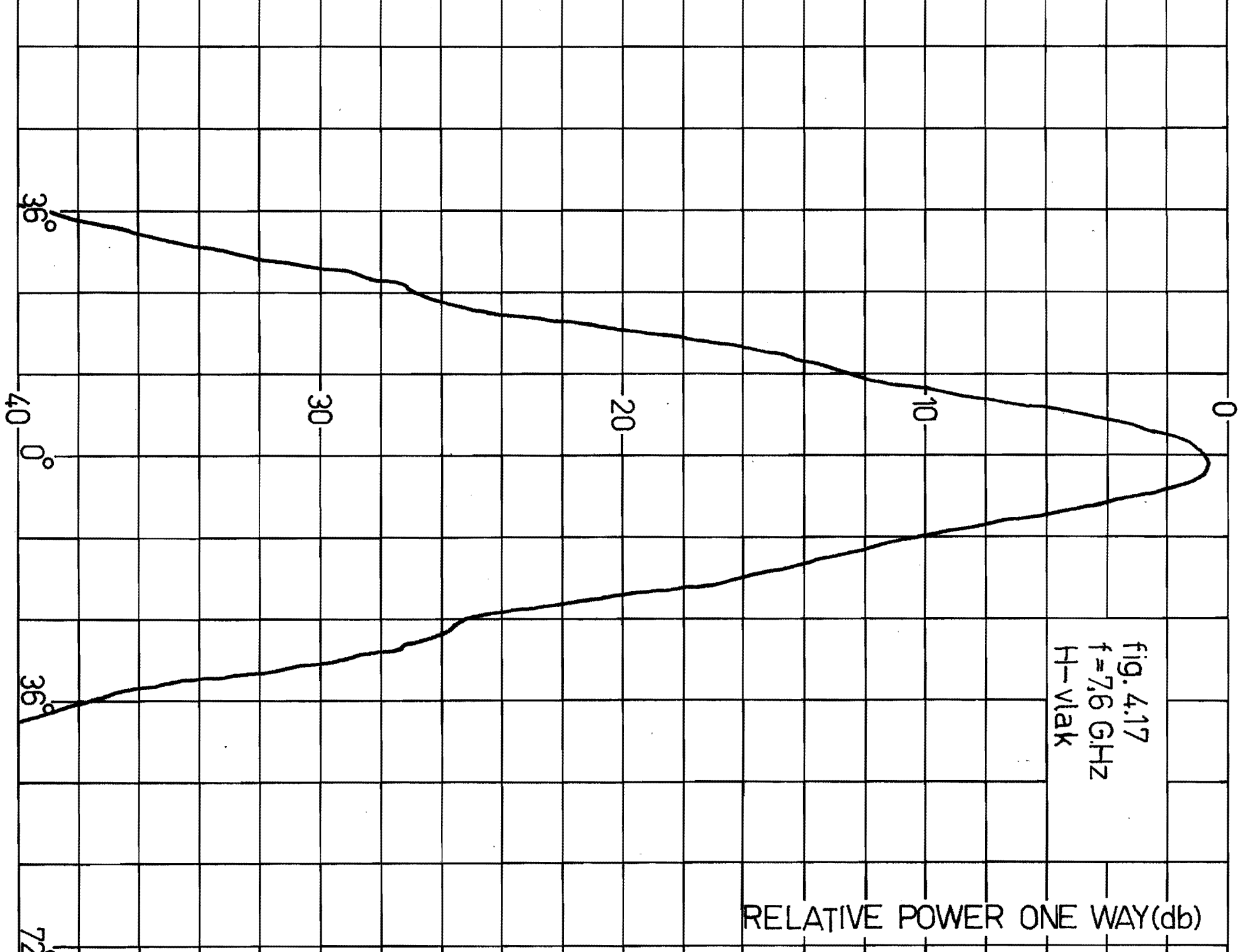


fig. 4.17
f = 7.6 GHz
H-vlak

RELATIVE POWER ONE WAY(db)

72

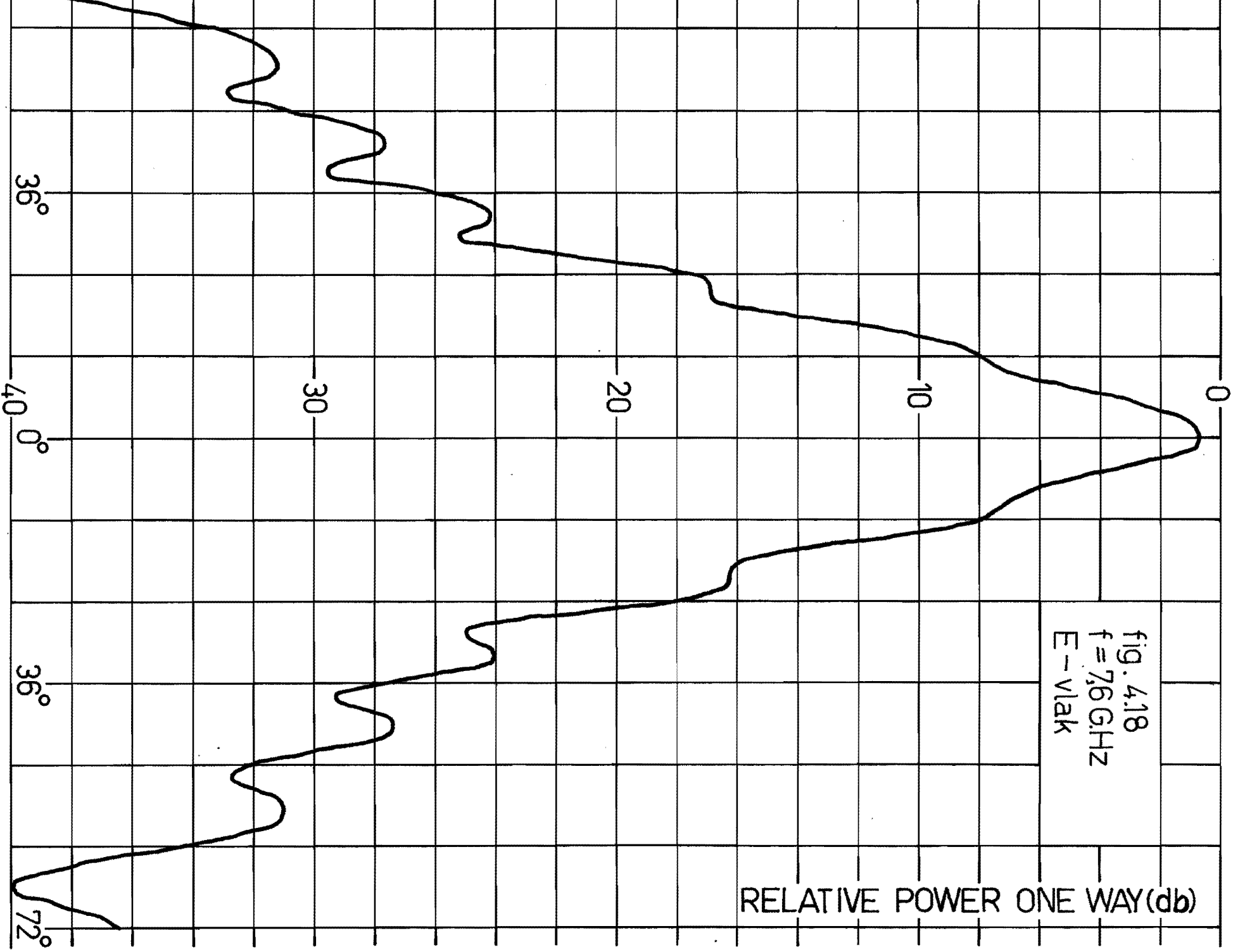


fig. 4.18
f = 7,6 GHz
E - vlak

RELATIVE POWER ONE WAY(db)

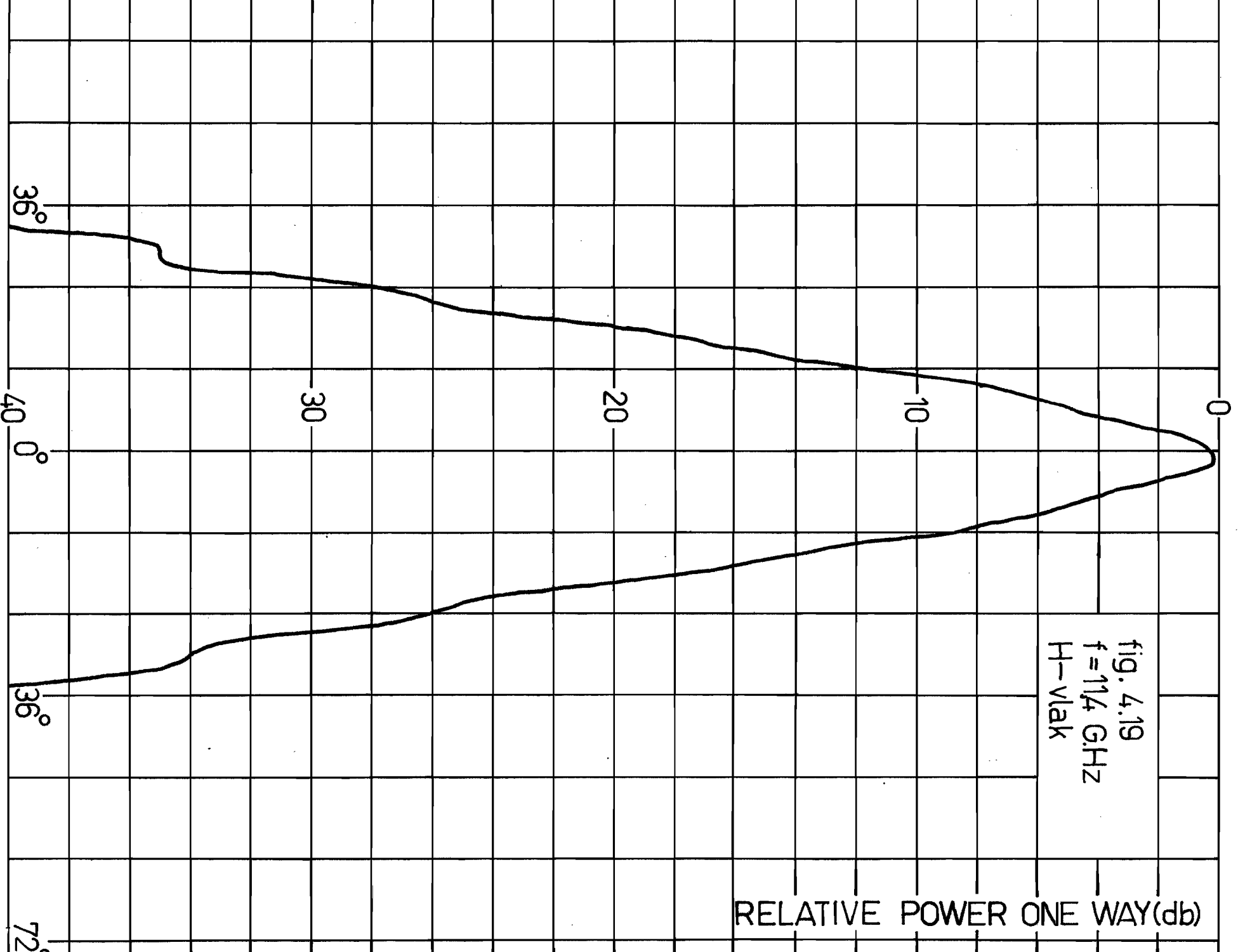


fig. 4.19
f = 11.4 GHz
H-vlak

RELATIVE POWER ONE WAY(db)

4.27

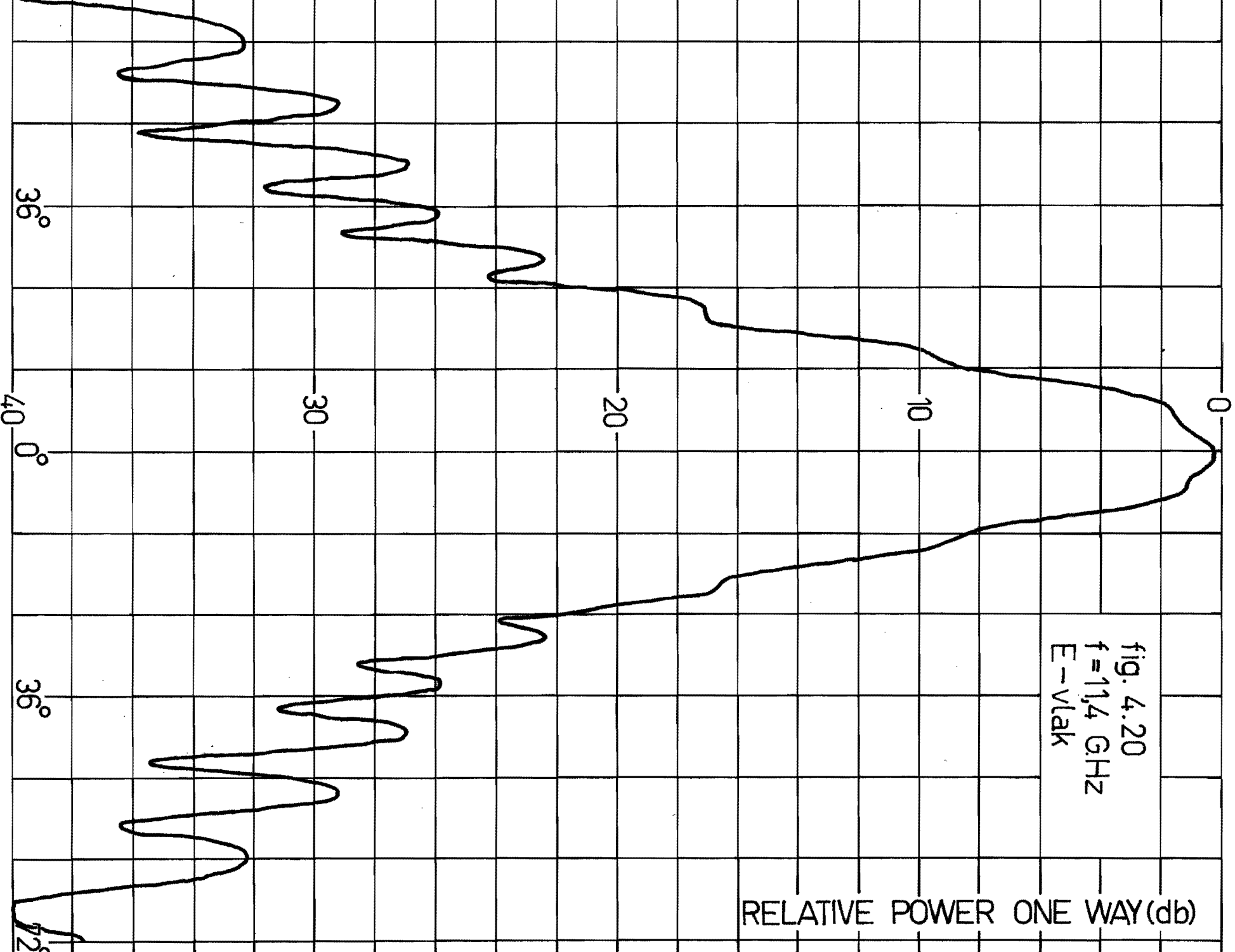


fig. 4.20
f = 11.4 GHz
E - vlak

RELATIVE POWER ONE WAY (db)

Een belangrijke vraag is nu nog waar het verre veld van model H begint. Uitgaande van de relatie $R \geq \frac{2d^2}{\lambda}$ kan nu onderstaand tabel samengesteld worden.

frequentie	d	R	R
3,7 GHz	6	72 λ	5,83 m
6,4 GHz	10	100 λ	4,68 m

Verwacht mag worden dat het mogelijk is een conische hoornantenne te construeren die de goede eigenschappen van de modellen F en H in zich verenigt en dus zeer goed bruikbaar is als belichter in een antenne van een grondstation. Bij de bespreking van de eigenschappen van diverse modellen is alleen gelet op de gelijkheid van de bundel in het E- en H- vlak en op de frequentieonafhankelijkheid van de bundel. Vele andere metingen tonen aan dat de andere eisen, welke in 4.1 geformuleerd zijn, de ontwerper van een belichter niet voor onoplosbare problemen stellen.

4.5 Conclusies:

1. Alle beschikbare beschrijvingen van grondstations zijn zeer onvolledig t.a.v. de toegepaste belichter.
2. Ontwerpers van een antenne voor een grondstation dienen dan ook zelf een belichter te ontwikkelen.
3. Gezien de eisen welke in 4.1 geformuleerd zijn werd besloten een gemodificeerde conische hoornantenne toe te passen als belichter.
4. De metingen beschreven in 4.4., tonen aan dat de verwachting gerechtvaardigd is dat een gemodificeerde conische hoornantenne als belichter toegepast kan worden en voldoet aan de in 4.1 geformuleerde eisen.

5. Het meten van de verstrooide straling van een hyperbolische subreflector.5.1 De meting

Als een subreflector belicht wordt met een hoornantenne zal slechts een gedeelte van de uitgezonden energie op de subreflector vallen en volgens de wetten der geometrische optica gereflecteerd worden. In hoofdstuk 3 is aangetoond dat het gedeelte van de energie dat na reflectie tegen de subreflector niet op de parabool terecht komt een grote invloed op de antenne-temperatuur heeft. Het is dus van belang de verstrooide straling van een hyperbolische subreflector te meten,



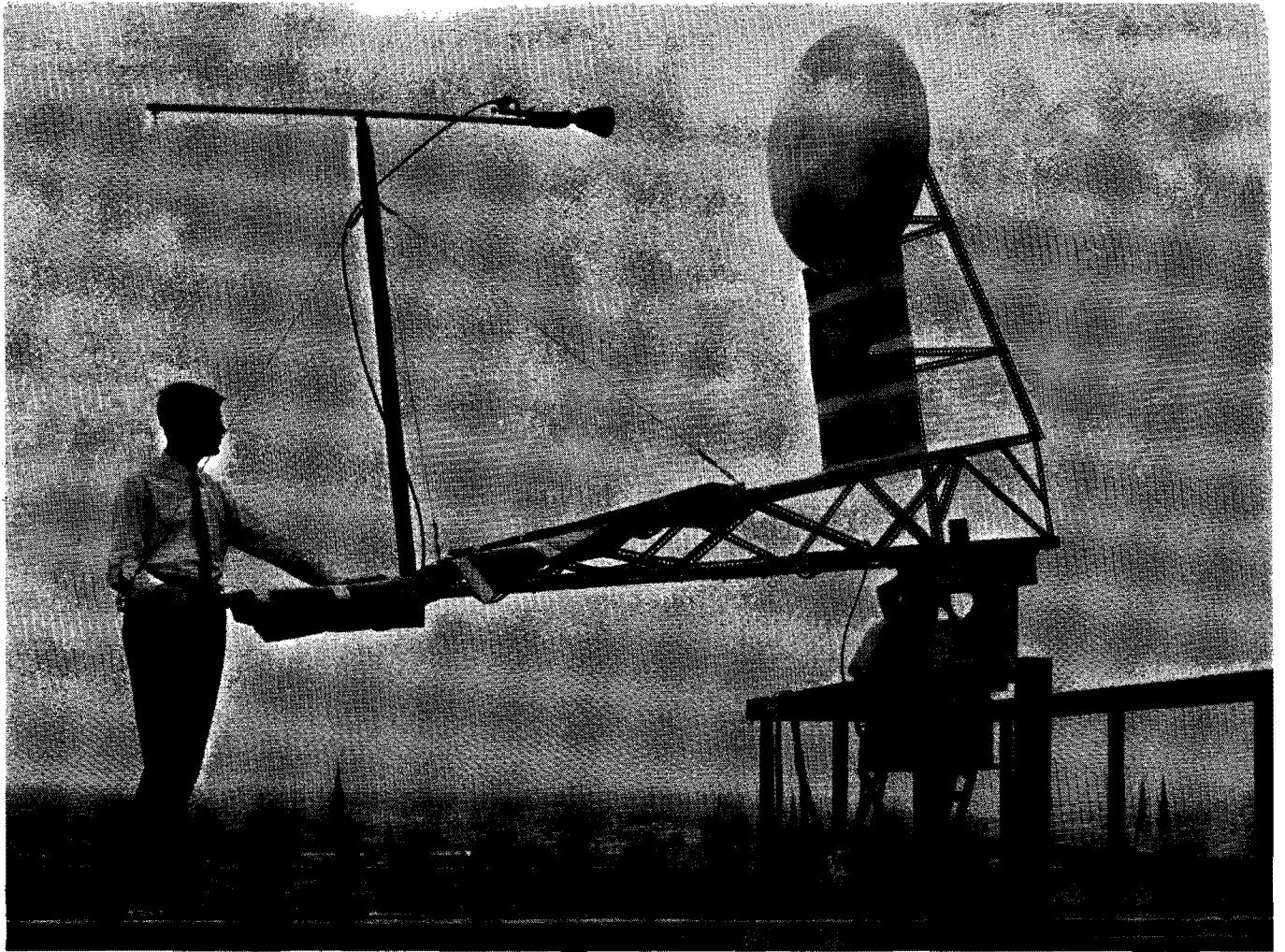
1 hoornantenne

2 hyperbolische subreflector

A,B brandpunten van de hyperbool

figuur 5.1

De meting wordt verricht door het systeem hoornantennesubreflector om het punt B te laten draaien en tegelijk vanuit een vaste richting dit systeem met een vlakke golf te bestralen. Voor verdere informatie betreffende deze opstelling zie men de foto op pagina 5.2.



Opgemerkt dient te worden dat op deze wijze tevens de belichting van de hoofdreflector wordt gemeten.

De metingen zijn verricht bij een frequentie van 9500 MHz.

De subreflector is geconstrueerd van kunststof en beplakt met aluminiumfolie.

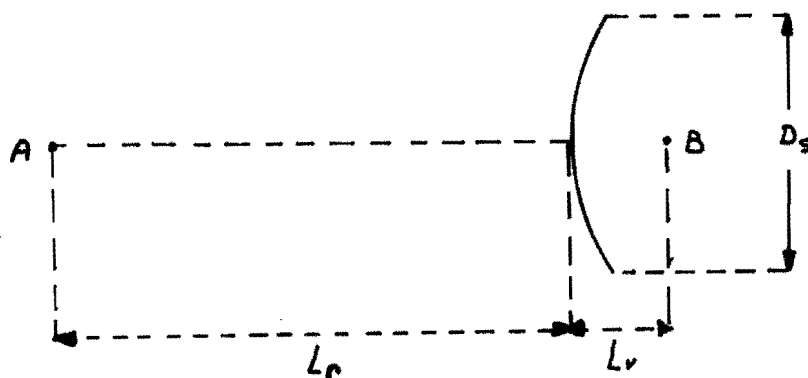
De afmetingen van de subreflector werden berekend door uit te gaan van:

1e. $F/D = 1/3$

2e. de hoornantenne heeft op de 10 dB-punten een bundelbreedte van 30° .

3e. de randbelichting is 10 dB.

De berekende afmetingen zijn in figuur 5.2 te vinden.



$$D_s = 32,1 \lambda$$

$$L_r = 50,5 \lambda$$

$$L_v = 8,7 \lambda$$

figuur 5.2

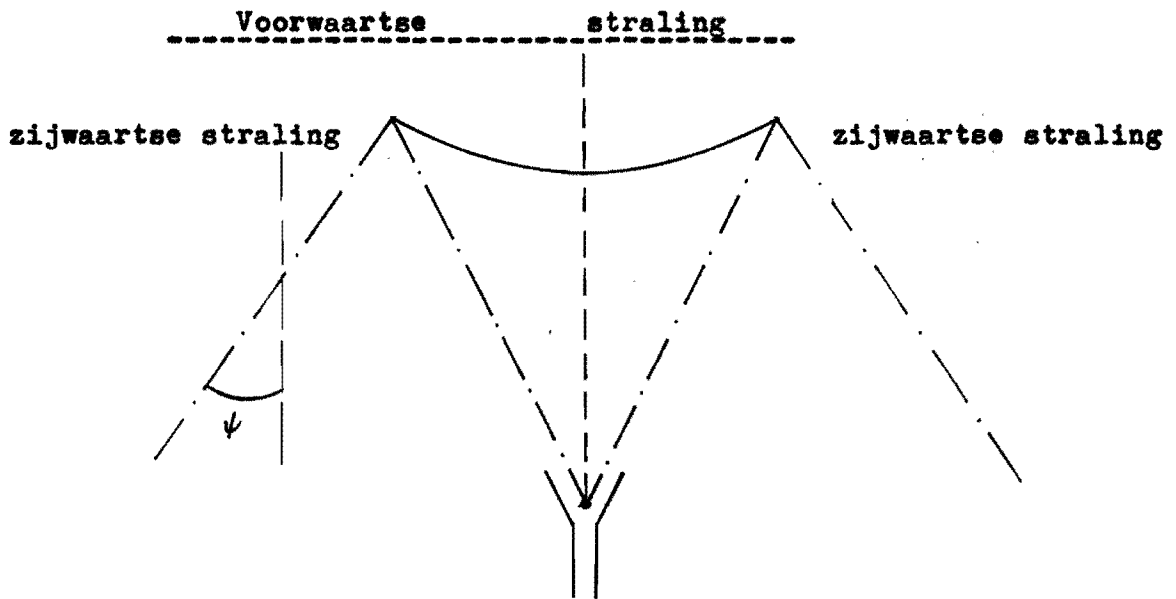
Model F werd als belichter gekozen. De bundelbreedte op de 10- dB punten van model F is n.l. circa 30° . De keuze van de frequentie werd bepaald door het feit dat bij 9500 MHz de bundelbreedte in H- en E-vlak dezelfde was. Door het fasecentrum van de hoorn samen te laten vallen met punt A bleek dat een randbelichting van 7 dB gerealiseerd kon worden. Uit hoofdstuk 3 bleek dat een lagere randbelichting gewenst is. Metingen werden uitgevoerd bij een randbelichting van 7, 13, 17 en 20 dB. Dit werd gerealiseerd door de hoornantenne dichter bij de reflector te plaatsen. Eigenlijk moet dan de excentriciteit van de hyperbool ook veranderd worden, hetgeen de aanmaak van nieuwe reflectoren noodzakelijk maakt. Besloten werd dit niet te doen. De uitkomsten van de metingen zullen dan ook slechts kwalitatieve waarde bezitten. Verwacht mag worden dat toch enige voorlopige conclusies getrokken kunnen worden.

Met behulp van grafische integratie werd bepaald welk gedeelte van de door de hoornantenne uitgezonden energie bij de diverse randbelichtingen op de subreflector terecht komt. Zie tabel 5.I

randbelichting:	percentage van de energie op de subreflector.
7 dB	79,3
13 dB	87,9
17 dB	92,7
20 dB	97,4

tabel 5.I

Uitgaande van de gemeten verstrooide straling van de subreflector kan nu bepaald worden hoeveel energie door de subreflector gereflecteerd wordt en hoeveel door voorwaartse en zijwaartse straling verloren gaat. Zie figuur 5. 3.



figuur 5.3.

De resultaten zijn in tabel 5.II samengevat

	ψ	straling tussen $\{-\psi, +\psi\}$	zijwaartse straling	voorwaartse straling
7 dB	74°	68,73 %	2,66 %	28,61 %
13 dB	$81^{\circ},40'$	89,80 %	1,08 %	9,12 %
17 dB	$85^{\circ},40'$	93,85 %	0,62 %	5,53 %
20 dB	$89^{\circ},50'$	97,23 %	0,01 %	2,76 %

Tabel 5.II

5.2 De conclusies:

- 1e bij een 7 dB randbelichting is de hoeveelheid energie in de voorwaartsestraling en zijwaartsestraling ontoelaatbaar hoog.
- 2e bij een randbelichting van 20 dB bedraagt de zijwaartse- en voorwaartse straling enige procenten van de totale energie en levert dus een aanwijsbare bijdrage tot de antenntemperatuur bij lage elevatiehoeken van de antenne.
- 3e Het is niet mogelijk aan de metingen met een randbelichting van 13 en 17 dB een duidelijk interpretatie te verbinden.

6. De gemodificeerde cassegrainantenne.

6.1. Inleiding:

Reeds door Silver p.498 is de mogelijkheid aangeduid om in een antenneapertuur een veld te verkrijgen met een voorgeschreven amplitude en faseverdeling, door bepaalde wijzigingen aan te brengen in het antenneoppervlak. De studie op dit gebied is later voortgezet door Kinber, (lit.12) die studies heeft gemaakt van systemen bestaande uit twee reflectoren. Anderen (lit.7) wijzen ook op de mogelijkheden om van een hyperbolische of parabolische vorm van de subreflector af te wijken, om zodoende een verbetering te verkrijgen van het gereflecteerde golffront. Blijkens een recente publikatie van Jet Propulsion lab (lit.9) is men ook daar niet erg gelukkig met de huidige oplossing, waarbij de subreflector voorzien wordt met een extra rand om de spillover verliezen te verminderen (lit.19). Men zoekt blijkbaar ook daar oplossingen waarbij meer ingrijpende veranderingen worden aangebracht in het reflectorsysteem. Het probleem om een apertuur te verkrijgen met voorgeschreven belichting kan men op twee manieren aanpakken:

- a) Men beschikt over een belichter met een gegeven patroon en men wenst een bepaald voorgeschreven veld. De oppervlakte van hoofd en subreflector moeten nu aan bepaalde voorwaarde voldoen.

- b) Men beschikt over een bepaald reflectorsysteem en wenst een bepaald voorgeschreven veld. Het patroon van de belichter moet nu aan bepaalde eisen voldoen. In dit rapport wordt uitsluitend ingegaan op mogelijkheid a, aangezien aangetoond is dat belichters met voorgeschreven antennenpatronen en een grote bandbreedte (zie par.4.2) zeer moeilijk zijn te realiseren en soms ook onmogelijk (lit.9). Baanbrekend werk voor wat betreft de mogelijkheid onder a genoemd is vooral verricht door Galindo (lit.11). Zijn methode voor de berekening van het reflectoroppervlak is door ons in de komende hoofdstukken gevolgd. Hiernaast vindt men nog berekeningen van Green (lit.50) en Williams (lit.10). In het algemeen verkrijgt men door modificatie van de reflectoroppervlakken aanzienlijke voordelen boven de conventionele antenne.

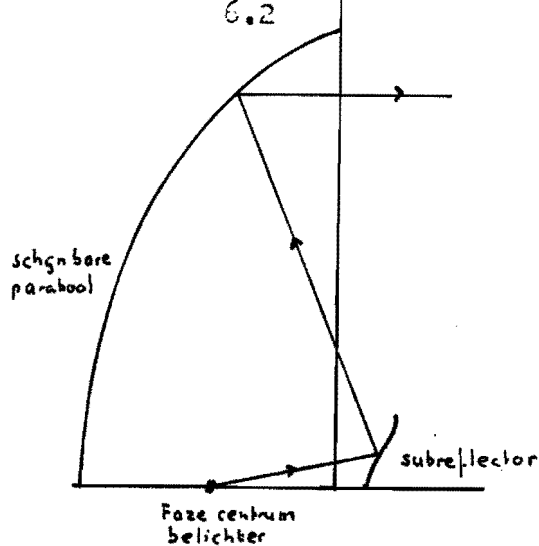


Fig. 6.1

Allereerst kan men aan de antenneapertuur de eis stellen dat deze uniform wordt belicht, waardoor een theoretisch belichtingsrendement van 100% kan worden bereikt. In de tweede plaats mag men de rand van de subreflector veel lager belichten dan bij een conventionele cassegrain antenne; de energie immers die op de aangepaste subreflector valt wordt door deze zodanig gereflecteerd dat tesamen met aanpassingen aan de hoofdreflector een uniform belichte apertuur wordt verkregen. (zie fig.6.1)

Door de lage belichting aan de rand van de subreflector verkrijgt men twee duidelijke voordelen boven de conventionele antenne. Allereerst zal men zeer weinig spillover krijgen aan de rand van de subreflector. We verwijzen hiervoor naar fig.6.2. op bld. 6.4. waaruit blijkt dat bij een theoretische belichter met een diagram in de vorm van:

$$G_r(\varphi_r) = 2(n+1) \cos^n \varphi_r$$

bij een randbelichting van -20dB een spillover efficiency berekend kan worden van 99%. Bij een "werkelijke" belichter zal dit bedrag tengevolge van de altijd aanwezige zijlussen ongunstiger zijn. Bij een conventionele cassegrain antenne moet men het oog op het maximale te behalen antennerendement de subreflector belichten met circa -10dB, waardoor de spillover-efficiency slechts circa 92% bedraagt. Vanzelfsprekend wordt de antenneruistemperatuur in het laatste geval door de lage spilloverefficiency ongunstig beïnvloed.

Een tweede voordeel van de lage belichting van de subreflector is de sterke vermindering van de diffractie verschijnselen. Computer berekeningen uitgevoerd ter berekening van het antennerendement volgens betrekking 3.58 tonen dit effect duidelijk aan. Ter illustratie is in figuur 6.3 op blz. 6.5 een grafiek weergegeven die het antennerendement ten gevolge van diffractie laat zien als functie van de randbelichting. Weliswaar is deze berekening uitgevoerd voor een conventionele cassegrain antenne doch gezien de zeer sterke overeenkomsten zelfs na de modificatie en gelet op het vergelijkend onderzoek van Rusch tussen dubbelreflector antennes volgens de systemen van Cassegrain en Gregory, (lit.51) mag men aannemen dat deze benadering correct is. In de volgende hoofdstukken is door middel van analytische uitdrukkingen aangegeven welke vorm de hoofd en subreflector krijgen. Uitgaande van een bekend verondersteld diagram van de primaire belichter kunnen hiermede de coördinaten van hoofd en subreflector worden berekend. Een voorbeeld is uitgewerkt met een belichtingsfunctie volgens:

$$G_1(\varphi_1) = 122 \cos^{60} \varphi_1$$

Bij een werkelijke belichter is het stralingsdiagram in analytische vorm niet aangegeven. Het is dan toch mogelijk bovenstaande berekeningen uit te voeren door het gemeten stralingsdiagram met een numerieke methode in de computer in te voeren. Het huidige beschikbare computerprogramma houdt reeds met deze mogelijkheid rekening.

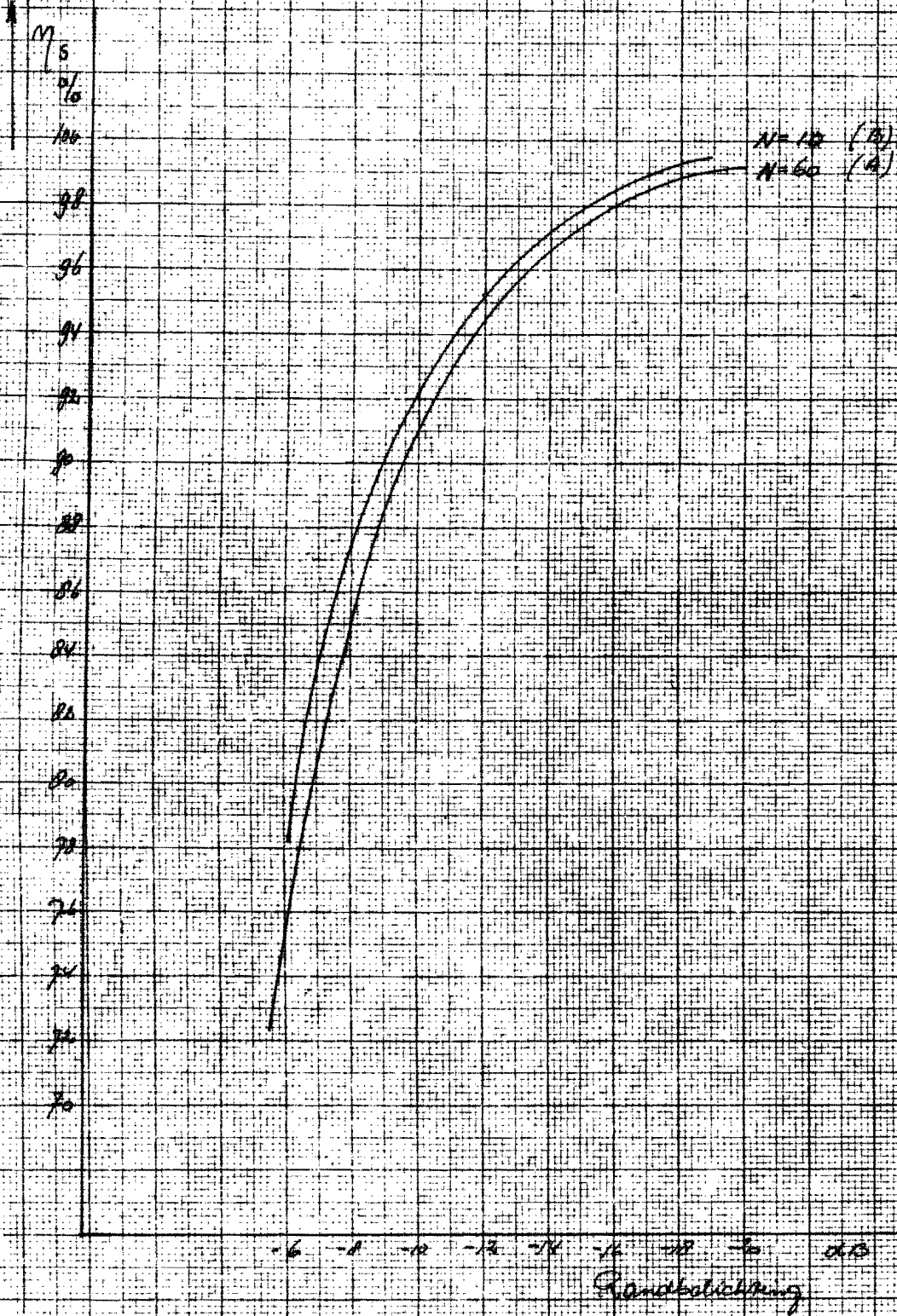


fig 6.2

DE SPILOVEREFFICIENCY η_s AAN DE SUBREFLECTOR
ALS FUNCTIE VAN DE RANDBELICHTING

BELICHTINGSFUNCTIE $A = \frac{F_1}{F_2} = 122 \cos^{60} \varphi$

$B = \frac{F_1}{F_2} = 22 \cos^{10} \varphi$

00

11%

96

95

94

93

92

91

90

-6

-8

-10

-12

-15

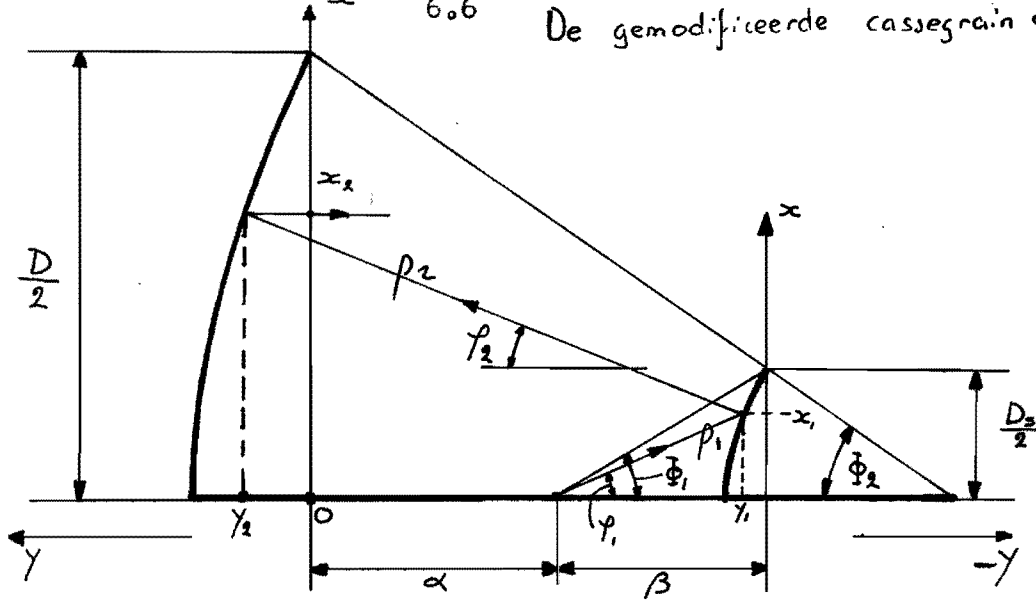
-20

→ dB

randbelichting

Fig. 6.3.

De verlies van het antennerendement door diffractie als functie van de randbelichting aan de subreflector.



BETREKKINGEN:

$$\frac{dy_1}{dx_1} = \tan \frac{1}{2} (\varphi_1 - \rho_2) \quad (1)$$

$$\tan \rho_2 = \frac{x_2 - x_1}{\alpha + \beta - \gamma_1 + \gamma_2} \quad (2)$$

$$\frac{dy_2}{dx_2} = -\tan \frac{1}{2} \rho_2 \quad (3)$$

$$x_2^2 = \frac{D^2}{4} \cdot \frac{\int_0^{\rho_2} g(\rho_1) \sin \rho_1 d\rho_1}{\int_0^{\frac{1}{2}} g(\rho_1) \sin \rho_1 d\rho_1} \quad (4)$$

$$\frac{\beta - \gamma_1}{\cos \rho_1} + \gamma_2 + \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (\alpha + \beta + \gamma_2 - \gamma_1)^2} = K \quad (5)$$

$$\tan \phi_1 = \frac{\frac{1}{2} D_2}{\beta} \quad (6)$$

$$\tan \phi_2 = \frac{D - D_2}{2(\alpha + \beta)} \quad (7)$$

$$K = \frac{\beta}{\cos \phi_1} + \frac{\alpha + \beta}{\cos \phi_2} \quad (8)$$

$$\tan \varphi_1 = \frac{x_1}{\beta - \gamma_1} \quad (9)$$

Fig 6.4.

6.2 De geometrie van het systeem (zie figuur 6.4 op bld. 6.6)

Het ontwerp van een antenne met een dubbel reflectorsysteem, waarbij de oppervlakken aangepast zijn gaat uit van optische principes; hierbij moet aan de volgende wetten zijn voldaan:

1. De wet van Snellius voor reflecterende oppervlakken;
2. Binnen een stralenbundel is de energie, die per tijds-eenheid een doorsnede passeert onafhankelijk van die doorsnede.
(Silver, p.112)
3. De oppervlakken van constante fase zijn oppervlakken loodrecht op de stralen, ook na een of meer reflecties.
(theorie van Malus).

De toepassing van deze wetten leidt tot een aantal vergelijkingen, waaraan het systeem moet voldoen. Zo levert de wet van Snellius, toegepast op het eerste oppervlak de volgende vergelijking:

$$\frac{dy_1}{dx_1} = \tan \frac{1}{2} (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (6.1)$$

waarbij

$$\tan \varphi_1 = \frac{x_2 - x_1}{\alpha + \beta - y_1 + y_2} \quad (6.2)$$

De wet van Snellius aan het tweede oppervlak levert;

$$\frac{dy_2}{dx_2} = - \tan \frac{1}{2} \varphi_2 \quad (6.3)$$

Indien we er verder van uitgaan dat het antennesysteem rotatie symmetrisch is dan is het vermogen dat door de primaire be-lichter uitgestraald wordt tussen θ en φ_1 gelijk aan

$$\frac{4\pi P}{P_t} = 2\pi \int_{\theta}^{\varphi_1} g_1(\varphi_1) \sin \varphi_1 d\varphi_1$$

Op grond van voorwaarde 2 (zie bld.6.7) is dit vermogen tevens gelijk aan:

$$\frac{4\pi P}{P_t} = \int_0^x \Psi(r) 2\pi r dr$$

waarbij $\Psi(r)$ constant moet zijn (uniforme belichting). Dit laatste is immers het uitgangspunt voor de modificatie.

Indien we deze laatste betrekking normeren t.a.v. het totaal uitgezonden vermogen, en de functie $\Psi(r)$ één stellen dan vindt men;

$$\frac{\int_0^{r_2} r dr}{\int_0^{r_{\max}} r dr} = \frac{\int_0^{\varphi_1} g_1(\varphi_1) \sin \varphi_1 d\varphi_1}{\int_0^{\Phi} g_1(\varphi_1) \sin \varphi_1 d\varphi_1} \quad (6.4)$$

In het apertuurvlak moeten alle stralen in fase met elkaar zijn.

Na het verlaten van de primaire belichter moeten de stralen dus dezelfde weg hebben doorlopen. Dit leidt tot de volgende voorwaarde: (zie fig. 6.4)

$$r_1 + r_2 + y_2 = \text{constant}$$

Er is hierbij uitgegaan van de gedachte dat alle stralen afkomstig zijn van een punt en derhalve in fase zijn. Mocht aan gemeten diagrammen blijken dat dit niet zo is dan moet aan bovenstaande vergelijking een term $\alpha(t)$ worden toegevoegd en het computerprogramma overeenkomstig gewijzigd.

of

$$\frac{\beta - y_1}{\cos \varphi_1} + y_1 + \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (\alpha + \beta + y_2 - y_1)^2} = K \quad (6.5)$$

verder volgt uit de figuur 6.4 dat

$$\tan \varphi_1 = \frac{x_1}{\beta - y_1} \quad (6.6)$$

Als randvoorwaarden vindt men tenslotte

$$\tan \phi_1 = \frac{D_s}{2\beta} \quad (6.7)$$

$$\tan \phi_2 = \frac{D - D_s}{2(\alpha + \beta)} \quad (6.8)$$

$$K = \frac{\beta}{\cos \phi_1} + \frac{\alpha + \beta}{\cos \phi_2} \quad (6.9)$$

Bij een keuze van ϕ_1 , ϕ_2 en de verhouding D_s/D wordt nu het hele systeem vastgelegd.

6.3. Oplossing der vergelijkingen.

De eenvoudigste manier om het stelsel vergelijkingen gegeven door 6.1 t/m 6.9 op te lossen is het invoeren van twee nieuwe differentiaal vergelijkingen:

$$\frac{d\varphi_i}{d\kappa_2} = f_i(\varphi_i, \kappa_2) \quad (6.10) \quad \text{en} \quad \frac{dy_i}{dx_2} = f_2(\varphi_i, y_i; \kappa_2) \quad (6.11)$$

Wanneer deze differentiaal vergelijkingen worden opgelost kunnen de overige variabelen gevonden worden als functie van κ_2 .

De keuze van κ_2 als de onafhankelijke variabelen voor de differentiaal vergelijkingen lijkt willekeurig doch men verkrijgt de functies f_1 en f_2 zodoende in expliciete vorm.

Kiezen we een willekeurige belichtingsfunctie van de gedaante

$$g(\varphi_i) = 2(n+1) \cos^n \varphi_i$$

dan volgt uit (6.4)

$$\varphi = b_g \cos \sqrt[n+1]{1 - [1 - \cos^{n+1} \phi_1] \frac{4x_2^2}{D^2}} \quad (6.12)$$

Uit 6.10 kan men een uitdrukking afleiden voor $\frac{d\varphi_2}{dx_2}$
 Voor het bepalen van de differentiaalvergelijking 6.11 moet allereerst gevonden worden

$$\frac{dx_1}{dx_2} = f_3\left(\varphi_1, y_1, \frac{dy_1}{dx_2}; x_1\right) \quad (6.13)$$

Om 6.13 te vinden schrijven we

$$\frac{dx_1}{dx_2} = \frac{\partial x_1}{\partial \varphi_1} \cdot \frac{d\varphi_1}{dx_2} + \frac{\partial x_1}{\partial y_1} \cdot \frac{dy_1}{dx_2} \quad (6.14)$$

uit

$$\tan \varphi_1 = \frac{x_1}{\beta - y_1}$$

volgt

$$x_1 = (\beta - y_1) \operatorname{tg} \varphi_1 \quad (6.15)$$

zodat

$$\frac{\partial x_1}{\partial \varphi_1} = (\beta - y_1) \sec^2 \varphi_1 \quad (6.16)$$

en

$$\frac{\partial x_1}{\partial y_1} = -\operatorname{tg} \varphi_1 \quad (6.17)$$

want β wordt als een constante beschouwd.
 Met 6.16 en 6.17 vindt men voor 6.14

$$\frac{dx_1}{dx_2} = (\beta - y_1) \sec^2 \varphi_1 \cdot \frac{d\varphi_1}{dx_2} - \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot \frac{dy_1}{dx_2} \quad (6.18)$$

Vervolgens wordt bepaald de functie $y_2 = f_4(\varphi_1, y_1; x_2)$

hiertoe lossen we de vergelijking 6.5 op

$$y_2 = \frac{(K - r_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (\alpha + \beta - y_1)^2}{2(\alpha + \beta - y_1 - K - r_1)} \quad (6.19)$$

met r_1 gegeven door

$$r_1 = (\beta - y_1) \sec \varphi_1 \quad (6.20)$$

met behulp van 6.1 en 6.2 vindt men:

$$\frac{dy_1}{dx_2} = \frac{dy_1}{dx_1} \cdot \frac{dx_1}{dx_2} \quad \text{en} \quad (6.21)$$

$$\frac{dy_1}{dx_1} = \operatorname{tg} \left[\frac{\varphi_1 - b_g \operatorname{tg} \frac{x_2 - x_1}{\alpha + \beta - y_1 + y_2}}{2} \right] \quad (6.22)$$

6.18 en 6.22 substitueren in 6.21 levert

$$\frac{dy_1}{dx_2} \left[1 + \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\varphi_1 - b_g \operatorname{tg} \frac{x_2 - x_1}{\alpha + \beta - y_1 + y_2}}{2} \right) \right] = \operatorname{tg} \left[\frac{\varphi_1 - b_g \operatorname{tg} \frac{x_2 - x_1}{\alpha + \beta - y_1 + y_2}}{2} \right] \left[(\beta - y_1) \sec^2 \varphi_1 \cdot \frac{d\varphi_1}{dx_2} \right]$$

Door de vergelijking 6.24 op te lossen voor $y_1 = f(x_2)$ en 6.12 voor $\varphi_1 = f(x_2)$ kunnen de overige variabelen φ_2 , x_1 en y_2 gevonden worden als functies van x_2 door de vergelijkingen 6.2, 6.15 en 6.19 toe te passen.

Een praktische uitwerking van deze methode treft men aan in hoofdstuk 7.3, waar voor een bepaalde belichter de hoofdreflector en subreflector coördinaten zijn berekend.

6.4

Conclusie:

Door de oppervlakken van hoofd en subreflector te modificeren kan men deze volgens de mathematische betrekkingen in hoofdstuk 6.3, aanpassen aan de belichtingsfunctie van de primaire belichter.

Door de dwingend opgelegde voorwaarden in hoofdstuk 6.3 kan men op deze wijze de apertuur van de hoofdreflector uniform belichten en zodoende een theoretische apertuurefficiency bereiken van 100%. Hierbij moet men echter wel bedenken dat in de praktijk diffractie-effecten optreden omdat D/λ eindig is.

Gelijktijdig kan men bij dit principe de rand van de subreflector belichten met een intensiteit van circa -20dB. Deze waarde is veel lager dan gebruikelijk bij conventionele cassegrain antennes; zodoende kan men een spilloverefficiency berekenen van circa 98%. (zie fig.6.1) Bij conventionele cassegrain antennes zal het product van apertuurefficiency en spilloverefficiency meestal niet lager zijn dan circa 75%. (zie hoofdstuk 3.6) De winst in antenne efficiency die op deze wijze mogelijk is, is derhalve aanzienlijk. De antennewinst zal hierdoor circa 1 dB kunnen stijgen. Dit betekent dat een gemodificeerde antenne van 27 meter diameter dezelfde antennewinst zal kunnen hebben als een conventionele cassegrain antenne, met een diameter van 30 meter. De lage spillover verliezen zullen ongetwijfeld een gunstige invloed uitoefenen op de ruistemperatuur. Dit geldt tevens voor de diffractie aan de rand van de subreflector; door de relatief lage intensiteit aan de rand van subreflector zullen de diffractie verliezen lager zijn dan bij de conventionele cassegrain antenne en zal de antennewinst overeenkomstig lager zijn. Een nadeel van de uniforme belichting van de hoofdreflector is het optreden van diffractie verliezen aan de rand van deze hoofdreflector, die men thans wel in rekening moet brengen. Bij de conventionele antenne zijn deze verliezen door de "getaperde" belichting meestal verwaarloosbaar klein. Het is evenwel mogelijk om vanaf bijv. 1 meter van de rand van de uniforme belichting af te zien en te "taperen" naar een randbelichting van bijv. -10dB. De antenne efficiency zal dan dalen evenals de bijdrage in de ruistemperatuur door dit deel van het verstrooide vermogen. Een optimalisering hiervan is nog een ontwerp van verdere studie.

7. Voorstel voor een antennesysteem voor een grondstation in Nederland.

7.1. Inleiding.

Zoals uit voorgaande hoofdstukken is gebleken verdient het aanbeveling om voor een antenne voor een grondstation het type te nemen dat aangeduid wordt als gemodificeerde cassegrain antenne. Dit had als voordeel boven de normale cassegrain een verhoogde apertuur efficiency en een lagere ruistemperatuur doordat er vermogensspreiding over de apertuur optreedt resp. omdat de subreflektor raad zeer zwak wordt belicht. Uit de rekenprogramma's was gebleken dat de F/D en de maximale winst van de antenne slechts los aan elkaar gekoppeld waren bij de normale cassegrain antenne.

Bij de gemodificeerde cassegrain kunnen de winst en de ruistemperatuur grotendeels onafhankelijk van elkaar berekend en geoptimaliseerd worden. Voorlopig is een F/D gekozen van 0,33 terwijl het bij de stand van het huidige onderzoek niet onmogelijk lijkt om een grotere F/D aan te nemen zonder veel verlies in performance. In het voorgestelde ontwerp wordt gebruik gemaakt van een gemodificeerde conische hoorn-antenne met de elders gespecificeerde eigenschappen.

7.2 De belichter.

In par. 4.4. is een belichter beschreven (model H, conventionele randvoorwaarden), die t.a.v. de bandbreedte aan de gestelde eisen voldoet. De apertuur diameter is 6λ voor de frequentie 3,7 GHz. De bundelvorm in het H-vlak is zeer goed; de bundelvorm in het E-vlak moet nog iets verbeterd worden. Gezien de ervaring die opgedaan is met de toepassing van speciale randvoorwaarden mag verwacht worden dat het mogelijk is de stralings eigenschappen in het E-vlak te verbeteren door toepassing van deze speciale randvoorwaarden.

Voorgesteld wordt een gemodificeerde conische hoornantenne met dezelfde afmetingen als model H, toe te passen. Verwacht wordt dat het stralingsdiagram in het E-vlak zeer veel zal lijken op het stralingsdiagram getekend in fig. 4.17. Verder wordt verwacht dat de bundelbreedte in E- en H-vlak dezelfde zal zijn en iets groter dan in fig. 4.17. Er wordt gestreefd naar een bundelbreedte op de 20 dB punten van ca. 44° . Voor de verdeling van het vermogen door deze belichter worden de percentages verwacht volgens par. 7.4.3.

7.3. De vorm van de reflektoren.

In hoofdstuk 6 is uitvoerig ingegaan op de wijze waarop de hoofd- en subreflektor moeten worden gemodificeerd. Als resultaat van een computerprogramma ziet men in fig. 7.1. de coördinaten aangegeven van dit reflektorsysteem. De gekozen belichtingsfunctie is $G_1(\varphi_1) = 122 \cos^{60} \varphi_1$, welke functie zeer goed overeenkomt met het antennediagram van de aanbevolen belichter. De subreflektor diameter bedraagt 0,1 D. De hoek Φ_2 (fig. 6.4) is zo gekozen dat deze bij een niet gewijzigde paraboloid overeenkomt met een F/D verhouding van 0,33.

Om een indruk te krijgen van de afwijkingen van de hoofdreflektor van het gemodificeerde systeem ten opzichte van een paraboloid is in fig. 7.1. naast de gemodificeerde reflektor tevens een parabool getekend met een F/D van 0,33. Door de randen van beide reflektoren in de figuur te laten samenvallen ziet men duidelijk de verschillen. De maximale afwijking is door middel van een computer uitgerekend en bedraagt ca 0,01 D.

De subreflektor krijgt een merkwaardige vorm die vrij grote afwijkingen vertoont ten opzichte van een hyperboloid. Teneinde hierin een beter inzicht te krijgen is de hyperboloid in fig. 7.1. nogmaals getekend op een 10x grotere schaal.

In de figuur zijn tevens enige stralen getekend. Hieruit blijkt dat deze vanaf de subreflektor sterker divergeren dan bij een konventionele cassegrain antenne.

7.4. Berekening van het G/T produkt bij 4 GHz en de winst bij 6 GHz.

7.4.1. Vermogensverlies en ruisbijdragen.

Beschouw de antenne in de zendsituatie en volg het uitgezonden vermogen op haar weg naar de ruimte.

Achtereenvolgens zijn dan alle verliezen en optredende ruisbijdragen in navolgende tabel weergegeven.

Aanduiding	Oorzaak van het verlies	Oorzaak van de ruisbijdrage.
1° Microgolfontvanger	Reflektieverlies	Reflektie (ruisafname). Ruistemperatuur van de versterker.
2° Transmissie tussen belichter en ontvanger	Reflektieverlies. Ohmse verliezen.	Reflektie. Ohmse verliezen.
3° Ruiskoppeling door tracking uit koppeling en door de richtingskoppelaar.	Koppelgat verlies	Instraling door koppelgat.
4° Circularisator	Ellipticiteitsverlies	-
5° Belichter + venster.	Reflektieverlies Ohmse verliezen Kruispolarisatie Achteruitstraling Spillover verlies	Reflektie ruis Thermische ruis door verliezen Hemel-ruis door kruispolarisatie. Hemel en grondruis door verstrooiing der achterstraling. Hemel en grondruis der spillover.
6° Subreflektor	Diffraktieverlies Ohmse verliezen Kruispolarisatie Opp. tolerantie	Verstrooiing diffraktievermogen. Ohmse verliezen. Kruispolarisatie --

Aanduiding	Oorzaak van het verlies	Oorzaak van de ruisbijdrage.
7° Hoofdreflektor	Apertuur efficiency	Hemelruis door de hoofdbundel en de zijlussen <u>niet</u> veroorzaakt door andere oorzaken.
	Faze efficiency	--
	Opp. tolerantie	--
	Kruispolarisatie	Kruispolarisatie-ruis.
	Blokkeringseffekten	Verstrooiing van het blokkeringsvermogen
	Ohmse verliezen	Ohmse verliezen.
	Diffraktie verlies	Verstrooiing van het diffraktievermogen.
8° Diversen	Verlies door uitlijnfouten der subreflektor.	--
	Verlies door richtfouten	--
	Verlies door belichter offset,	--
	Afwijking der parabool door eigen gewicht.	--
	Windbelasting	Regen en bewolking
	Mode conversie	--

7.4.2. Rangschikking der bijdragen.

Het is mogelijk de bijdragen van 7.4.3. in te delen in een drietal groepen welke min of meer onafhankelijk van elkaar opereren. Daardoor is het mogelijk om de invloed van bepaalde onafhankelijke groepen te onderkennen en te waarderen.

Groep I: De mechanisch ideale antenne; alle bijdragen die van invloed zijn op G/T bij een mechanisch ideale antenne in een rustige omgeving (zonder wind, opp. onnauwkeurigheid, enz.).
Deze bijdragen hebben dan betrekking op de elektrische eigenschappen van de antenne.

Groep II: Bijdragen door mechanische imperfecties van het antennesysteem en door weersinvloeden.

Bij deze groep zijn ook de blokkeringseffekten ondergebracht waarin de uithouders het grootste aandeel hebben en waarvan de konstruktie een zaak is voor de mechanische antennebouwer.

Groep III: De bijdragen door de bijkomende componenten zoals, paramp, duplexer, ellipticiteitsverliezen in de circularisator.

In de figuren (7.1 en 7.3) is deze groepsindeling nader uitgewerkt en is tevens aangegeven wat de getalwaarde is van de diverse invloeden bij het voorgestelde ontwerp.

Alvorens een nadere toelichting op deze getallen te kunnen geven is het nodig om binnen het antennesysteem tot een vermogensbalans te komen.

7.4.3. Vermogensverdeling binnen het antennesysteem.

Stel het aan de belichter toegevoerde vermogen 100%.

Verdeling van het toegevoerde vermogen door de belichter

Benaming	Percentagevermogensverlies		Relatieve Efficiency
	Relatief	absoluut	
1 Verlies door reflectie V.S.W.R.=1,2	1%	1%	0,99
2 Verlies door kruispolarisatie	2%	2%	
3 Verlies door achteruitstraling	1%	1%	0,95
4 Verlies door spillover	2%	2%	
Totaal verlies belichter		5,905 %	0,9405

Konklusie: Het vermogen dat nuttig op de subreflektor wordt gestraald bedraagt 94% van het totaal toegevoerde vermogen.

Verdeling van het aan de subreflektor toegevoerde vermogen.

Stel het aan de subreflektor toegevoerde vermogen op 100%.

Benaming	Relatief	Percentagevermogensverlies		Relatieve Efficiency
		absoluut	absoluut	
5 Verlies door diffraktie	1,5%	0,94x1,5%=1,41%		0,985

Konklusie: Het vermogen dat nuttig in de richting van de hoofdreflektor wordt gestraald bedraagt $0,985 \times 0,94 \times 100\% = 93,08\%$.

Verdeling van het aan de hoofdreflektor toegevoerde vermogen.

Stel het totaal aan de hoofdreflektor toegevoerde vermogen op 100%.

Benaming	Percentage verlies		Relatieve Efficiency
	relatief	absoluut	
6. Verstrooiing van het subreflektor blokkeringsvermogen	1%	0,93%	
7. Verstrooiing van het uithouders blokkeringsvermogen	3,5%	3,25%	0,935
8. Verstrooiing aan de rand van de hoofdreflektor en bijdrage in verre zijlussen	2%	1,86%	

Konklusie: Het vermogen dat nuttig door de apertuur uitgestraald wordt bedraagt $87,03\%$ van het totaal aan de antenne toegevoerde vermogen.

7.4.4. Toelichting op de berekening van de getabelleerde grootheden welke het G/T produkt bij 4 GHz en de winst bij 6 GHz bepalen.

De elektrische grootheden in groep I (fig.7.2).

No. in fig.7.2:

1. De belichter en de subreflektor.
Tengevolge van de reflektiecoëfficiënt der belichter $< 1,2$ treedt een vermogensverlies op van 1%. Ook zal een ruisvermogenstoe- en afname optreden, alnaar gelang men de vermogensstroom beschouwt die van de ontvanger naar de belichter gaat of van de ruimte naar de belichter. Deze twee bijdragen compenseren elkaar toevallig in dit ontwerp.
Alhoewel bepaalde deelbijdragen zoals kruispolarisatie, spillover, achteruitstraling in één groep optreden zal voor elk van de bijdragen een aparte efficiency genoemd worden; dit is toegestaan daar bijv. :
 $(1-x-y) \approx (1-x)(1-y)$ wanneer $x \approx y \ll 1$.
De waarden voor de achteruitstraling, spillover en kruispolarisatie zijn reeds eerder aan de orde geweest, waarbij de 2% kruispolarisatie gerekend moet worden voor de totale antenne.
2. De Ohmse verliezen in de belichter en het venster zijn goede gemiddelden van een inwendig vergulde belichter afgesloten door een melinex venster tegen de weersinvloeden. In kolom drie staan de vermogens vermeld met hun absolute grootte t.o.v. het toegevoerde vermogen; dat is van belang voor de ruistemperatuur berekening.
4. Bij de berekening van de ruisbijdragen door kruispolarisatie is aangenomen dat het kruispolarisatievermogen uitgezonden wordt in een kleine ruimtehoek gesitueerd circulair symmetrisch rond de hoofdas van de antenne (lit.16).
5. Voor de berekening van de ruisbijdragen door spillover,
6. achteruitstraling en de diffractie aan de rand van de
7. subreflektie is een verstrooiingsmodel aangehouden volgens (3.7.4.3).

No.in fig.7.2. De Hoofdreфлектор:

10. In dit ontwerp is een gewenste uniforme belichting voorgestaan over de apertuur met uitzondering van een ring met breedte van 1m langs de rand van de apertuur. Over deze ring is "getapered" naar een randbelichting van -10dB om te voorkomen dat er te grote diffraktieverliezen aan de rand van de hoofdreflektor op zouden treden met dus een toename in de ruistemperatuur.
De waarde van 1 meter vanaf de rand is berekend met behulp van het principe der stationaire faze. De apertuur-efficiency is grafisch berekend (lit.26) op 0,98 en de methode is aangegeven in fig.(7.4).
Voor de totale amplitude apertuur efficiency is 0,9 aangegeven omdat rekening gehouden moet worden met een amplituderimpel over de apertuur tengevolge van de beperkte toepasbaarheid van het principe der geometrische optica volgens welke de aangepaste reflektoren zijn berekend en bovendien moet rekening gehouden worden met een werkelijk belichterdiagram dat niet volledig circulair symmetrisch is.
11. In het algemeen is het niet mogelijk om een efficiency te definieren die alleen door fazefouten veroorzaakt wordt, doch Silver (lit.16,p.186) heeft aangetoond dat met een benadering van een kleine kwadratische fazefout dit probleem is op te lossen. In het voorgestelde ontwerp wordt rekening gehouden met een kwadratische fazefout van ca 20° maximaal zodat een efficiency optreedt van 0,95.
12. Voor de ruisbijdragen van de verre zijlussen en het verstrooide diffraktievermogen van de rand wordt weer het verstrooiingsmodel aangenomen volgens (3.7.4.3).
15. Volgens (7.4.3) wordt slechts 87% van het vermogen nuttig uitgestraald door de apertuur. Omdat de verdeling van dit vermogen niet precies bekend is door de spreiding van vermogen door de subreflektor en uithouders naar de nabije zijlussen (ruimtehoek met tophoek van 5°)

$$m_a = \frac{A_v^2}{A_p \cdot A_{dv}} = 0,973$$

RELATIEVE VELDSTERKTE

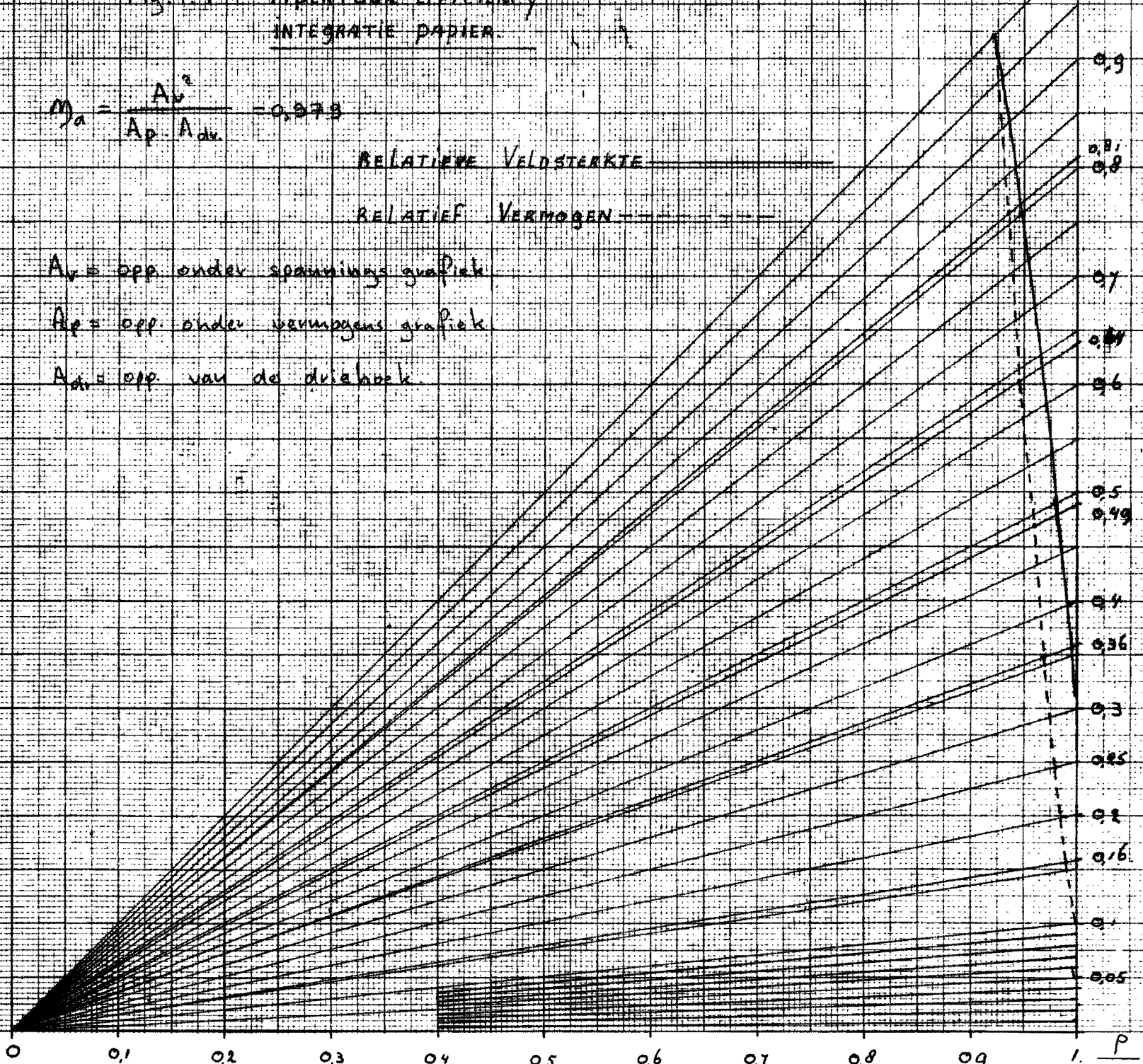
RELATIEF VERMOGEN

A_v = opp. onder spannings grafiek

A_p = opp. onder vermogens grafiek

A_{dv} = opp. van de driehoek

RELATIEVE
VELDSTERKTE
EN VERMOGEN
SCHAK



No.in fig.7.2. De hoofdreflektor.

15. wordt gerekend met een faktor 0,9 van het totaal toegevoerde vermogen. De ruisbijdrage door de hoofdbundel onder een hoek van 10° elevatie is dan $13,5^\circ$ daar een ideale antenne (zie 3.7.3.2) een ruistemperatuur van 15° zou opleveren (zie fig. 3.23).
16. Voor de instraling van zonneruis is bij een gemiddeld zijlusniveau van -50 dB een waarde van 1°K te berekenen.

no.in fig.7.3. Verliezen door mechanische imperfecties en blokkering der apertuur.

17. Een grote verliesfaktor is die door de oppervlakte, (rms. $\xi=2$ mm) veroorzaakt wordt.
18. De berekening heeft plaats met de bekende formule van Ruze:
- $$\frac{N_{\text{opp}}}{N_0} = \exp \left[-\left(\frac{4\pi\xi}{\lambda} \right)^2 \right]$$
- Het is mogelijk om een optimum te vinden in het afwegen van de diameter en de oppervlakte onnauwkeurigheid t.o.v. elkaar.
19. De berekening van de relatieve blokkeringscoëfficiënt is uitvoerig omschreven in (3.5) en in fig.(3.6). Bij het bepalen van de verstrooiingsruis door de uithouders en de subreflektor is weer van het model volgens (3.7.4.3) gebruik gemaakt.
20. De verliezen door belichter offset, uitlijnfouten der subreflektor enz. zijn geschat op 0,1 dB. Hieraan moeten nog aanvullende berekeningen plaatsvinden, nadat door de mechanische antennebouwer de verschillende sterkte berekeningen zijn verricht. Er zal dan een paar keer terugkoppeling moeten plaatsvinden tussen de elektrische en mechanische ontwerpers.
23. Volgens (lit.13) kan voor aluminium reflektoren gerekend worden op een ruisbijdrage van $0,5^\circ\text{K}$ door absorptie.

no.in fig.7.3. Verliezen en ruisbijdragen van niet bij de antenne
behorende componenten.

24 De primaire gegevens in de tabel zijn door derden
t/m verstrekt en niet afhankelijk van het elektrisch
29 ontwerp.
Zij spelen echter een zeer belangrijke rol bij de
beoordeling en het ontwerp van het gehele systeem.

7.4.5. Resultaten.

Antenne ruisbijdragen bij 4 GHz in °K bij 10° elevatie.

1°	Hoofdbundel	13,5
2°	Grondruis	14,74
3°	Zoninstraling	1
4°	Ohmse verliezen	1

	Totaal antenne ruis	30,24
	Ruis paramp.	18
	Ohmse verliezen v.d. comp.	12

	Totale ruistemp.	60,24 of 17,799 dB relatief t.o.v. 1°K.

Eff. van de diverse antenne onderdelen	4 GHz	6 GHz
Elektrische ant. eff. (zie fig 7.1)	0,7635	0,683
Blokkerings eff.	0,910	0,910
Opp. eff. hoofdreflektor	0,894	0,776
Componenten eff.	0,917	0,921
Eff. feedoffset + Ohmse verliezen enz.	0,974	0,951
Totale eff.	0,5545	0,422
Totale eff. in dB	- 2,56	- 3,746

$$\text{Max. Gain antenne} = 10 \log \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2$$

$$\text{bij } D = 25 \text{ m freq. } 4 \text{ GHz} \longrightarrow G_{\text{max}} = 60,40 \text{ dB}$$

$$D = 25 \text{ m freq. } 6 \text{ GHz} \longrightarrow G_{\text{max}} = 63,92 \text{ dB}$$

Nettowinst bij 4 GHz aan de ingang van de parametrische versterker:

$$(60,4 - 2,56) \text{dB} = 57,84 \text{ dB.}$$

=====

Nettowinst bij 6 GHz aan de zendpoort van de duplexer:

$$(63,92 - 3,746) \text{dB} = 60,174 \text{ dB.}$$

=====

Antenne kwaliteitsfaktor G/T bij 4 GHz en 10° elevatie t.o.v. de horizon:

$$(57,84 - 17,8) \text{dB} = 40,04 \text{ dB.}$$

=====

7.4.6

Verwachte eigenschappen van het antennesysteem als functie van de frekwentie:

Tot dusver is steeds een stralingsdiagram van de belichter aangenomen met een frekwentie onafhankelijke bundelbreedte. Wel is bij de berekening van de apertuur-efficiency een faktor in rekening gebracht welke de niet volledig circulaire symmetrie van de belichter tot uitdrukking brengt. Het (ideale) frekwentie onafhankelijke stralingsdiagram van de belichter zal over de hele frekwentieband steeds dezelfde apertuurbe-lichting geven met dus ook dezelfde relatieve efficiency-coëfficiënt t.o.v. een ideale antenne.

De winstverandering van de voorgestelde antenne verloopt dan als funk-tie van de frekwentie volgens:

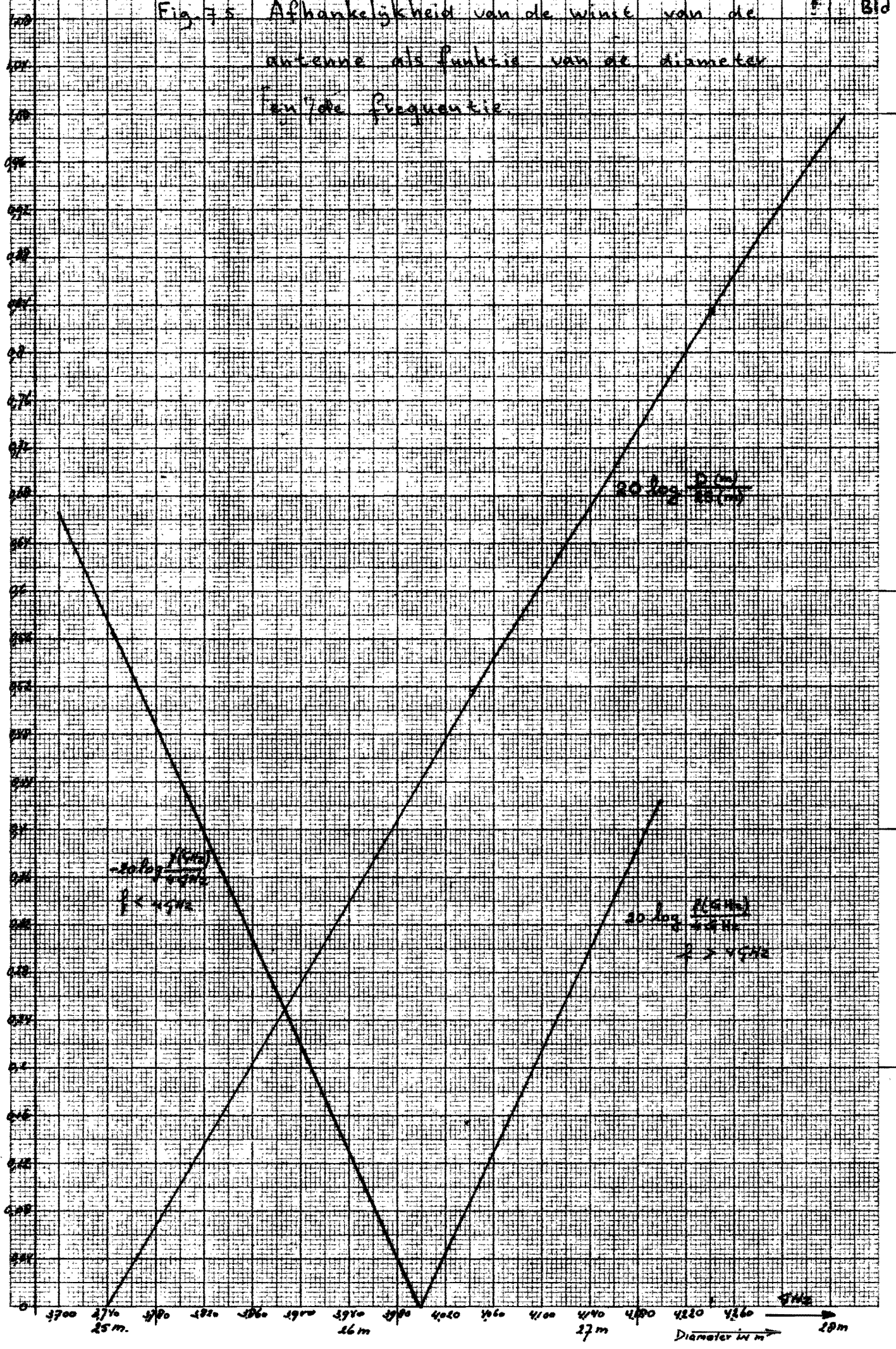
$$G = 20 \log \frac{f(\text{GHz})}{4\text{GHz}}$$

met f de frekwentie in GHz. In fig.(7.5) is dit grafisch aangegeven. Voor frekwenties hoger dan 4 GHz zullen in het algemeen geen problemen ontstaan doch voor 3,7 GHz zal volgens dit model de winst ca 0,66 dB lager zijn.

Bij de lagere frekwenties zullen de afmetingen van de antenneonderdelen kleiner worden t.o.v. de golflengte zodat de diffraktie-effekten de neiging hebben toe te nemen. De ruistemperatuur zal dus ook toenemen met ca 1°K .

De werkelijk toegepaste belichter zal evenwel een iets van de frekwentie afhankelijke bundelbreedte vertonen zoals dit te zien is aan het gemeten prototype van de belichter in fig.(4-16). In het algemeen kan gesteld worden dat de bundelbreedte de neiging heeft toe te nemen met afnemende frekwentie. Dit heeft tot gevolg dat bij de lagere frekwenties iets meer spillover zal ontstaan met toename van de ruistemperatuur. Ook zullen de fazekarakteristieken van de belichter niet geheel onafhankelijk zijn van de frekwentie en het definitieve rekenprogramma voor de aangepaste reflektoren zal een invoer krijgen van een gemiddelde fazekarakteristiek.

Bij de hogere frekwenties zal door de iets afnemende bundelbreedte van het belichterdiagram de apertuuramplitude-efficiency gaan afnemen. Voor het bepalen van de winst bij 6 GHz is hiermee reeds rekening gehouden



daar een apertuur-efficiency van 85% is aangegeven. Verwacht wordt een extra winstdegradatie van:

$$20 \log \left(\frac{6}{5,9} \right) = - 0,14 \text{dB}$$

bij 5,9 GHz t.o.v. 6 GHz en een winst >60dB bij frekventies hoger dan 6 GHz. Voor het G/T produkt in de ontvangband van 3,7 naar 4,2 GHz kan gerekend worden met een waarde groter dan 40dB, bij frekventies van 4 GHz en hoger en met een degradatie van het G/T produkt van ca. 0,8dB bij een frekwentie van 3,7 GHz.

7.5 Conclusie:

Zoals uit de berekeningen is gebleken kan het nauwelijks verwondering wekken dat eigenlijk nog geen enkel station voor satelliet communicatie de aangegeven specificatie haalt. (ten tijde dat dit rapport geschreven werd)

Uit het vergelijkend onderzoek naar de eigenschappen van aanwezige en geplande grondstations (lit.13) is gebleken, dat de meeste ontwerpers uitgaan van een diameter van 27,5 m. voor de nieuw te bouwen stations; zij zijn ook kennelijk tot de conclusie gekomen dat de tegenwoordige I.C.S.C. specificatie voor antennes van 25 m. te zwaar is, vooral met de huidige parametrische versterkers met hoge ruistemperatuur.

Aanbevolen wordt dan ook de antennediameter op 27,5 m. te stellen; zeker daar het hier om een eerste Nederlandse Satelliet communicatie antenne gaat en de toename in de bouwprijs ca. 2% zal zijn van de totaalprijs. De winst van de antenne zal dan ongeveer met 0,34 dB (zie fig,7.5) toenemen, en enige marge geven in de antenne kwaliteitsfaktor.

8. Literatuur.

1. C.F. Davidson and I.A. Ravenscroft:
"Design considerations for a centre fed paraboloidal aerial system for a satellite-communication earth station",
Conference on large steerable aeriels, London, June 6-8 1966,
pp.289-303.
2. F. Taylor:
"The Goonhilly project",
The Inst. of Electrical Engineers, Savoy Place London, 1964.
3. P.W. Hannan:
"Microwave antennas derived from the cassegrain telescope",
Trans. IRE AP-9, no.2, pp.140-153, March 1961.
4. M.E. Viggh:
"Cassegrain antennas",
Elteknik, 5, no.5, pp.83-87, May '62.
5. E. Gillitzer:
"Die Cassegrain-Parabolantenne und andere Antennes für Breitband-Richtfunk bei 6 GHz",
Frequenz, 16, Nr.11, S.459-468, Nov. 1962.
6. G. von Trentini u.a.:
"Dimensionierung und Elektrische Eigenschaften der 25 M. Antenne der Erdefunkstelle Raisting usw.",
Frequenz, 19, Nr.12, S.402-421, Dec. 1965.
7. G. von Trentini:
"Erregersysteme für Cassegrain-Antennen",
Frequenz/Sonderausgabe, 17, S.491-599, Dec. 1963.
8. M.E. Viggh:
"Designing for desired aperture illuminations in Cassegrain antennas",
I.E.E.E., AP-11, no.2, pp.198-199, March 1963.
9. P.D. Potter:
"Design and performance of the NASA/JPL 210 ft steerable paraboloid",
Conference paper large steerable aeriels, London, June 6-8, 1966.
10. W.F. Williams:
"High efficiency antenna reflector",
Microwave Journal, pp.79-82, July 1965.

11. V. Galindo:
"Design of dual reflector antennas with arbitrary phase and amplitude distributions",
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, pp.403-408, 1964.
12. B.Y. Kinber:
"On two reflector antennas",
Radio Engng Electronic Phys. 7, pp.914-921, June 1962.
13. J.Dijk:
"Overzicht van Grondstations voor satellietcommunicatie",
Intern rapport, TH Eindhoven, Mei 1967.
14. D.O. Woodbury:
"The glass Giant of Palomar",
Dodd Mead and Co., New York, N.Y. 1957.
15. P.D. Potter:
"Aperture illumination and gain of a cassegrainian system",
I.E.E.E. Transactions on Antennas and Propagation, pp.373-375, May '63.
16. S. Silver:
"Microwave antenna theory and design",
New York, 1949.
17. M.S. Afifi:
"Scattered Radiation from Microwave Antennas and the Design of a Paraboloid-Plane Reflector Antenna",
Proefschrift, juli 1967, TH Delft.
18. W.V.T. Rusch:
"Scattering from a hyperboloidal reflector in a Cassegrainian feed system",
I.E.E.E., AP-11, no.4, pp.414-421, July 1963.
19. P.D. Potter:
"Unique feed system improves space antennas",
Electronics, pp.36-40, June 22, 1962.
20. F.J. Sheftman:
"Experimental study of subreflector support structures in a cassegrainian antenna",
M.I.T. Technical Report 416, 23 september 1966.
21. J.H. Wested:
"Shadow and Diffraction effect of spars in a cassegrainian system",
Conference on large steerable aeriels, London, June 6-8, 1966.

22. C.L. Gray:
"Estimating the Effect of Feed Support member blocking on antenna gain and side-lobe level",
The Microwave Journal, March 1964, page 88.
23. E.G. Doidge:
"Antenna gain as it applies to satellite communication Earth Stations",
U.S. Seminar on Communication Satellite Earth Station Technology,
Washington D.C., May 16-27, 1966.
24. P.D. Potter:
"The application of the cassegrainian principle to ground antennas for space communications",
I.R.E. Transactions on Space Electronics and Telemetry, June 1962,
p.154.
25. A. Sciambi:
"Instant Antenna Patterns",
Microwaves, 48-60, June 1966.
26. A.Sciambi:
"The effect of the aperture illumination on the circular aperture",
Antenna Pattern characteristics.
Microwave Journal, aug.1965, p.79-84.
27. G. Doundoulakis:
"Far field patterns of circular paraboloidal reflectors",
General Bronze Corporation, Garden City, L.I. N.Y.
28. A. Giger:
"The triply-folded Horn reflector",
The B.S.T.J., Sept.1965, p.1229.
29. Lamont V. Blake:
"Low Noise receiving-antennas",
Microwaves, March 1966, p.18.
30. D.C. Hogg:
"Effective Antenna temperatures due to Oxygen and Water vapour in the atmosphere",
Journal of Applied Physics, vol.30, number 9, Sept.1959, p.1417.
31. D.C. Hogg and W.W. Mumford:
"The effective noise temperature of the sky",
The Microwave Journal, March 1960, p.81.

32. D.C. Hogg, R.A. Semplak:
"The effect of rain and water vapor on sky noise at centimeter wavelengths",
The B.S.T.J., Sept. 1961, p.1331.
33. M. Hoffman:
"Antenna noise temperature",
U.S. Seminar on satellite communications earth station technology,
May 16-27, 1966, Washington D.C.
34. P.Foldes:
"The capabilities of cassegrain microwave optics systems for low noise antennas",
Solid State Electronics, vol.4, October 1962, p.319.
35. A.D. Kuz'min and A.E. Salomonovich:
"Radioastronomical Methodes of Antenna measurements",
Academic Press, New York and London, 1966.
36. J.Tischer:
"Basic Theory of space communications",
D.van Nostrand Comp. Inc., Princeton, New Yersey, 1965.
37. J.H. Piddington:
"Monthly notices",
Roy. Astron. Soc. 3, (1951).
38. Dicke, Peebley e.a.:
Astrophysical Journal, Vol.14, no.1, 1965, pp.414-421.
39. J.O. Aztman, J.P. Gordon:
Phys. Rev., 96, p.1237, 1954.
40. J.H. van Vleck:
Phys. Rev., 71, p. 413 (1947).
41. Dicke, Bezinger e.a.:
Phys. Rev., 70, p.340, (1946).
42. S.N.C. Chen:
"Apparent temperatures of smooth and rough terrain",
I.R.E. Transactions on Antennas and propagation, nov.1961,p.567.
43. E.Weger:
Apparent Thermal noise Temperatures in the microwave region,
I.R.E. Transactions on antenna and propagation, March 1960, p.213.

44. H. Reed:
"Noise curves for high-gain antennas",
Microwaves, April 1967.
45. C. Dragone and D.C. Hogg:
"Wide-angle radiation due to rough phase fronts",
The B.S.T.J., Sept. 1963, p.2285.
46. D.H. Shinn:
"The effect on gain and sidelobes of errors in the profile of a
parabolic reflector",
Design and construction of large steerable aerials,
I.E.E. Conference, Publication no. 21.
47. L. Tartakovskii:
"Side radiation from ideal paraboloid with circular aperture",
Radio Engng and Electronics Phys. 4, 6, p.14, 1959.
48. D.C. Hogg, R.A. Semplak:
"An experimental study of near-field cassegrainian antennas",
The B.S.T.J. nov. 1964, p.2677.
49. P. Foldes e.a.:
"A cassegrainian feed for wide-band satellite communications",
R.C.A. Review, pp.369-399, September 1965.
50. K.A. Green:
"Modified cassegrain antenna for arbitrary phase and amplitude
illumination",
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, pp.589-590, Sept.'63.
51. W.Rusch:
"A comparison of diffraction in cassegrainian and Gregorian
radio telescopes",
Proc. of the IEEE, pp. 630-631, April 1963.

Bijlage I.Methode voor het bepalen van de nuttig uitgestraalde energie.

Voor het bepalen van het vermogen dat uitgestraald wordt in een bepaalde ruimtehoek (gedefinieerd door b.v. het 10 dB punt) gaat men als volgt te werk.

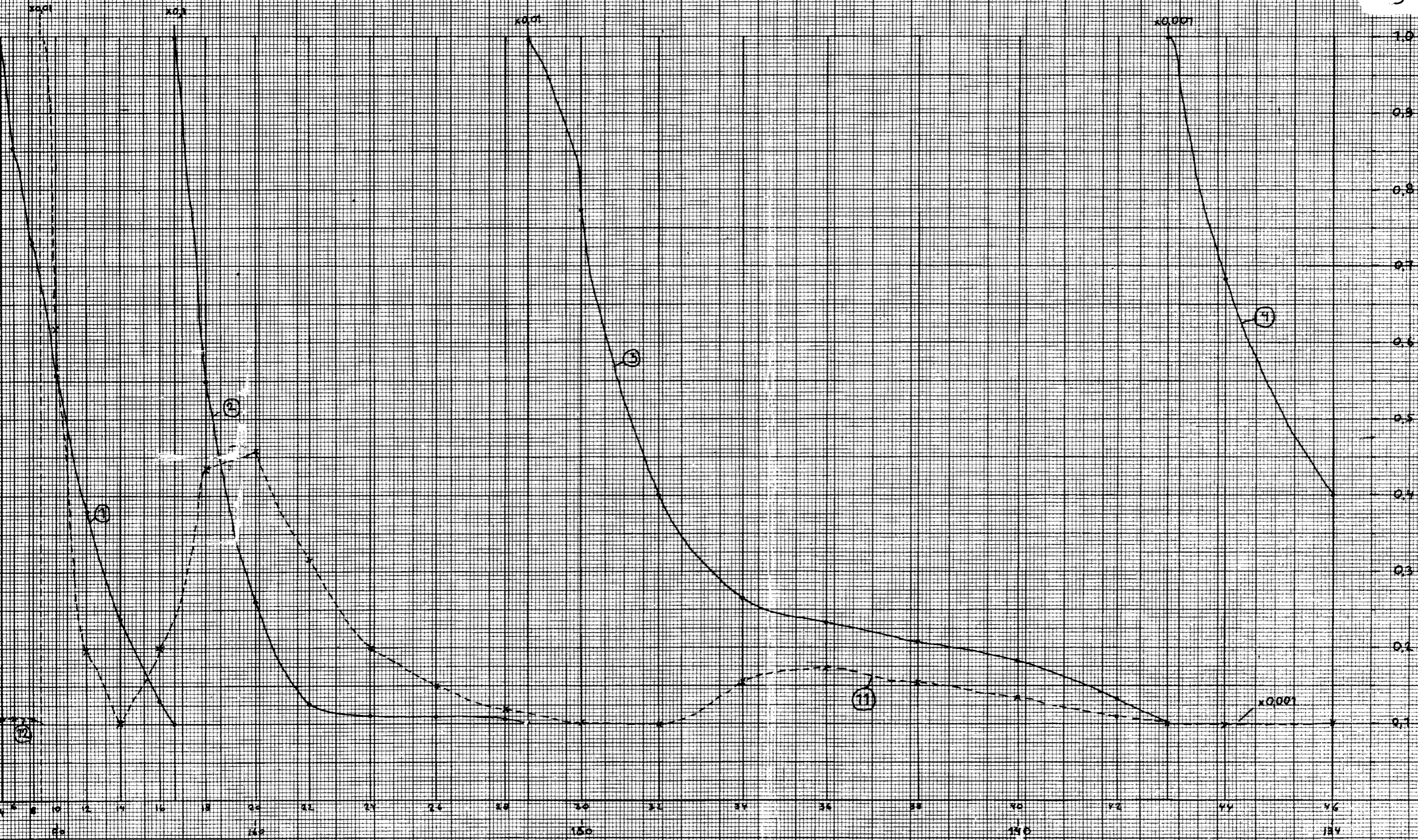
- 1e. Het stralingsdiagram (fig. I-1) wordt overgebracht op het $\sin \theta$ papier (fig. I-2 en I-3).
- 2e. M.b.v. een planimeter bepaalt men de oppervlakte van de diverse delen (let op de schaalwaarde).
- 3e. De verhouding van het gewenste deel t.o.v. de totale oppervlakte geeft de procentuele energieinhoud van dit deel.

b.v.: Zo vindt men voor de conische hoorn op fig. I-1 bij sommatie van de oppervlakte van de diverse delen een totaal van 0,31154. Het door de 10 dB lijn bepaalde gebied heeft een opp. van 0,2715.

$$\text{Energieinhoud 10 dB} = \frac{0,2715}{0,31154} \times 100\% = 87,14\%.$$

Verder vinden we voor 20 dB = 94,88% en voor 30 dB = 96,95%.

Figuur I-25

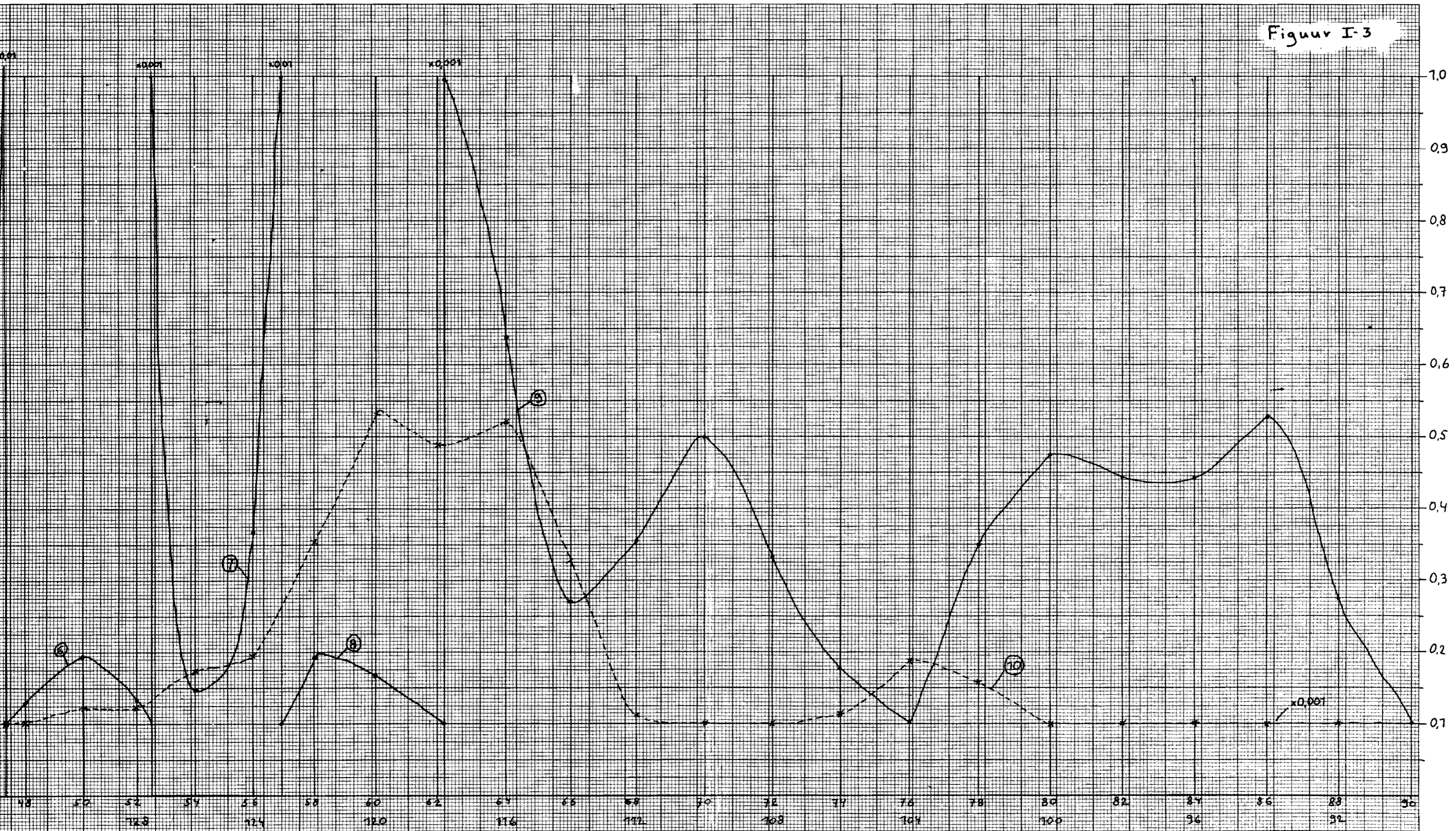


Conische hoorn - Tophoek 30°

Schaal 2:1 (x-as)

Uitgezet: $\Delta \theta \sin \theta$ waarbij $\Delta \theta = 2^\circ$

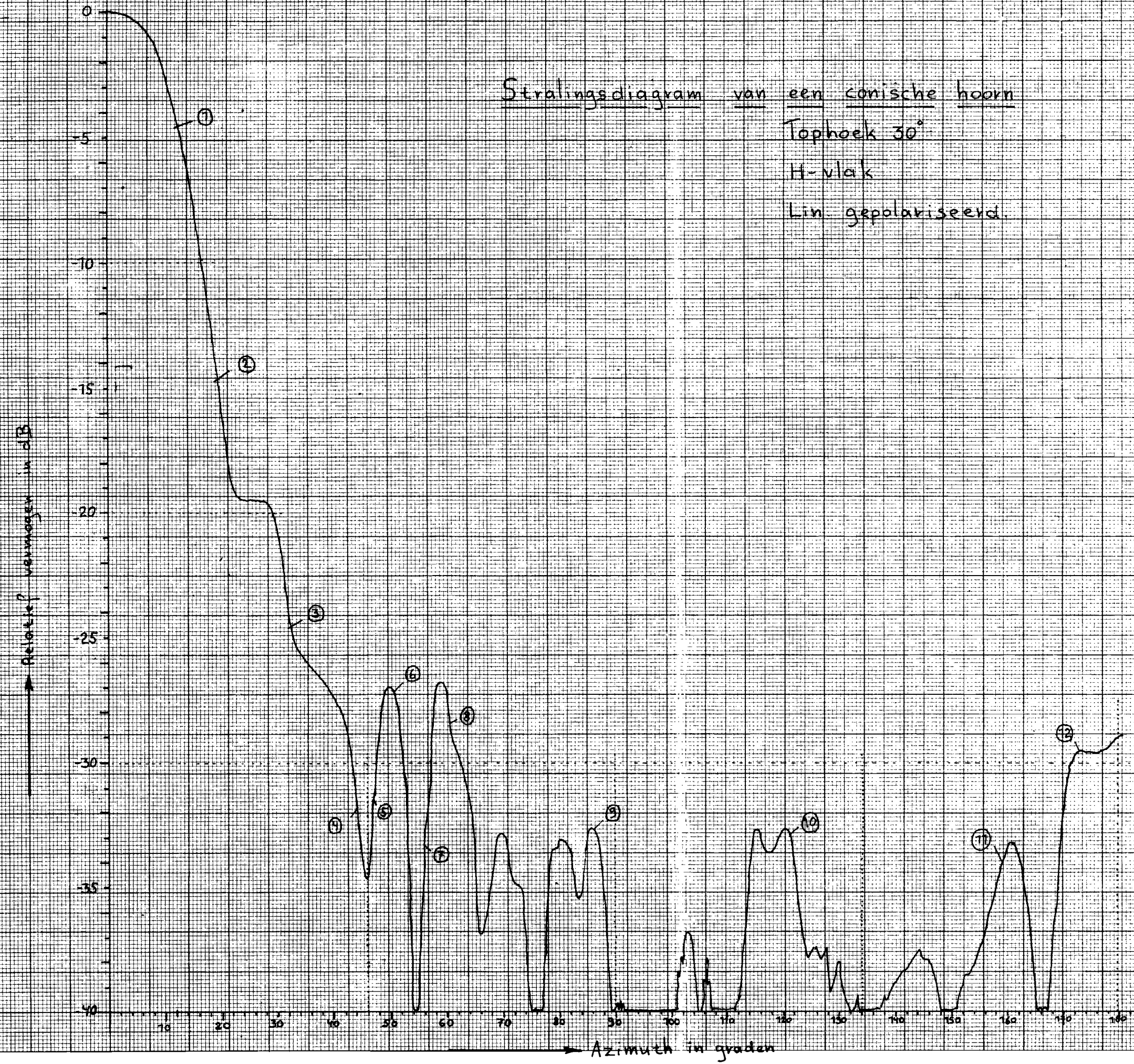
Figuur I-3



Conische hoorn Tophoek 30°

Schaal 1:1 (x-as)
 Uitgezet: $\Delta\theta \sin\theta$ waarbij $\Delta\theta = 2^\circ$

Stralingsdiagram van een conische hoorn
Tophoek 30°
H-vlak
Lin. gepolariseerd.



Verliezen door mechanische imperfecties, blokkering der apertuur en weersinvloeden.

		4 GHz					6GHz.		
		Verliezen dB	η	Ruis elev. onafh.	Ruis 0° elev.	Ruis 10° elev.	Verliezen dB	η	
17	Opp. tolerantie subreflektor 0,3 mm. r.m.s.	-	Verwaarloosbaar	-	-	-	-	-	
18	Opp. tolerantie hoofdreflektor 2 mm. r.m.s.	0,487	0,894	-	-	-	1,101	0,776	
19	Blokkerings-effekt subreflektor 1% abs.perc. poten 3,5% $4,5 \times 0,93 \frac{4}{4,19\%}$	0,41	0,910	scatter ruis	6,54°K	5,89°K	0,41	0,910	
20	Verlies door feedoffset, richtfouten regelsysteem uitlijn fouten subreflektor, afwijking parabool vorm door eigen gewicht.	0,1	0,977	-	-	-	0,2	0,955	
21	zie 20 maar bij windbelasting.			Berekening moet nog uitgevoerd worden.					
22	Toename ruistemp. bij regenbuien en wolken in % tijd.			Niet van belang voor I.C.S.C. specificatie.					
23	Ohmse verliezen in de reflectoren	0,013	0,997	0,5°	0,5°	0,5°	0,015	0,996	
	Subtotaal	1,010	0,792	0,5°		6,39°	1,726	0,672	

Verliezen en ruisbijdragen van niet bij de antenne behorende componenten.

		4 GHz					6 GHz.		
		Verliezen dB	η	Ruis elev. onafh.	Ruis 0° elev.	Ruis 10° elev.	Verliezen dB	η	
24	Ruistemp. paramp + 2e trap = T_2/G_1	-	-	18°	-	-	-	-	
25	Reflektie verlies paramp VSWR $\leq 1,5$ (4%)	0,15	0,966	-1°	-	-	-	-	
26	Ohmse verliezen: golfpijp, duplexer, circularisator, coax filter, tracking, kruiskoppeling	0,17	0,962	12°	-	-	0,3	0,933	
27	Verliezen door mode conversie in het golfpijp systeem								
28	Ruis in koppeling door de kruiskoppeling (26dB) en trackingsysteem (uit kopp.ref.signaal)	-	-	0,7° 0,3°	-	-	-	-	
29	Ellipticiteitsverliezen (Axialratio 2dB)	0,056	0,987				0,056	0,987	
	Subtotaal	0,376	0,917	30°	-	30°	0,356	0,921	

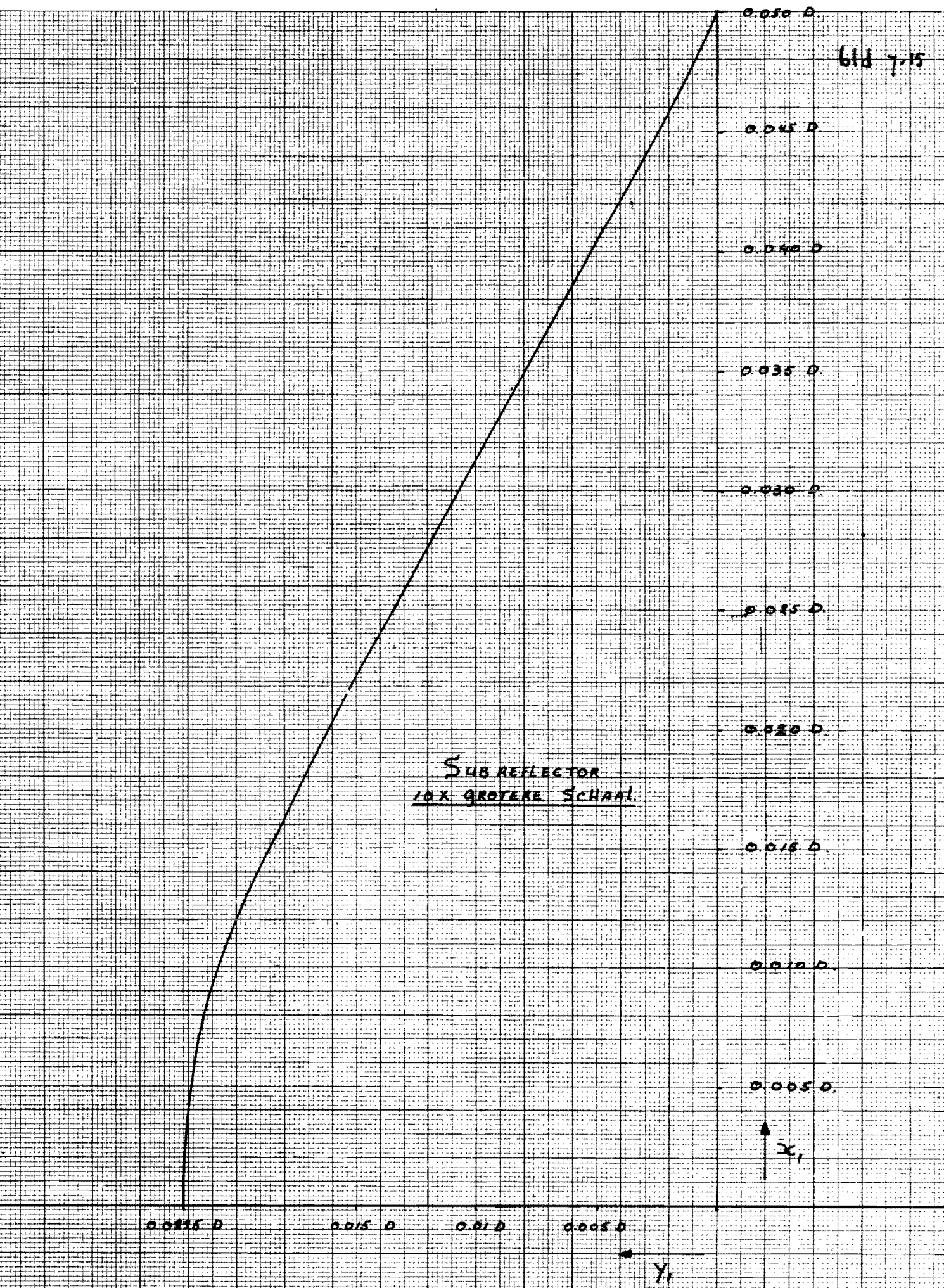
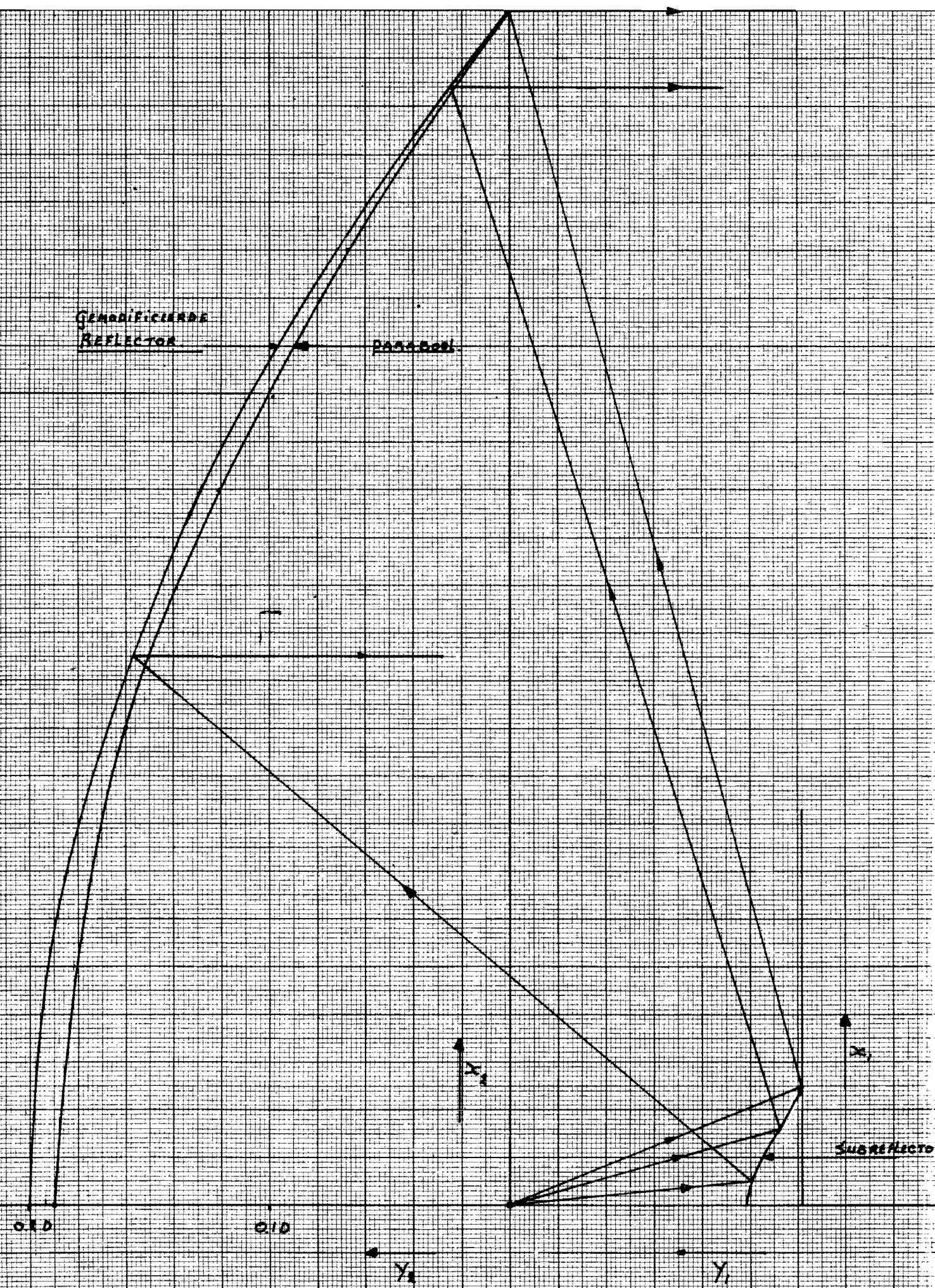


Fig 7.1

HET GEMODIFICEERDE ANTENNESYSTEEM

Antenne efficiency en ruis van de belichter, het voedingssysteem (d.i. belichter+subreflektor en het antennesysteem (de totale antenne)).

Belichter (Gemodificeerde conische hoorn)		4 GHz					6 GHz.		
		Verliezen dB	η	abs.verm. verlies perc.	Ruis 0° elev.	Ruis 10° elev.	Verliezen dB	η	
1	Ruis - 0,01.28 = -0,28° Reflektieverliezen belichter VSWR 1,2 max. Ruis 0,01 (16+12) = + 0,28° 1% reflectie	0,044	0,990		-0,28° +0,28°	-0,28° +0,28°	0,044	0,990	
2	Ohmse verliezen belichter + venster	0,007	0,998		0,5	0,5	0,01	0,998	
3	Mode conversie	-	-	-	-	-	-	-	
4	Kruispolarisatie max. 2% totaal (zie 8 en 13)	0,088	0,980	2%	3,12°	0,75°	0,088	0,980	
5	Achteruitstraling 1% max.	0,044	0,990	1%	1,56°	1,4°	0,044	0,990	

Sub reflektor d = 1/10 D.

6	Spillover eff. bij 20dB randbelichting 98% (relatief)	0,088	0,980	2%	3,12°	2,8°	0,088	0,98	
7	Diffraکتie eff. 98,5% (relatief)	0,132	0,97	0,93%	1,45°	1,30°	0,132	0,97	
8	Kruispolarisatie zie 4	-	-	-	-	-	-	-	
9	Opp. tolerantie en ohmse verliezen zie fig.(7.3)	-	-	-	-	-	-	-	

Hoofdreflektor

10	Apertuur eff. (amplitude)	0,458	0,900	-	-	-	0,7	0,85	
11	Apertuur eff. (faze)	0,223	0,950	-	-	-	0,46	0,900	
12	Diffraکتie aan de rand en verre zijlussen 2%	0,088	0,980	1,86%	2,9°	2,6°	0,088	0,980	
13	Kruispolarisatie zie 4	-	-	-	-	-	-	-	
14	Blokking, ohmse verliezen, Opp. tolerantie uitlijn fouten zie fig 7.3 Gewicht, wind.	-	-	-	-	-	-	-	
15	Ruisbijdrage door hoofdbundel + nabije zijlussen $\theta = +$ en -5° (90% vermogen) = $0,9 \times 15^\circ K$	-	-	-	-	13,5°	-	-	
16	Instraling door zon en radiosterren (niet in de buurt hoofdbundel)	-	-	-	-	1°	-	-	
	Totaal		0,7635			23,85°		0,6831	
				Ruis-totaal					