

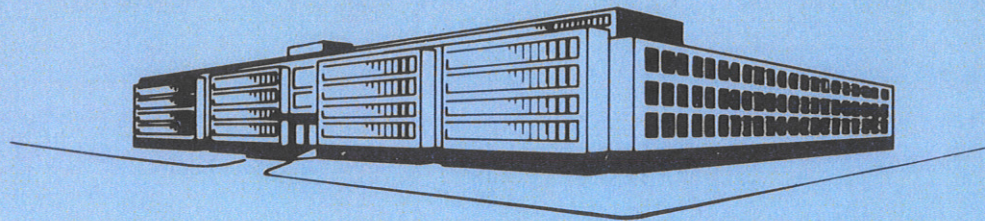
TECHNISCHE HOGESCHOOL DELFT

GEVELDIFFRAKTIE

DE INVLOED VAN GEVELHOOGTE EN GEVELSTRUKTUUR OP
DE REFLEKTIE VAN GELUID

KANDIDAATSVERSLAG C.P.A. WAPENAAR

OKTOBER 1979



LABORATORIUM VOOR TECHNISCHE NATUURKUNDE

LORENTZWEG

DELFT

GEVEL DIFFRAKTIE

De invloed van gevelhoogte en
gevelstructuur op de reflectie
van geluid.

Delft, oktober 1979

Verslag van het kandidaats-
onderzoek van C.P.A. Wapenaar,
verricht op de afdeling der
Technische natuurkunde, bij de
onderzoekgroep Akoestiek, on-
der leiding van
Prof. Dr. Ir. A.J. Berkhout en
Ir. I. Nijs



Samenvatting

Het doel van dit onderzoek is het maken van rekenmodellen die het geluidveld vòòr een gebouw beschrijven, veroorzaakt door reflectie aan de gevel van het geluid afkomstig van bronnen (motorvoertuigen) op een verkeersweg. De voornaamste oorzaken van een niet ideale reflectie zijn:

- a) de eindige hoogte van de gevel
- b) de structuur van het geveloppervlak.

ad. a) Er is een computerprogramma ontwikkeld dat in de eenvoudige situatie van een akoestisch harde gevel van eindige hoogte boven een akoestisch harde bodem, in een willekeurig punt vòòr de gevel de druk van het geluid berekent, afkomstig van een puntbron voor de gevel. Er is gebruik gemaakt van een "stralenmodel", zoals dat ook voor diffractie over obstakels wordt gebruikt.

ad. b) Er is een computerprogramma ontwikkeld dat de geluiddruk in een willekeurig punt voor een oneindig uitgestrekte gevel met in één richting een periodieke structuur (bijv. galerijen aan een flatgebouw) berekent. Het geluid is afkomstig van een puntbron vòòr de gevel. Bodemreflecties zijn hier buiten beschouwing gelaten. Het probleem is aangepakt door de randvoorwaarde op het geveloppervlak op te lossen.

Zowel voor a) als voor b) zijn schaalmodelmetingen gedaan. De berekeningen blijken aardig in overeenstemming te zijn met de metingen. In een reële situatie zal zich een combinatie van a) en b) voordoen. In dit verslag wordt een suggestie gedaan hoe deze combinatie in een rekenmodel verwerkt kan worden.



Abstract

The aim of the present research was to develop computational methods for predicting the soundfield in front of a building, caused by reflection at the façade of the sound coming from sources (motorvehicles) on a thoroughfare. The main causes of a non-ideal reflection are:

- a) the finite height of the façade
- b) the structure of the surface of the façade.

ad. a) A computational model has been developed to calculate the soundpressure in an arbitrary point in front of an acoustically hard façade of finite height above an acoustically hard ground. The sound is caused by a point-source in front of the façade. A "ray-model" has been used.

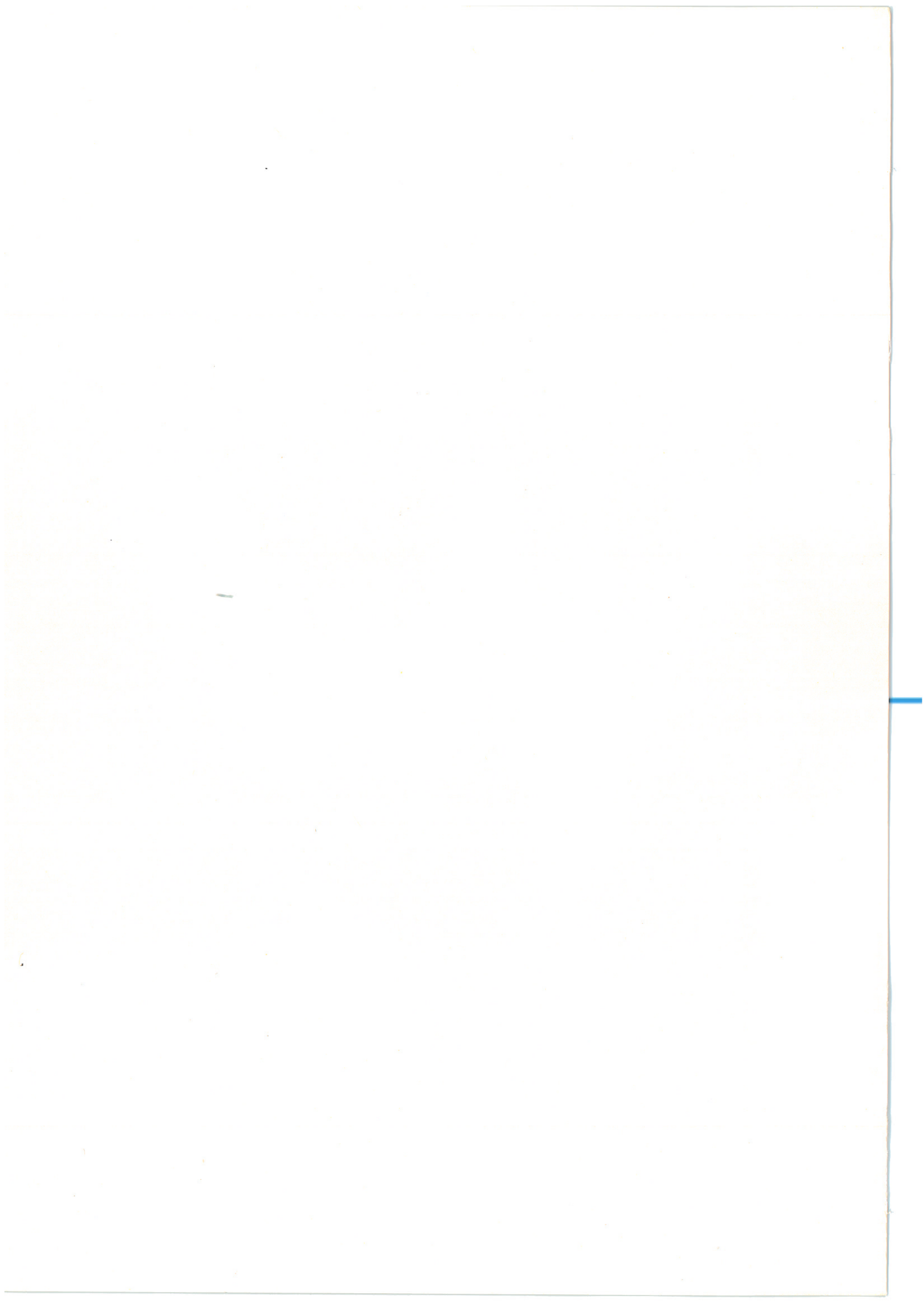
ad. b) A computational model has been developed to calculate the soundpressure in an arbitrary point in front of a façade of infinite extensiveness which has a periodical structure in one direction. (For example gallerys on a block of flats). The sound is caused by a pointsource in front of the façade. Reflections at the ground-surface have been left out of consideration. The problem has been tackled by solving the boundary conditions on the façade-surface.

Model a) as well as model b) has been compared with measurements carried out on scale-models. Good agreement was found. In practice a combination of model a) and b) will be necessary. In this report a suggestion is done how to realize this combination in a computational model.

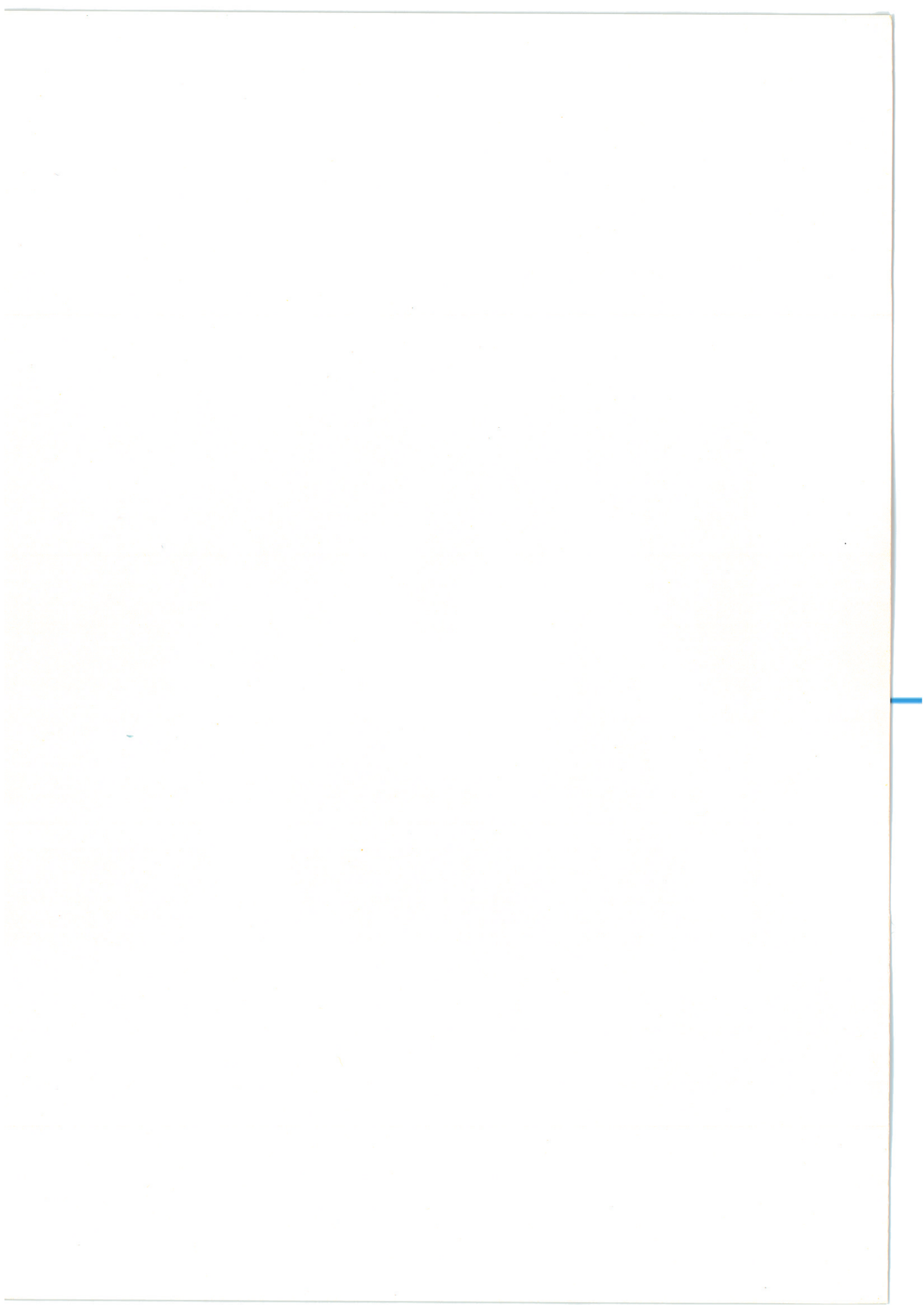


Inhoudsopgave

Samenvatting	1
Abstract	2
Inhoudsopgave	3
Lijst van gebruikte symbolen	5
Inleiding	7
A. <u>Reflektie aan een gevel met eindige hoogte</u>	8
I. Inleiding	8
II. Theorie	9
a. Het geluidveld van een puntbron	9
b. De aanwezigheid van een obstakel	9
c. De oplossing voor een halfoneindig, akoestisch hard opp.	10
III. Een model van het veld vòòr een akoestisch harde gevel van eindige hoogte boven een akoestisch harde bodem	16
IV. Metingen	18
a. De signaalverwerking	18
b. Het schaalmodel	19
V. Vergelijking berekeningen met meetresultaten	21
a. Het meetnet	21
b. Resultaten	21
c. Omrekening naar de reflectiecoëfficiënt R	21
d. Conclusie	22
B. <u>Diffractie aan een gevel met periodieke structuur</u>	28
I. Inleiding	28
II. Theorie	29
III. Een model voor de verstrooiing van bolle golffronten	31
a. Het rekenmodel	31
b. Het computermodeel	33
IV. Metingen	34
a. De signaalverwerking	34
b. Het schaalmodel	34
V. Enige beschouwingen over het rekenmodel	35
a. Invloed van kleine variaties in de coördinaten van de bron en de ontvanger op het spectrum	35
a.1 Variaties in de x-richting	35
a.2 Variaties in de y-richting	35
a.3 Variaties in de z-richting	35
b. Onderzoek naar het benaderingsgebied van het rekenmodel	36

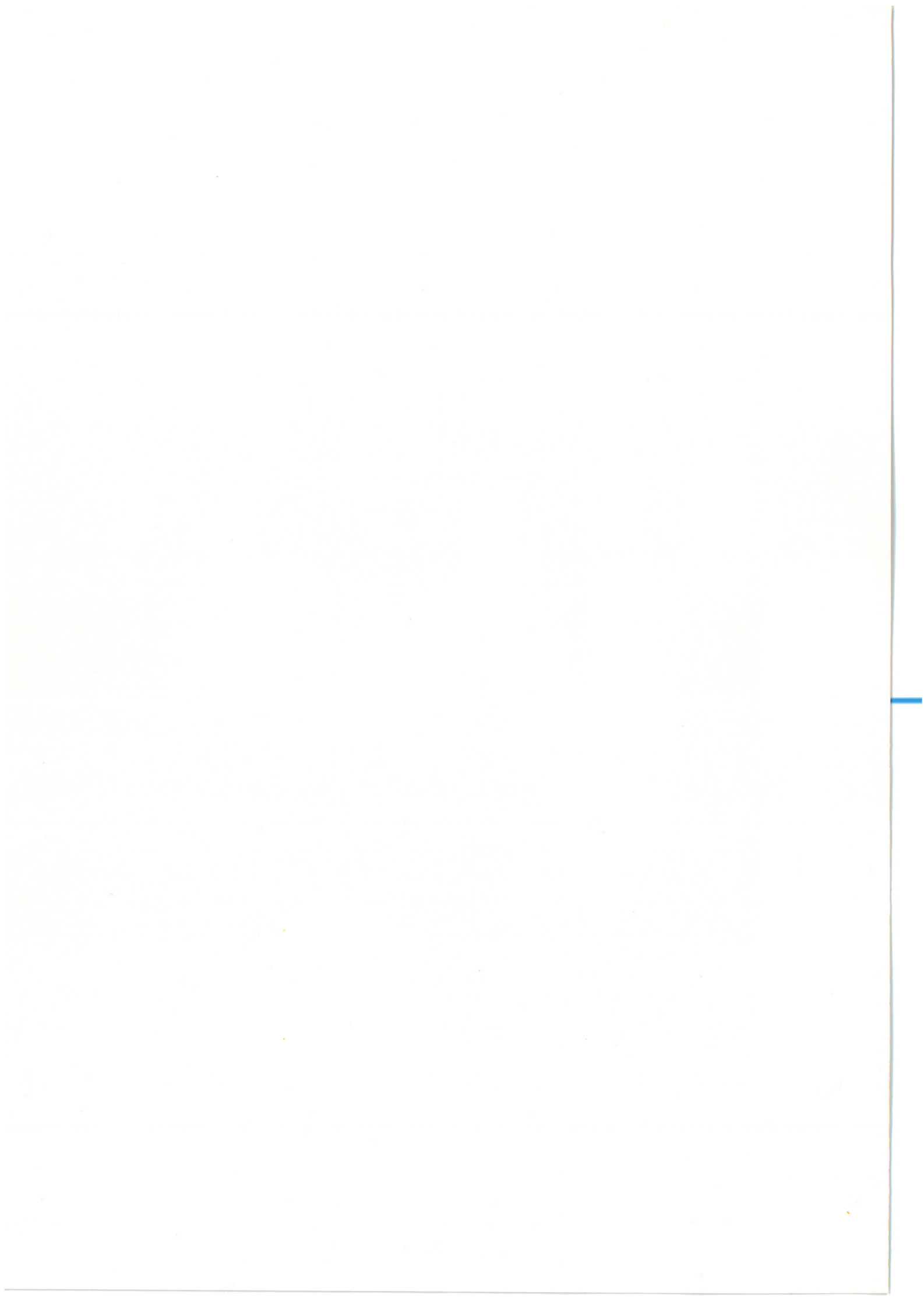


c. Onderzoek naar het veld van de belangrijkste virtuele bron	37
VI. Vergelijking berekeningen met meetresultaten	49
a. Het meetnet	49
b. Resultaten	49
c. Conclusie	49
VII. Suggesties voor verder onderzoek	58
a. Het behandelen van verschillende structuren van het diffrakterend geveloppervlak	58
b. Combinatie van de rekenmodellen in één rekenmodel	58
c. Efficiëntere rekenmethode	59
d. Een betere methode voor het maken van de meetopstelling	60
<u>Bijlagen</u>	61
I. Theorie van diffraktor met periodieke oppervlakteadmittantie	61
II. De computerprogramma's	67
Literatuurlijst	81



Lijst van gebruikte symbolen

C_s	een Fresnelintegraal	
D	diffraktiecoëfficiënt	
D_1	diffraktiecoëfficiënt m.b.t. de reële bron	
D_2	diffraktiecoëfficiënt m.b.t. de virtuele bron	
d_1	afstand tussen twee sleuven	m
d_2	sleufbreedte	m
F	combinatie van de Fresnelintegralen C_s en S_s	
f_0	resonantiefrequentie van 2^e -orde highpass-filter	Hz
f_h	kantelfrequentie van low-pass-filter	Hz
g_n	funktie die de golfvoortplanting in de y-richting bepaalt	
H	Heaviside step-function	
h	bronhoogte	m
h_{max}	sleufdiepte	m
$\underline{i}_x, \underline{i}_y, \underline{i}_z$	eenheidsvectoren in de x-, y-, resp. z-richting	
j	imaginaire eenheid	
k	golfgetal	m^{-1}
\underline{k}	golfvector	
\underline{k}_0^i	golfvector van het invallende veld	
\underline{k}_n^s	n^e golfvector van het verstrooide veld	
l	afstand van bron tot ontvanger via bovenrand van gevel	m
L	periode van diffraktorstructuur	m
\underline{n}	normaal op verstrooiend oppervlak	
$-N_1, N_2$	nummer van de eerste resp. laatste term van het nabijheidsveld die bij de berekening wordt meegenomen	
$-n_1, n_2$	nummer van de eerste resp. laatste term van het afgestraalde veld	
p	geluiddruk	Nm^{-2}
p^t	geluiddruk van het totale veld	Nm^{-2}
p^i	geluiddruk van het invallende veld	Nm^{-2}
p^d	geluiddruk van het gediffakteerde veld	Nm^{-2}
p^r	geluiddruk van het gereflekteerde veld	Nm^{-2}
p^s	geluiddruk van het totale verstrooide veld	Nm^{-2}
p_n^s	geluiddruk van de n^e term van het verstrooide veld	Nm^{-2}
Q	kwaliteitsfactor van het tweede orde filter	



R_n	relatieve complexe amplitude van de n^e virtuele bron	
r_+, r_-	afstand van virtuele resp. reële bron tot ontv.	m
r_0, r_1	cilindercoördinaat van bron, resp. ontv.	m
\underline{r}_0	plaatsvector van bron	
$\underline{r}_{v,n}$	plaatsvector van n^e virtuele bron	
S	verstrooiend oppervlak	
S_s	een fresnelintegraal	
sgn	signumfunctie	
t	tijd	s
x_+, x_-	argument van Fresnelintegralen	
x_0, x_1	x-coördinaat van bron, resp. ontvanger	m
$x_{v,n}$	x-coördinaat van n^e virtuele bron	m
y_0, y_1	y-coördinaat van bron resp. ontvanger	m
$y_{v,n}$	y-coördinaat van n^e virtuele bron	m
z_0, z_1	z-coördinaat van bron, resp. ontvanger	m
$z_{v,n}$	z-coördinaat van n^e virtuele bron	m
α_n	grootte van x-component van golfvector van n^e term van het verstrooide veld	m^{-1}
β_n	grootte van y-component van golfvector van n^e term van het verstrooide veld	m^{-1}
γ_0	grootte van z-component van golfvector van alle termen van het verstrooide veld	m^{-1}
ζ	genormaliseerde specifieke akoestische impedantie	
η	genormaliseerde specifieke akoestische admittantie	
θ_0	hoek van inval	rad
ψ_0, ψ_1	cilindercoördinaat van bron, resp. ontvanger	rad
ω	radiale frequentie	rad s^{-1}

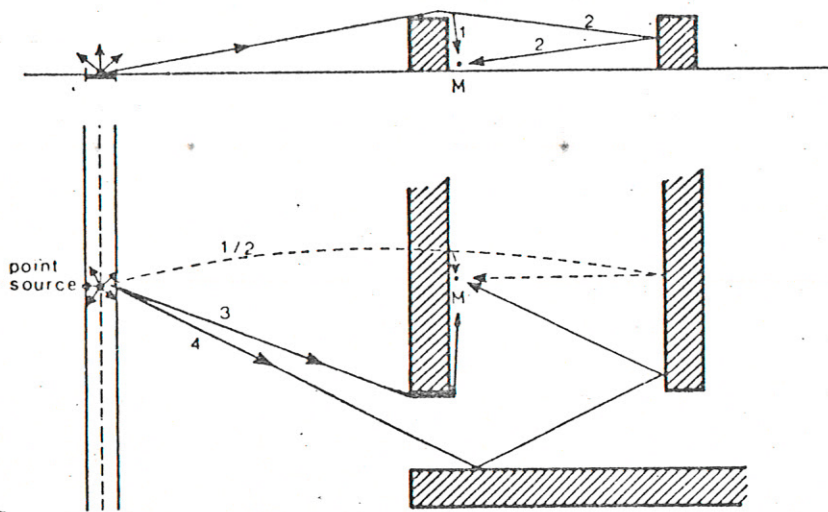


Fig.1

Een deel van het geluid bereikt het meetpunt over het gebouw. De bijdrage van het geluid tussen de gebouwen door (de vierde weg) zal in veel gevallen belangrijker zijn.

(Overgenomen uit Nijs (5)).

Inleiding

In een situatie van een gebouwenconfiguratie langs een verkeersweg zal het geluidveld tussen deze gebouwen, behalve door diffractie langs en over de gebouwen, voor een belangrijk deel bepaald worden door reflectie aan de gevels van de gebouwen. (Zie fig. 1 en Nis(5), met name hoofdstuk V).

Dit verslag beschrijft twee afzonderlijke deelonderzoeken. Deel A behandelt reflectie aan een gevel met eindige hoogte. Deel B behandelt reflectie aan een gevel met periodieke structuur. In beide delen worden berekeningen van het computermodel vergeleken met schaalmodelmetingen. Verder wordt een suggestie gedaan voor een rekenmodel waarin de eindige hoogte en de structuur van de gevel gecombineerd zijn.

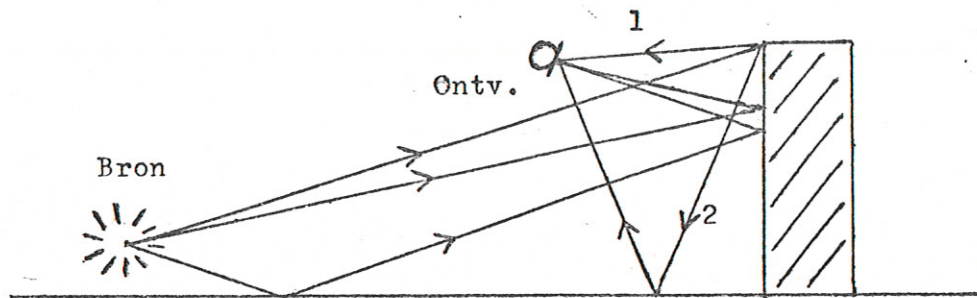


Fig. 2.

Het geluid afkomstig van de bron komt via reflectie aan bodem en gevel aan bij de ontvanger. (Niet alle stralen zijn getekend.)

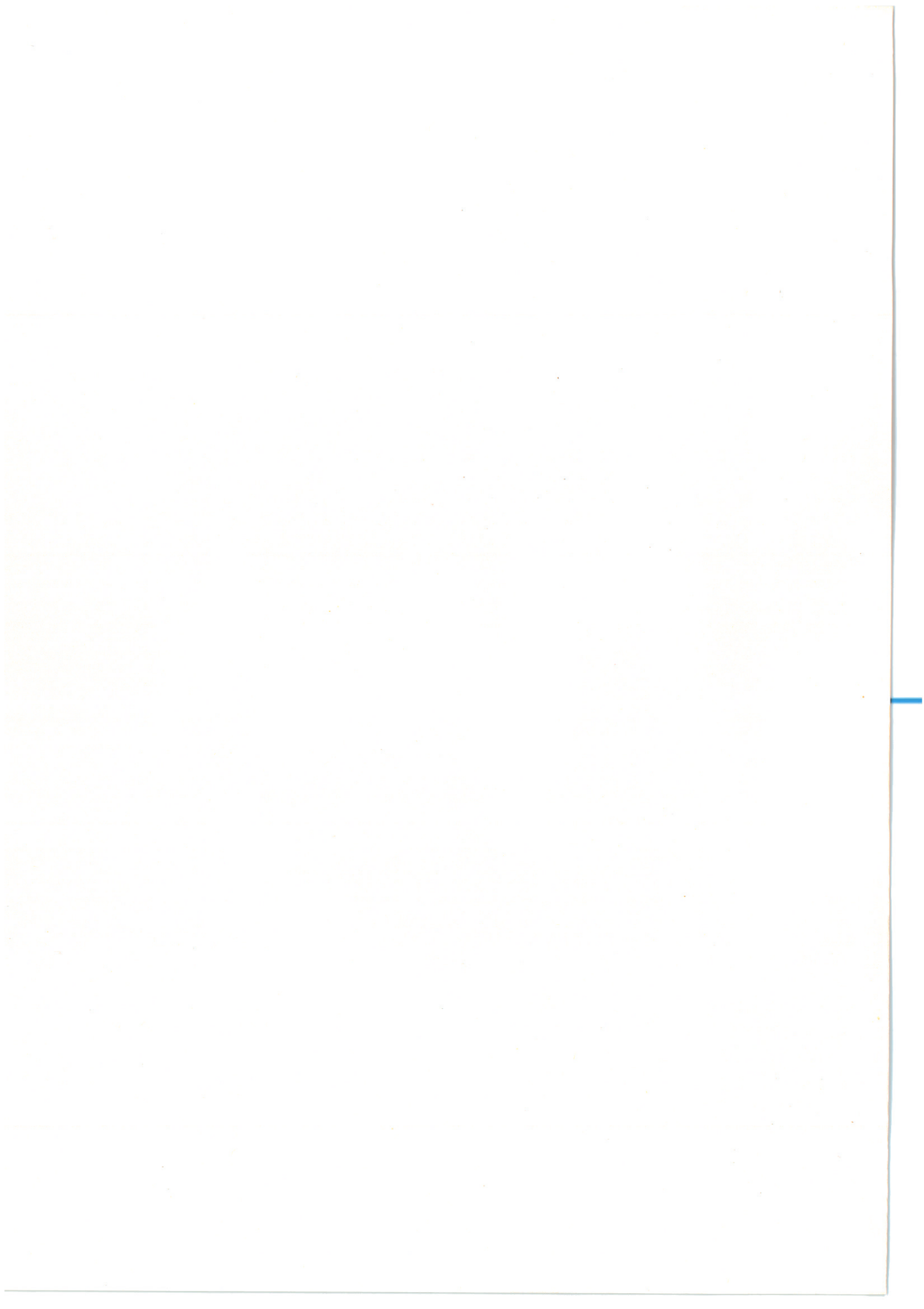
De stralen 1 en 2 zijn correcties voor de eindige hoogte van de gevel.

A. Reflektie aan een gevel met eindige hoogte

I. Inleiding

Wanneer we de geluiddruk vòòr een gevel (met een vlak, akoestisch hard oppervlak) willen berekenen die ontstaat door refleksie van (afkomstig van een puntbron) aan de gevel, dan zou men dit kunnen doen door het geluidveld van de t.o.v. de gevel gespiegelde puntbron te beschrijven en daaruit de druk in het gewenste punt te berekenen. We veronderstellen dan echter dat het geveloppervlak oneindig uitgestrekt is, wat in de praktijk uiteraard niet het geval is. In dit deel van het verslag wordt een computermodel beschreven dat de niet ideale refleksie t.g.v. de eindige hoogte van de gevel berekent. (Zie fig. 2).

Tevens worden de berekeningen vergeleken met schaalmodelmetingen.



II. Theorie

Omdat de theorie van diffractie aan schermen en wiggen uitvoerig wordt behandeld door de Jong (1) volgt hier slechts een samenvatting van dit deel van de theorie met vermelding van de daaruit volgende formules.

(Opgemerkt moet nog worden dat hier andere definities van de druk p en van de imaginaire eenheid j gebruikt worden dan bij de Jong om aan te sluiten bij de theorie van deel B van dit verslag.)

a. Het geluidveld van een puntbron

De druk van een harmonische puntbron $p = p(x, y, z, t)$ moet voldoen aan de driedimensionale homogene vergelijking van Helmholtz:

$$\nabla^2 p + k^2 p = 0 \quad (1)$$

Een oplossing in bolcoördinaten, met de puntbron in de oorsprong, wordt gegeven door:

$$p(r, t) = p_0 \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j\omega t} \quad (2)$$

met $j = \sqrt{-1}$

(Zie inleiding in de akoestiek (3), blz. 10 t/m 17)

Laten we het tijdafhankelijke deel weg (complexe amplitude notatie) dan geldt voor de druk in punt A op afstand r van de bron:

$$p_A = p_0 \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (3)$$

(De Jong gebruikt hier: $p_A = p_0 \frac{e^{ikr}}{kr}$ met $i = -\sqrt{-1}$)

b. De aanwezigheid van een obstakel

Wanneer zich in de ruimte obstakels bevinden wordt het oorspronkelijke ("invallende") veld verstrooid. Het invallende veld noemen we p^i . Het verstrooide veld noemen we p^s . Het totale veld wordt nu gegeven door:

$$p^t = p^i + p^s \quad (4)$$

Het veld p^s moet voldoen aan de homogene Helmholtzvergelijking. Dit veld zal afhangen van p^i , de vorm en de akoestische eigenschappen van het verstrooiende oppervlak en verder zal het moeten voldoen

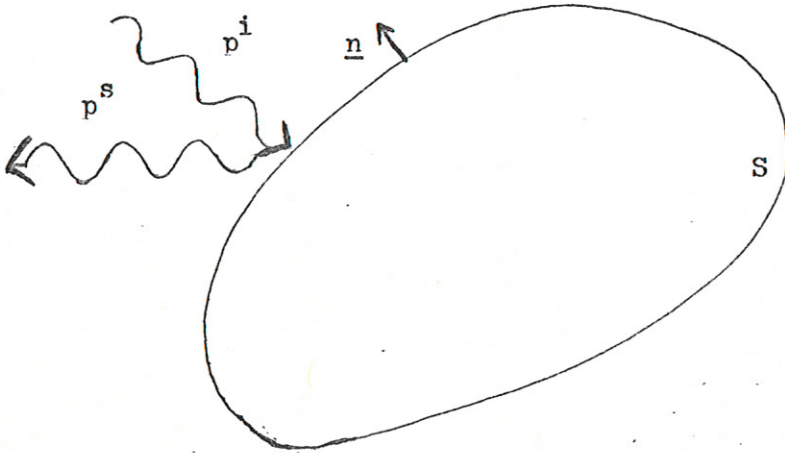


Fig. 3

Verstrooiend oppervlak S met oppervlakteadmittantie η
en naar buiten gerichte normaal \underline{n}

aan de uitstralingsvoorwaarde, wat fysisch inhoudt dat het golfveld divergerend is en verdwijnt in het oneindige.

De akoestische eigenschappen van het verstrooiend oppervlak S komen tot uiting in de randvoorwaarde waaraan p^t op S moet voldoen:

$$\frac{\partial}{\partial \underline{n}} p^t - jk\eta p^t = 0 \quad \text{op S} \quad (5)$$

waarin $\frac{\partial}{\partial \underline{n}}$ de afgeleide in de richting van de normaal \underline{n} voorstelt en η de akoestische oppervlakteadmittantie is.

(zie fig. 3)

Er kunnen zich twee bijzondere gevallen voordoen:

1) $\eta = 0$ Dan gaat (5) over in:

$$\frac{\partial}{\partial \underline{n}} p^t = 0 \quad \text{op S} \quad (6)$$

Het oppervlak is akoestisch hard, $p^i = p^s$ op S.

(Er treedt drukverdubbeling op op S)

2) $\eta = \infty$ D.w.z. $\zeta = \frac{1}{\eta} = 0$, waarin ζ de oppervlakte-impedantie voorstelt. We schrijven (5) nu als:

$$j\zeta \frac{\partial}{\partial \underline{n}} p^t + p^t = 0 \quad \text{op S} \quad (7)$$

of, met $\zeta = 0$:

$$p^t = 0 \quad \text{op S} \quad (8)$$

Het oppervlak is akoestisch zacht, $p^i = -p^s$ op S.

(De druk verdwijnt op S)

N.B. η en ζ zijn in het algemeen complex. Wiskundig is te bewijzen dat p^t éénduidig bepaald is door bovenstaande voorwaarden.

c. De oplossing voor een halfoneindig, akoestisch hard oppervlak

Zonder afleiding volgt hier de oplossing voor een halfoneindig akoestisch hard oppervlak, met als invallende golf het geluid van een puntbron.

Het geluidveld is bij benadering ($kr \gg 1$) een superpositie van drie velden, te weten:

- 1) De vrije-veldoplossing van de bron, (Alleen aanwezig indien de ontvanger "zichtbaar" is vanuit de bron.)
- 2) De vrije-veld oplossing van de t.o.v. het oppervlak gespiegelde

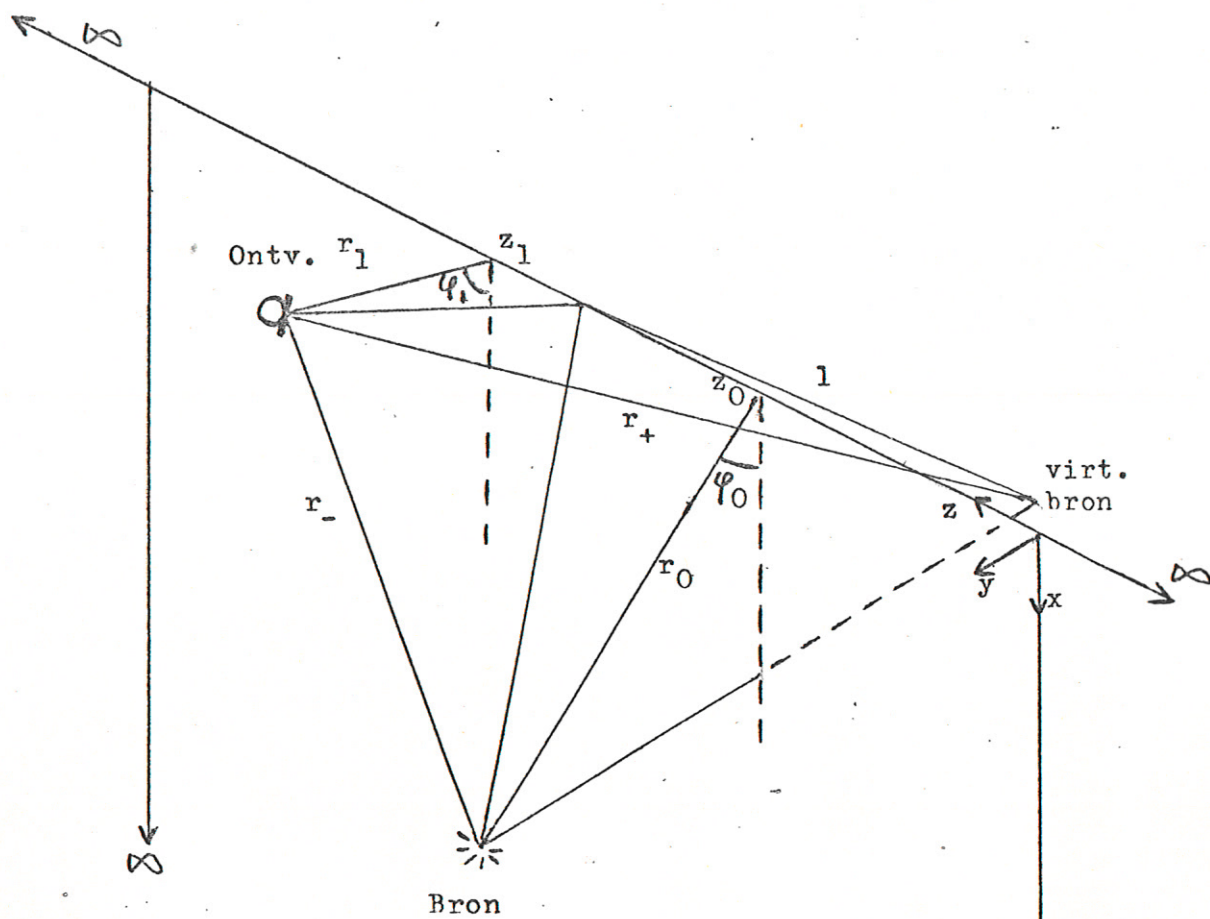


Fig. 4

Het invallende veld (r_-), het gereflekteerde veld (r_+) en het diffraktieveld (1) bij een halfoneindig scherm.

virtuele bron. (Alleen aanwezig indien de ontvanger "onzichtbaar" is vanuit deze bron)

- 3) Een diffraktieveld t.g.v. de eindigheid van het oppervlak. Dit veld bestaat uit twee delen (16) en is op te vatten als een correctie op de onder 1) en 2) beschreven velden.

Wanneer we voor de bron en ontvanger gebruik maken van cilindercoördinaten (r_0, φ_0, z_0 resp. r_1, φ_1, z_1 ; zie fig.4) dan wordt de druk van de bovenstaande velden gegeven door:

$$1) \quad p^i = H(\pi + \varphi_0 - \varphi_1) \frac{e^{-jkr_-}}{r_-} \quad (9)$$

$$\text{met: } H(x) = \begin{cases} 1 & \text{als } x > 0 \\ 0 & \text{als } x < 0 \end{cases} \quad (10)$$

(Heaviside-stepfunction)

en r_- is de afstand tussen bron en ontvanger, gegeven door:

$$r_- = \sqrt{r_0^2 + r_1^2 + (z_1 - z_0)^2 - 2r_0r_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_0)} \quad (11)$$

$$2) \quad p^r = H(\pi - \varphi_0 - \varphi_1) \frac{e^{-jkr_+}}{r_+} \quad (12)$$

waarin r_+ de afstand is tussen virtuele bron en ontvanger:

$$r_+ = \sqrt{r_0^2 + r_1^2 + (z_1 - z_0)^2 - 2r_0r_1 \cos(\varphi_1 + \varphi_0)} \quad (13)$$

$$3) \quad p^d = D \frac{e^{-jkl}}{l} \quad (14)$$

waarin l de kortste afstand via de rand van het oppervlak tussen bron (of virtuele bron) en ontvanger is:

$$l = \sqrt{(r_0 + r_1)^2 + (z_1 - z_0)^2} \quad (15)$$

en D de diffractiecoëfficiënt voorstelt:

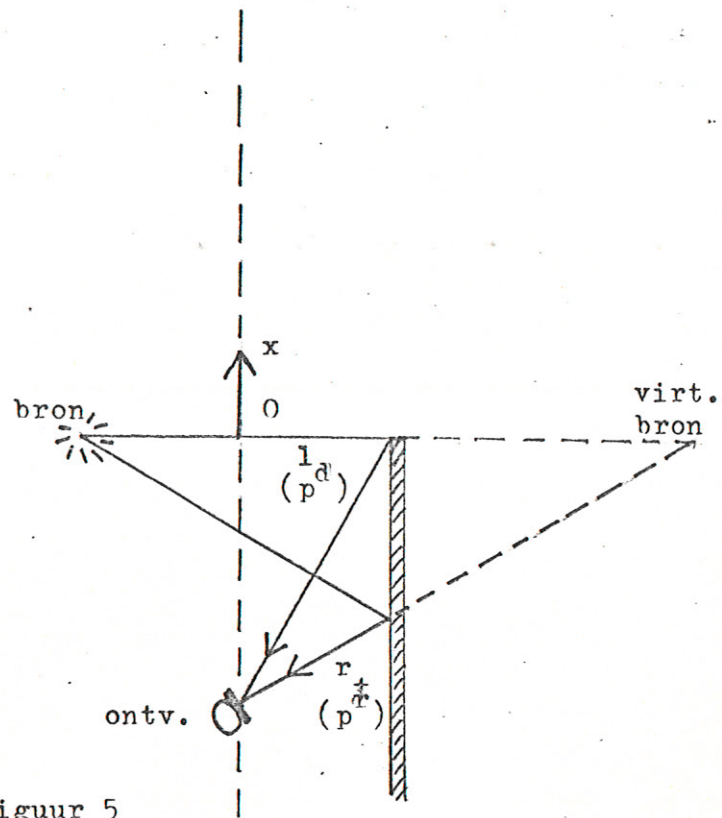
$$D = (-D_1 - D_2) \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \quad \text{met:} \quad (16)$$

$$D_1 = \text{sgn}(\pi + \varphi_0 - \varphi_1) \sqrt{\frac{2}{1+r_-}} e^{jx_-^2} \cdot F(x_-) \quad \text{en:} \quad (17)$$

$$D_2 = \text{sgn}(\pi - \varphi_0 - \varphi_1) \sqrt{\frac{2}{1+r_+}} e^{jx_+^2} \cdot F(x_+) \quad (18)$$

$$\text{waarin: } \text{sgn}(x) = \begin{cases} 1 & \text{als } x > 0 \\ -1 & \text{als } x < 0 \end{cases} \quad (19)$$

(signumfunctie),



Figuur 5

De druk bij de ontvanger wordt bekeken als functie van x .

$$x_{\pm} = \sqrt{k(1 - r_{\pm})} \quad (20)$$

en $F(x_{\pm})$ een combinatie van Fresnelintegralen voorstelt volgens:

$$F(x_{\pm}) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[\left\{ \frac{1}{2} - C_s(x_{\pm}^2) \right\} - j \left\{ \frac{1}{2} - S_s(x_{\pm}^2) \right\} \right] \quad (21)$$

met:

$$C_s(x) = \int_0^{\sqrt{\frac{2x}{\pi}}} \cos\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt \quad (22)$$

$$S_s(x) = \int_0^{\sqrt{\frac{2x}{\pi}}} \sin\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt \quad (23)$$

We bekijken nu hoe de druk verloopt langs een lijn evenwijdig aan het reflekerende oppervlak. (Zie fig.5) We laten de druk p^i buiten beschouwing. De druk van het "verstrooide" veld p^s is opgebouwd uit twee velden, n.l.: p^r en p^d . Voor p^r geldt dat deze alleen aanwezig is wanneer de ontvanger "onzichtbaar" is vanuit de virtuele bron, d.w.z. wanneer de straal vanuit de virtuele bron naar de ontvanger het reflekerende oppervlak snijdt. (zie form. 12).

Dus voor $x < 0$ geldt:

$$p^s = p^r + p^d \quad (24)$$

en voor $x > 0$ geldt:

$$p^s = p^d \quad (25)$$

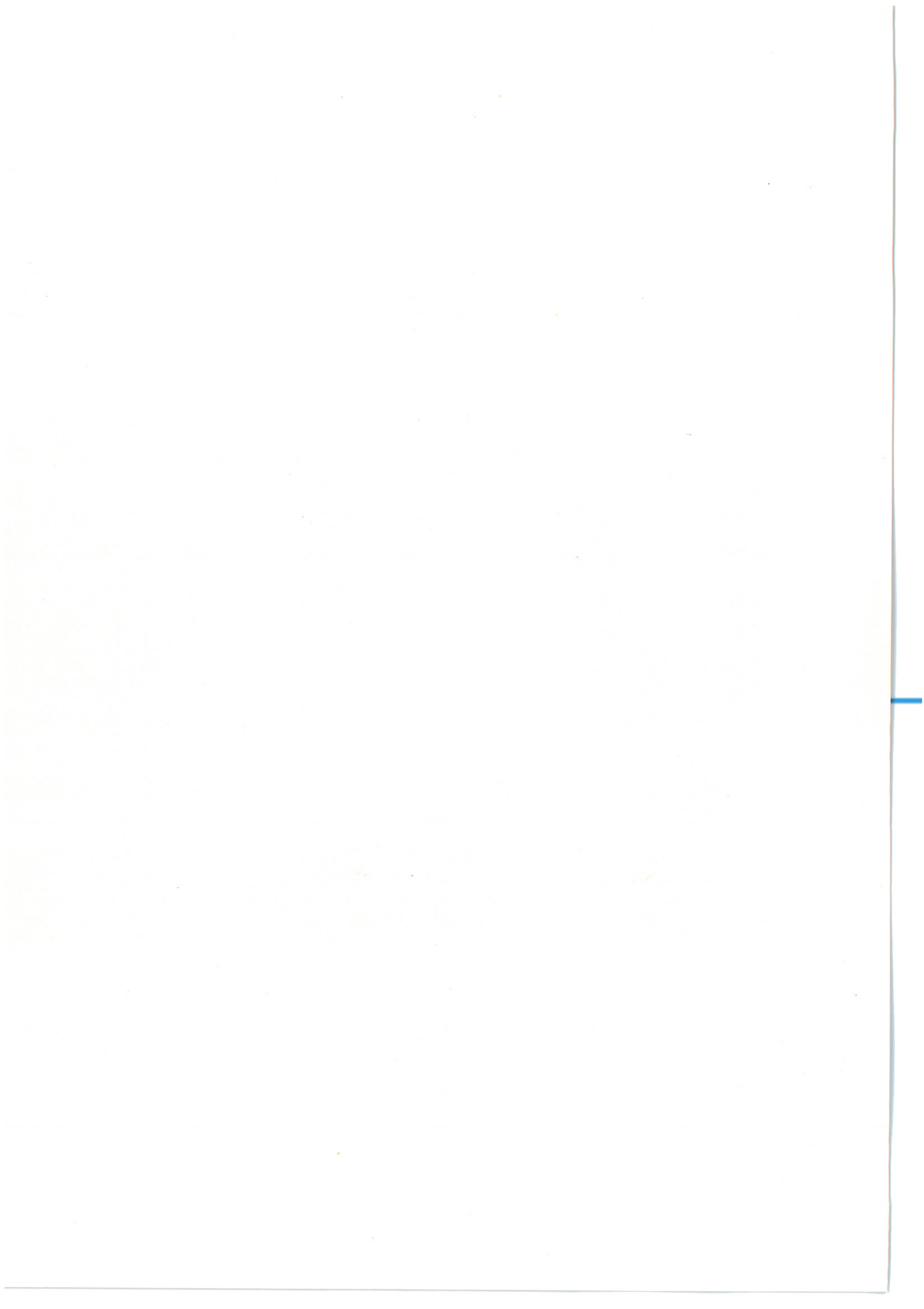
Wanneer we p^d nader bekijken zien we dat voor $x=0$ (daar geldt:

$\pi - \varphi_0 - \varphi_1 = 0$) het teken van D_2 omslaat. (Zie form. 18)

Het wegvallen van p^r wordt dus gecompenseerd door verwisseling van teken van D_2 . (Hetzelfde geldt voor p^i en D_1 wanneer de ontvanger aan de "achter"-kant van het scherm bewogen wordt.)

Met verwaarlozing van D_1 ($|D_1| \ll |D_2|$ aan de "voorkant" van het scherm) geldt voor $x < 0$:

$$\lim_{x \uparrow 0} p^d = -\frac{1}{2} p^r \quad (26)$$



en voor $x > 0$:

$$\lim_{x \downarrow 0} p^d = \frac{1}{2} p^r \quad (27)$$

De oplossing is dus continu in x , met voor $x=0$:

$$p^s = \frac{1}{2} p^r \quad (28)$$

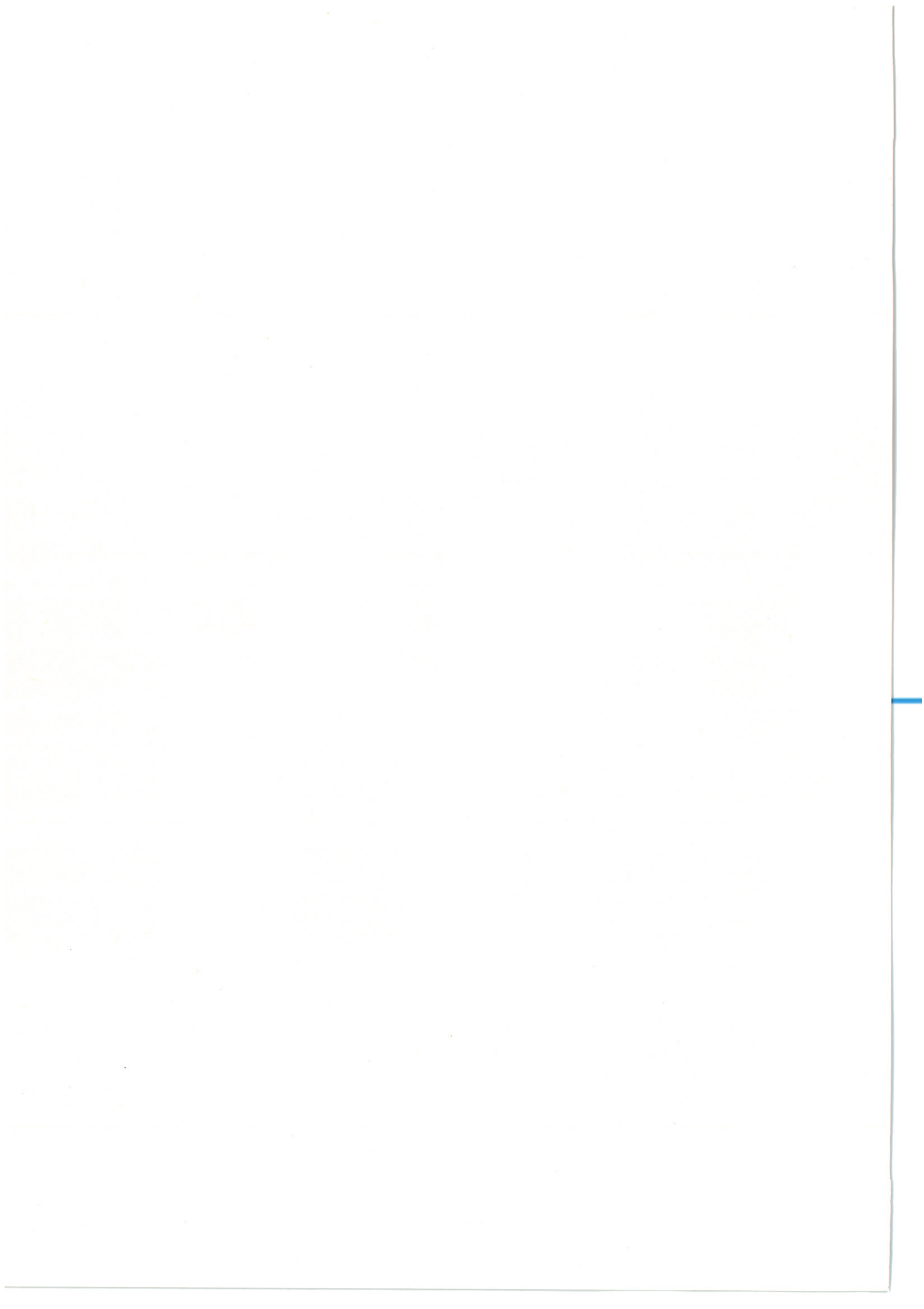
We kunnen nu p^s/p^r als functie van x berekenen. Interessanter is het echter om dit als functie van het Fresnelgetal N te doen:

$$N = \left| \frac{2(1 - r_+)}{\lambda} \right| \quad (29)$$

omdat afmetingen (in dit geval het weglengteverschil $1 - r_+$) pas betekenis krijgen wanneer zij gerelateerd worden aan de golflengte λ . Merk op dat in benadering geldt:

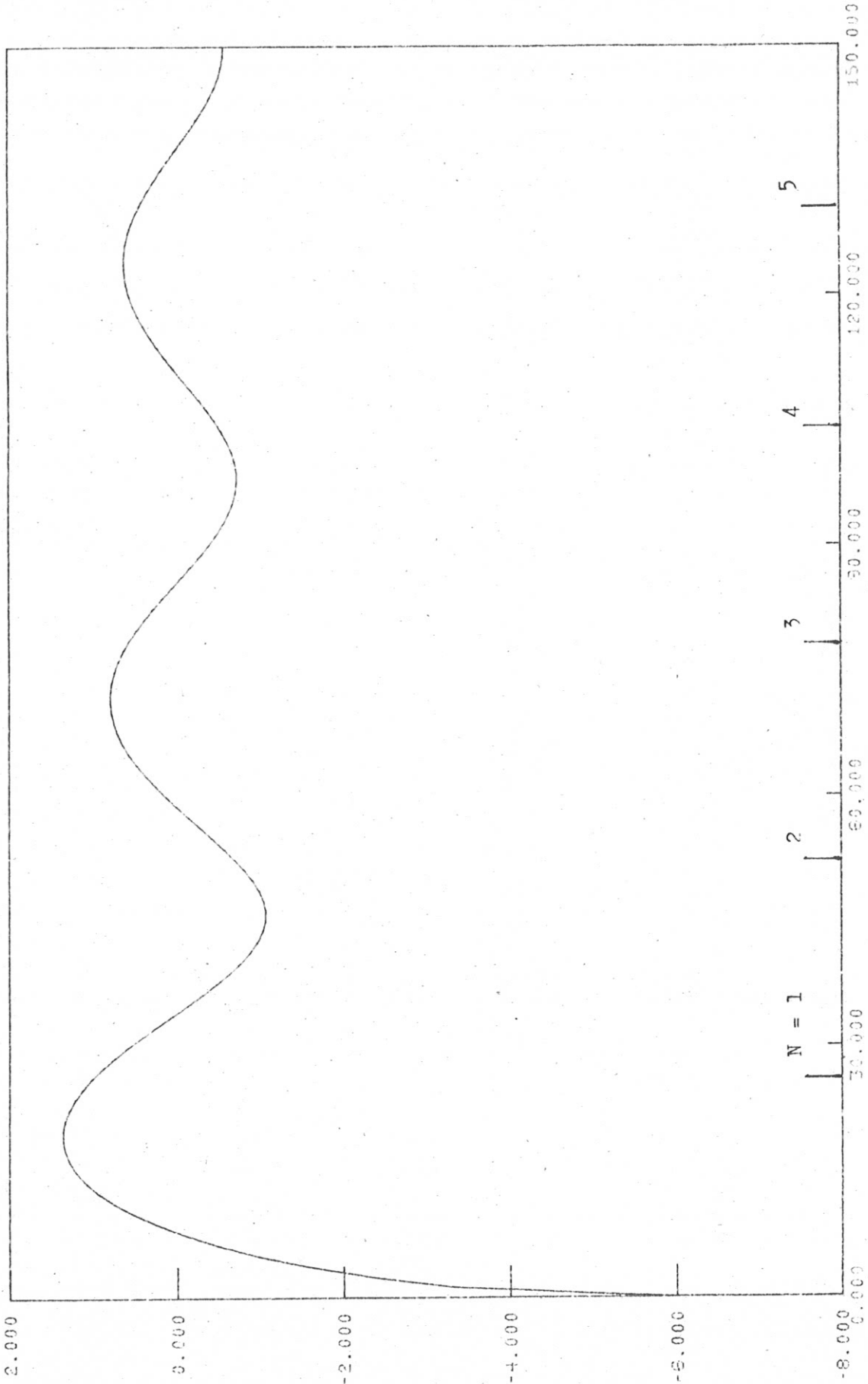
$$1 - r_+ \sim x^2 \quad (30)$$

In figuur 6 en 7 staat p^s/p^r uit (in dB) als functie van de frequentie bij een vast weglengteverschil. Tevens is langs de horizontale as het fresnelgetal aangegeven. Uit fig. 6 blijkt dat voor bepaalde waarden van N als gevolg van interferenties van p^d met p^r het verstrooide veld p^s bij een halfoneindig scherm groter kan zijn dan het gereflekteerde veld p^r bij een oneindig scherm. Voor nadere beschouwingen over dit onderwerp, zie de Jong (1), hoofdstuk II.2.a.



TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 1



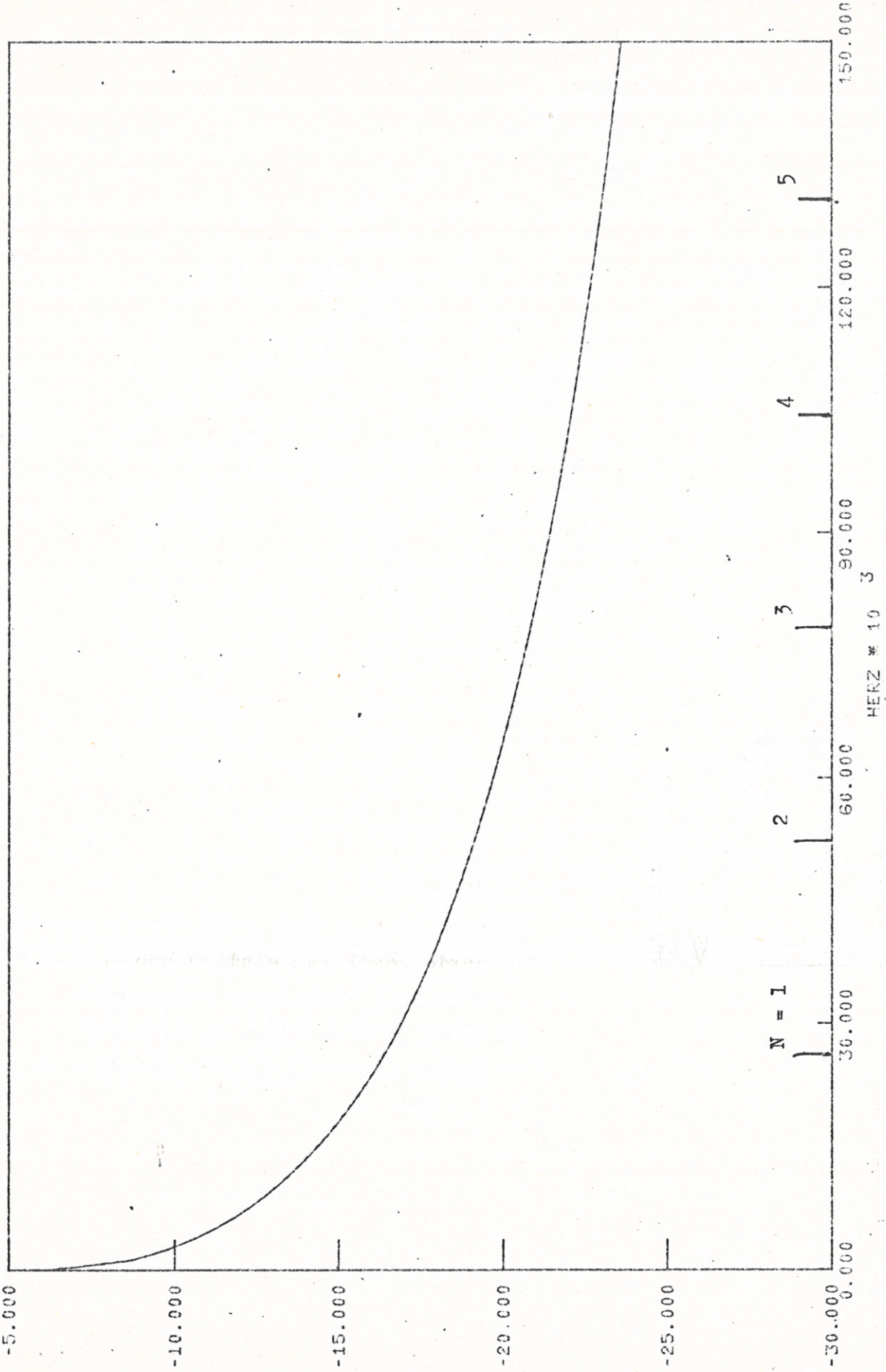
Figuur 6

p^5/p^r als functie van f en N voor $x < 0$



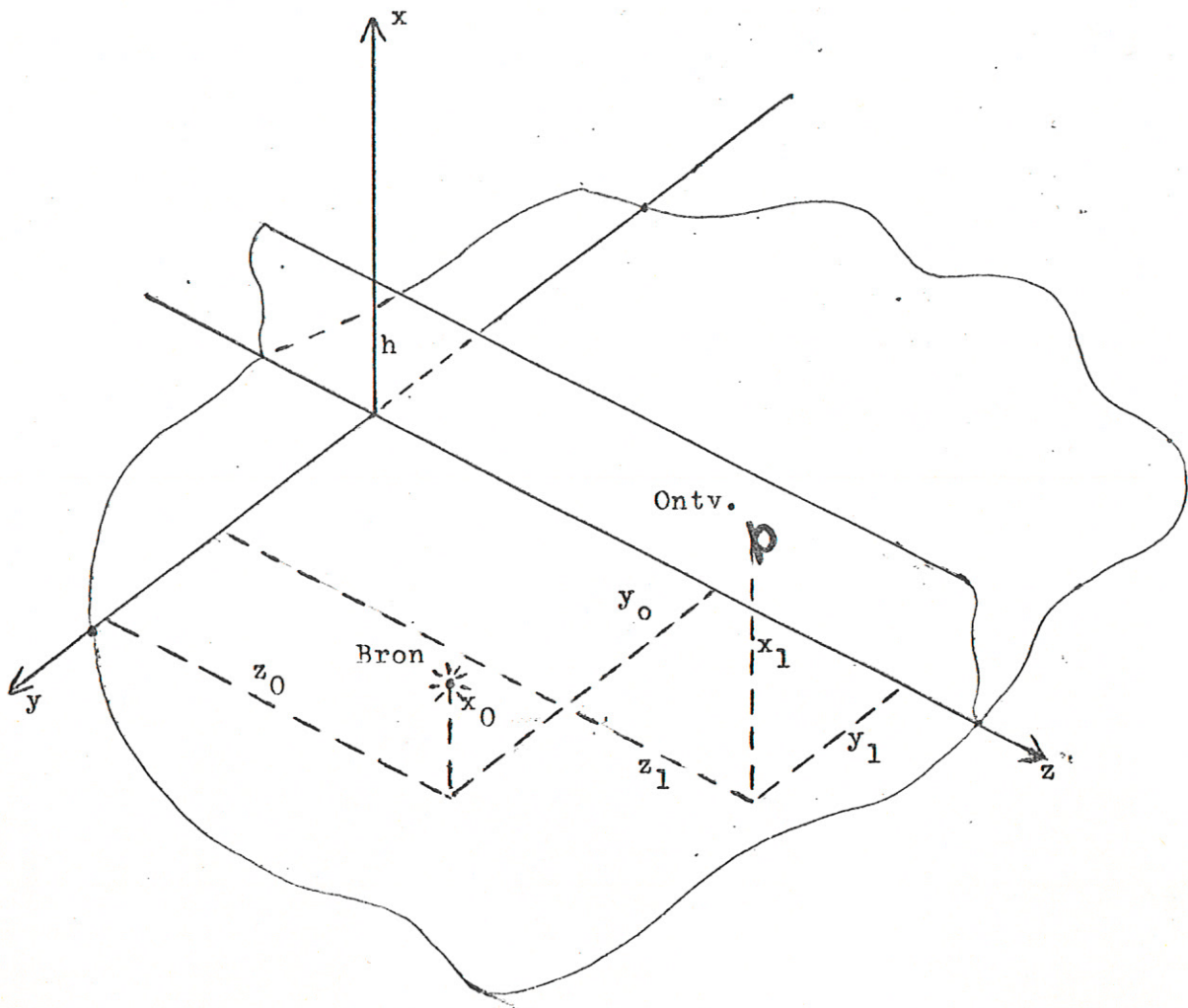
TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 2

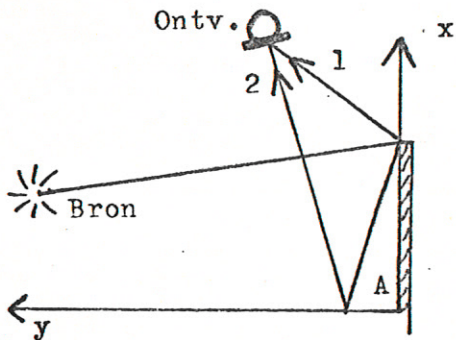


Figuur 7

p^S/p^T als functie van f en N voor $x > 0$



a)



b)

Figuur 8

- a) Bron en ontvanger voor een akoestisch harde gevel van eindige hoogte h boven een akoestisch harde bodem
- b) Idem, geprojecteerd op x,y -vlak. Er zijn twee "diffraktie"-stralen geschetst.

III Een model van het veld vòòr een akoestisch harde gevel van eindige hoogte boven een akoestisch harde bodem

Een schematische voorstelling van een akoestisch harde gevel van eindige hoogte h welke zich boven een akoestisch harde bodem bevindt is geschetst in fig. 8. Daarin zijn tevens de bron- en ontvangercoördinaten aangegeven. (Het bodemoppervlak beslaat het gehele y, z -vlak, de gevel is in de z -richting oneindig lang.) Omdat de bodem akoestisch hard is kunnen we het gehele model spiegelen t.o.v. het y, z -vlak en vervolgens de bodem weglaten. Het aldus ontstane model is geschetst in fig. 9. Het voordeel van deze alternatieve voorstellingswijze zal blijken wanneer we dit model willen combineren met het model voor de gevelstructuur, dat in deel B van dit verslag is beschreven (Zie ook de suggesties voor verder onderzoek, achter in dit verslag).

Er zijn nu twee coherente bronnen, twee ontvangers en in het x, z -vlak een in de z -richting oneindig lange akoestisch harde "strip" met hoogte $2h$. Alle stralen uit het model van fig. 8 zijn in het model van fig. 9 terug te vinden. Als voorbeeld zijn twee overeenkomende "diffraktie"-stralen in fig. 8b en 9b geschetst. Verder zien we dat in punt A geen diffraktie optreedt: doordat de gevel loodrecht boven de bodem staat (fig. 8) is na spiegeling van de gevel in de bodem in punt A een "hoek" van 180° ontstaan, welke diffraktievrij is.

We zijn geïnteresseerd in de druk ter plaatse van de reële ontvanger. (Vanwege de symmetrie van het model is het veld symmetrisch t.o.v. het y, z -vlak, dus de druk is ter plaatse van de reële en de virtuele ontvanger identiek.) Deze druk is een superpositie van de volgende drukken:

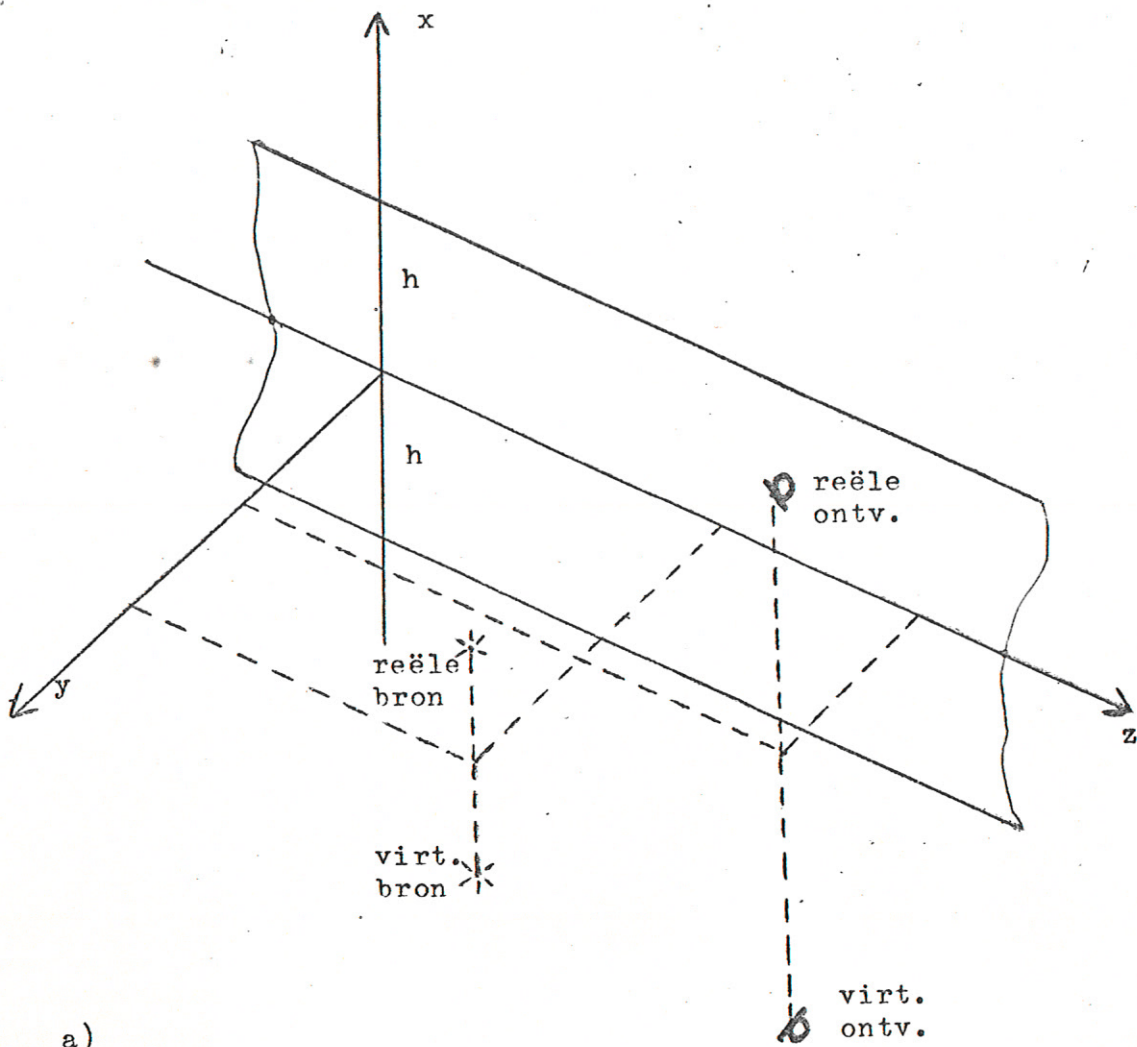
- 1) een druk p^i t.g.v. de reële bron (form. 9)
- 2) een druk p^i t.g.v. de virtuele bron (form. 9)
- 3) een druk p^r t.g.v. de reële bron (form. 12)

Deze druk is alleen aanwezig wanneer de straal vanuit de in de gevel gespiegelde reële bron naar de ontvanger de "strip" snijdt.

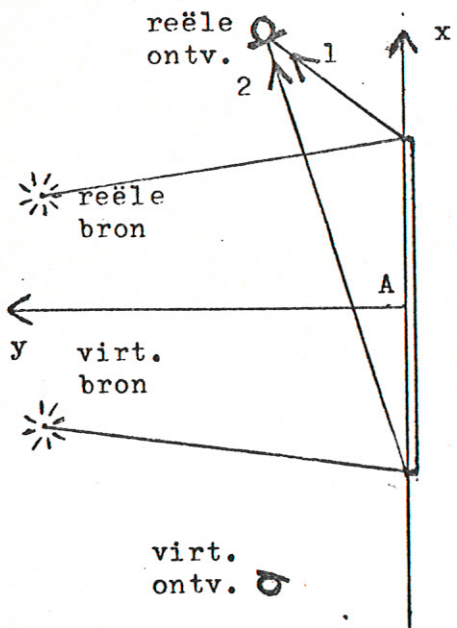
- 4) een druk p^r t.g.v. de virtuele bron (form. 12)

Deze druk is alleen aanwezig wanneer de straal vanuit de in de gevel gespiegelde virtuele bron naar de ontvanger de "strip" snijdt.

- 5 t/m 8) vier drukken p^d (form. 14 t/m 23) t.g.v. de eindige



a)



b)

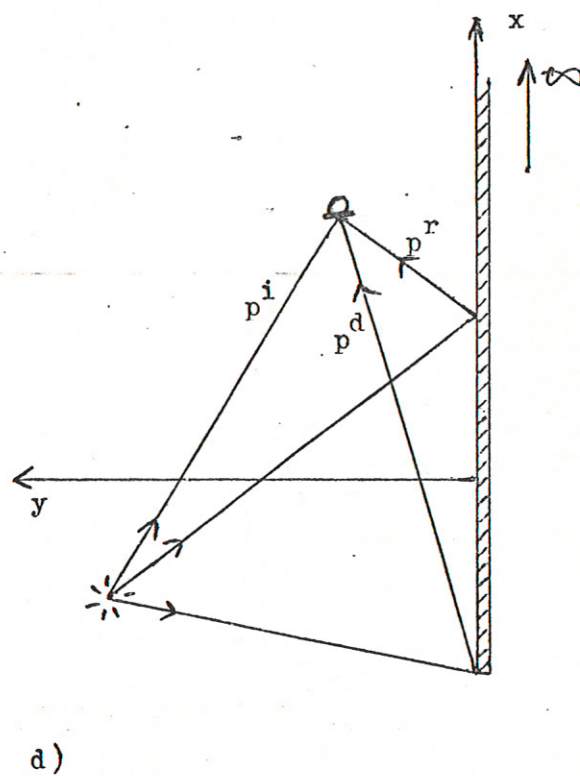
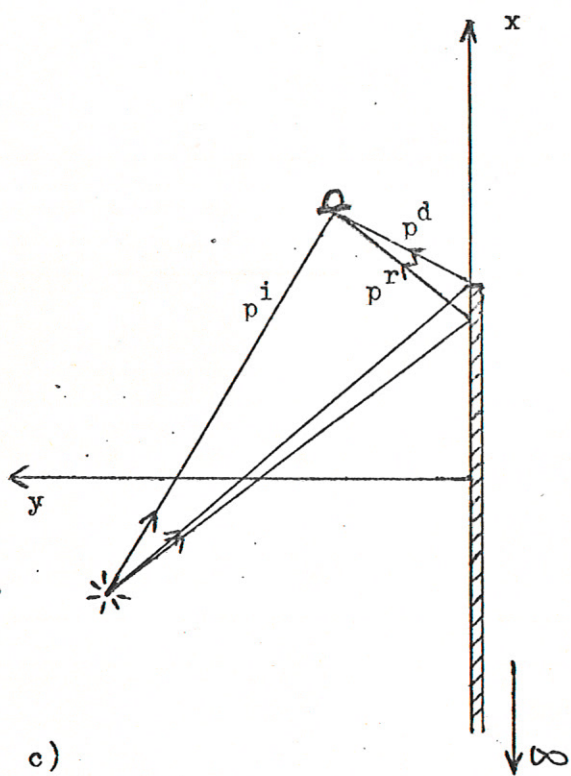
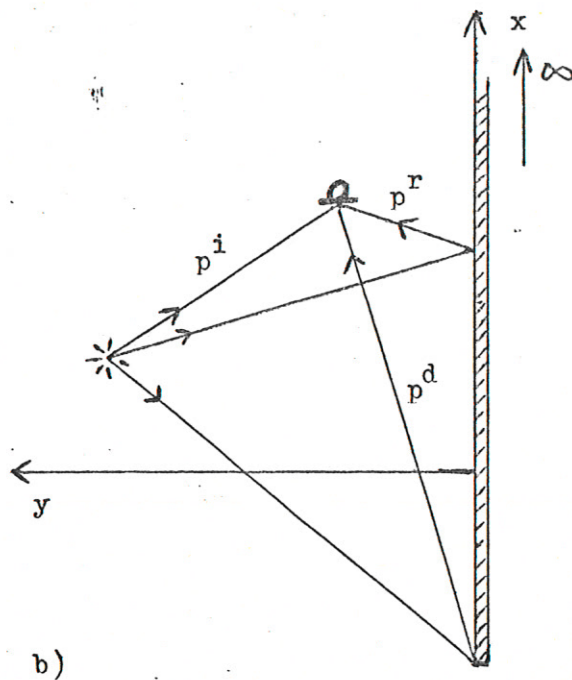
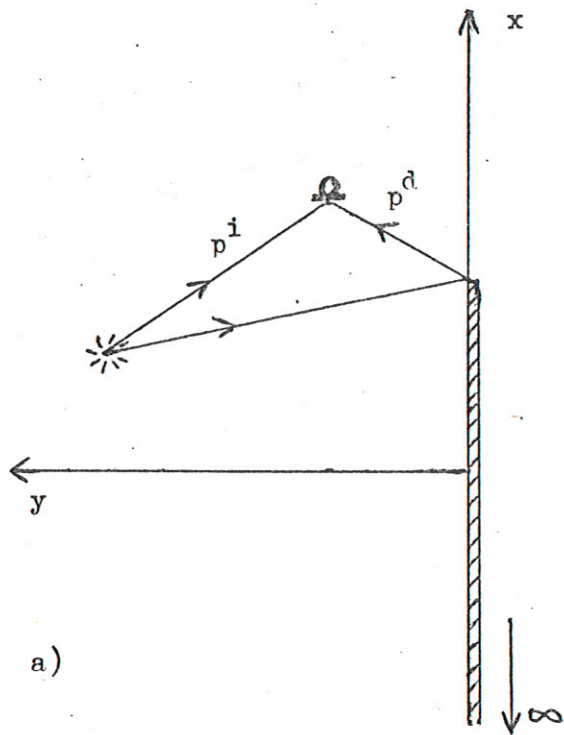
Figuur 9
 a) Alternatief voor het model van figuur 8.
 b) Idem, geprojecteerd op x,y-vlak. De stralen 1 en 2 komen overeen met de stralen in fig. 8b.

afmetingen van de strip.

Deze vier drukken worden allen berekend met het model voor een halfoneindig akoestisch hard oppervlak. De vier situaties zijn geschetst in fig. 10 a t/m d. (Ten overvloede zijn in deze figuren ook de stralen p^i en p^r geschetst.) De figuren a en b tonen de diffraktie van het veld van de reële bron aan de boven-, resp. onderkant van de strip; de figuren c en d tonen de diffraktie van het veld van de virtuele bron aan de boven- resp. onderkant van de strip. De overgang van het model van fig. 10 a en c, resp. b en d naar het model van fig. 4 is mogelijk na coördinaten-transformatie: $x \rightarrow h - x$, resp. $x \rightarrow h + x$.

Het hierboven beschreven model is verwerkt in een computerprogramma. (Zie bijlage II). In het programma wordt voor een groot aantal frequenties het quotiënt berekend van de druk ter plaatse van de ontvanger voor een gevel van eindige hoogte boven een bodem en de druk in het zelfde punt voor een oneindig hoge gevel boven een bodem. (Alle oppervlakken worden akoestisch hard verondersteld.) Verder wordt in beide gevallen de druk p^i t.g.v. de invallende golven buiten beschouwing gelaten. De uitkomsten worden opgenomen in een datafile en kunnen geplot worden, samen met gemeten spectra.

De redenen voor het berekenen van het quotiënt en het weglaten van p^i worden in hoofdstuk IV gegeven.



Figuur 10

Opsplitsing van het model van fig. 9 in vier afzonderlijke modellen, analoog aan het model van fig. 4.

De partiële druk ter plaatse van de ontvanger staat aangegeven bij de bijbehorende geluidstralen.

IV Metingen

Aan het geluidveld vòòr een harde gevel van eindige hoogte boven een harde bodem zijn schaalmodelmetingen verricht. Het geluid was afkomstig van een vonkbron, die beschouwd kan worden als een ideale puntbron. Er zijn pulsresponsies gemeten die m.b.v. een computer zijn verwerkt.

In dit hoofdstuk worden achtereenvolgens de signaalverwerking en het schaalmodel besproken.

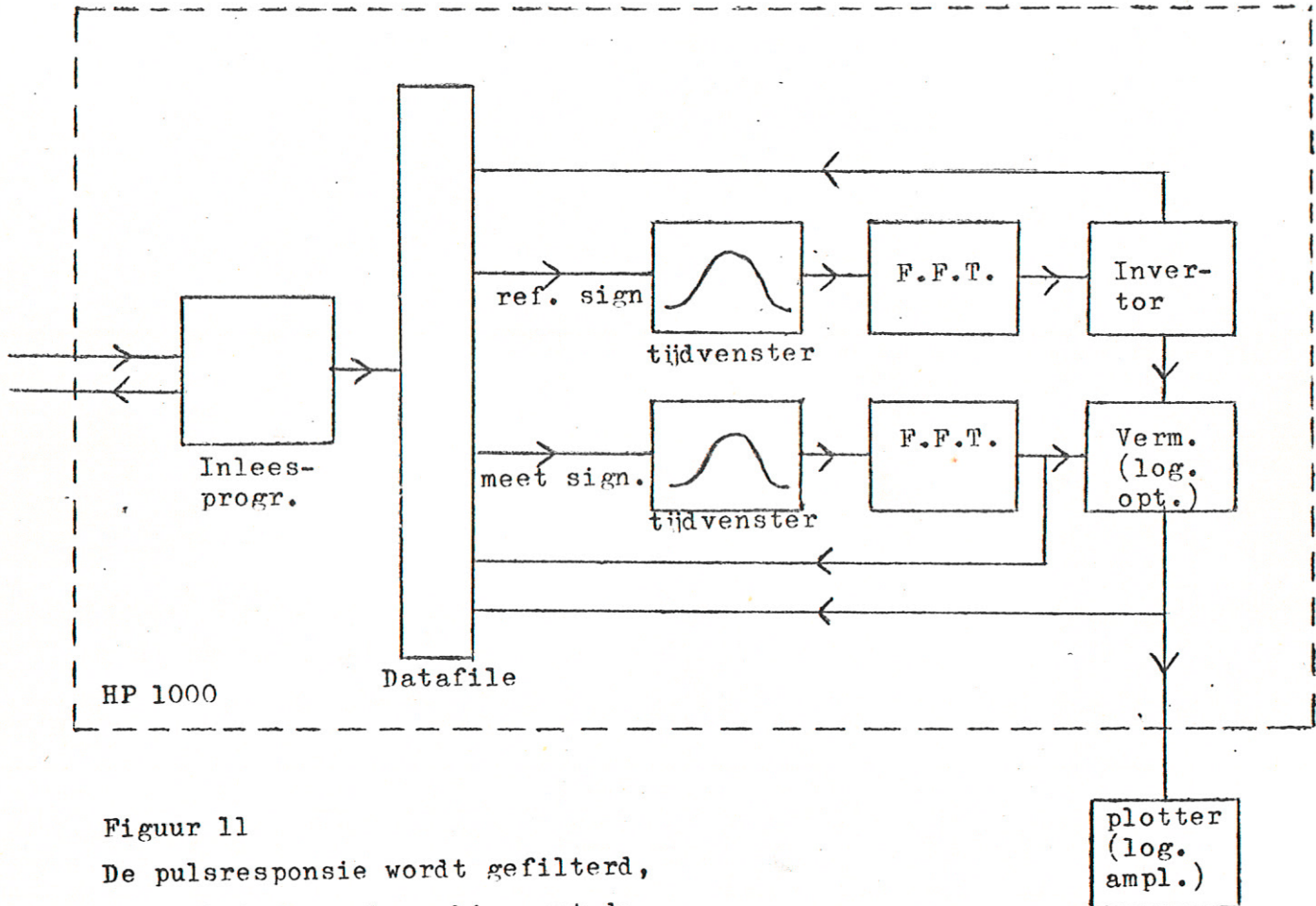
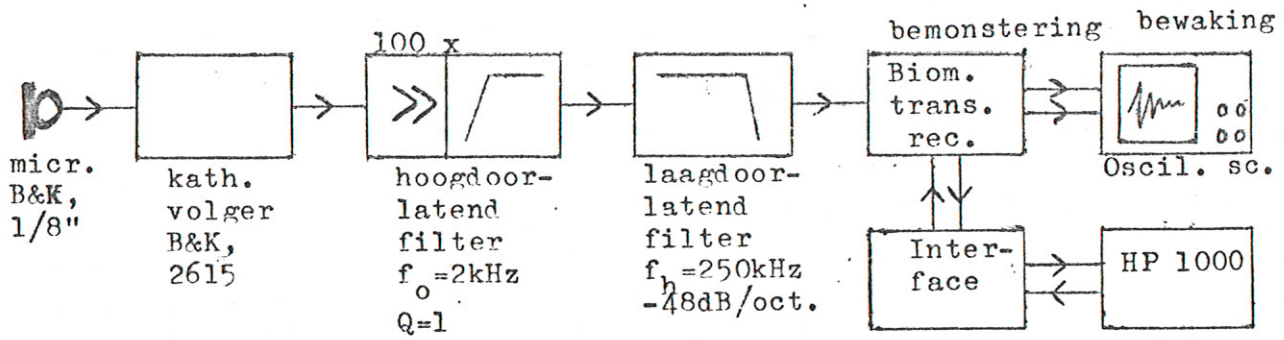
a. De signaalverwerking.

Voor de signaalverwerking van de gemeten pulsresponsies is de in fig. 11 geschetste opstelling gebruikt.

Het van de microfoon (B&K, 1/8") afkomstige signaal wordt, na versterking met een factor honderd (versterker aanwezig in filter) gefilterd m.b.v. een tweede-orde hoogdoorlaatfilter met $f_0 = 2$ kHz en $Q = 1$ (kwaliteitsfactor) om de frequentiekarakteristiek van de combinatie bron plus microfoon ongeveer recht te maken tot + 160 kHz en om laagfrequente storing te onderdrukken. (Zie figuur 12). Vervolgens gaat het signaal door een anti-aliasingfilter (laagdoorlatend, $f_h = 250$ kHz, verzwakking 48 dB/oktaaf, dus bij 500 kHz (de halve bemonsterfrequentie) voldoende "down") om terugvouden van het spectrum boven de halve bemonsterfrequentie te voorkomen. (zie v.d. Bos (7), hoofdstuk 4)

Het gefilterde signaal wordt m.b.v. een Biomation transientrecorder na interne triggering bemonsterd (bemonsterinterval: 1 μ s, dus bemonsterfrequentie 1 MHz, registerlengte: 2048 bemonsteringen).

Het signaal kan bekeken worden op een oscilloscoop en via een interface ingelezen worden in de HP 1000 computer van de vakgroep akoestiek. Dit inlezen gebeurt (bijv.) na middeling van 10 signalen welke binnen 10% nauwkeurigheid aan elkaar gelijk zijn. Het aldus verkregen signaal wordt opgeborgen in een datafile. Zowel het meetsignaal (het signaal waarin we geïnteresseerd zijn, hier: reflectie aan gevel met eindige hoogte) als het referentiesignaal (hier: reflectie aan gevel met oneindige hoogte; voor iedere situatie opnieuw bepaald) worden na vermenigvuldiging met een tijdvenster d.m.v. een F.F.T. (Fast Fourier Transform) getransformeerd naar het frequentiedomein. Het referentiesignaal wordt daarna geïnverteerd. Beide signalen (meetsignaal en geïnverteerd referentiesignaal) worden met elkaar vermenigvuldigd. (Eigen-



Figuur 11

De pulsresponsie wordt gefilterd, gesampled en na bewerking met de HP 1000 computer wordt het spectrum geplott.

lijk worden de logaritmen van de signalen opgeteld.) Het resultaat kan op een thermische plotter worden geplott samen met het berekende spectrum.

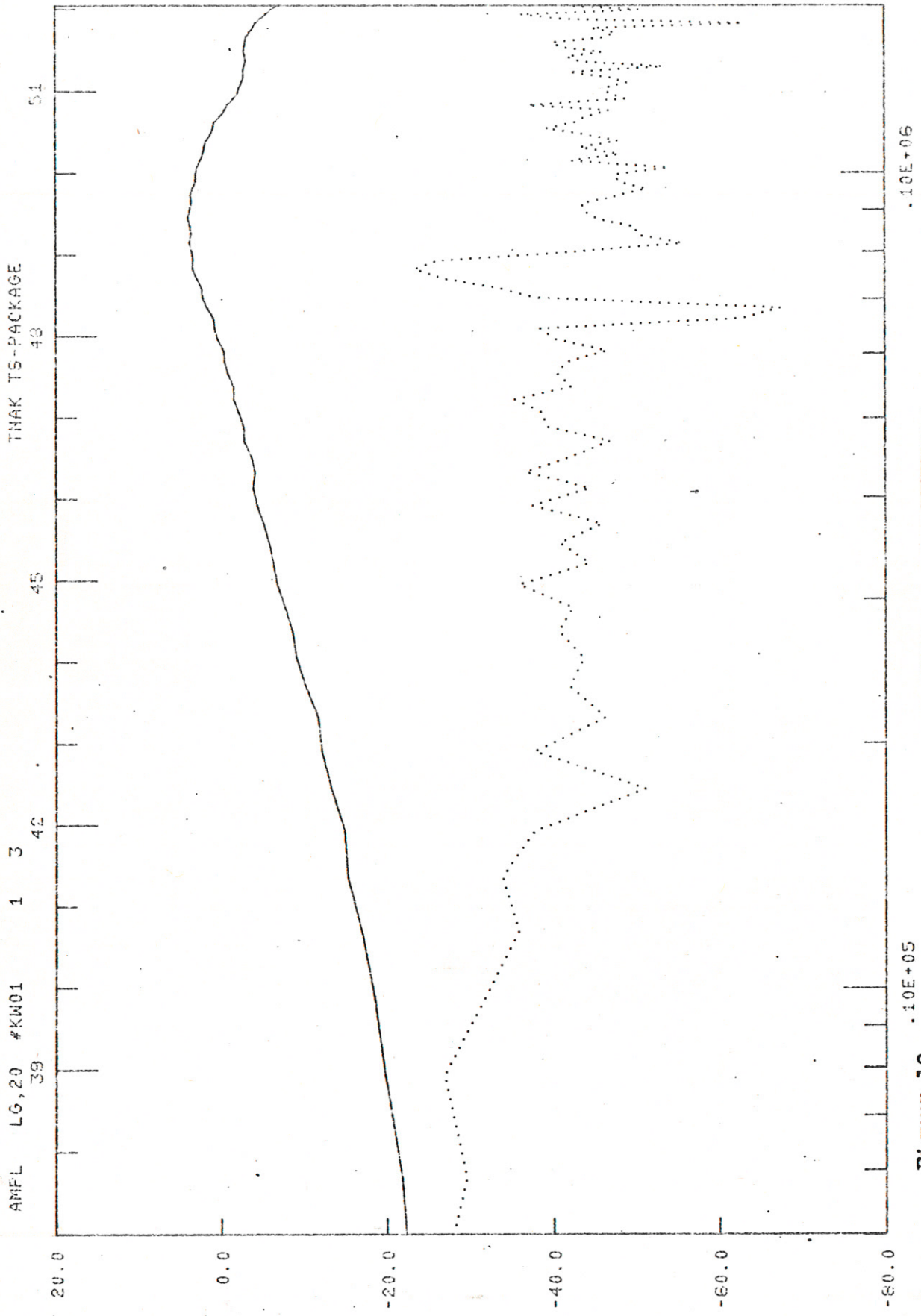
Het voordeel van het werken met pulsresponsies is, dat de verschillende stralen (p^i en p^s) onderscheiden kunnen worden wanneer zij relevant verschillende afstanden overbruggen van bron naar ontvanger, de pulsresponsies p^i en p^s komen dan na elkaar bij de microfoon aan. In de gebruikte opstellingen kon in de pulsresponsie steeds de som van p^i van de reële bron en p^i van de in de bodem gespiegelde bron onderscheiden worden van het totale verstrooide veld p^s . Door een bepaalde instelling van de "delay" van de transiëntrecorder kon aldus alleen het verstrooide veld $p^s = p^r + p^d$ bemonsterd worden. De reden hiervan wordt in de volgende paragraaf besproken.

b Het schaalmodel

In een schaalmodel van een akoestisch harde gevel op een akoestisch harde bodem zijn metingen verricht om het rekenmodel te testen. De schaal is 1:100 gekozen. Dit betekent dat de frequenties waarbij gemeten is een factor honderd hoger komen te liggen dan de frequenties in een reële situatie. (De hoogste meetfrequentie bedroeg + 160 kHz, deze werd bepaald door de bandbreedte van het meetsysteem).

Het materiaal moet bij deze frequenties akoestisch hard zijn; gekozen is voor aluminium en geverfd spaanplaat. Omdat we geïnteresseerd zijn in het effect van de eindige hoogte van de gevel worden de metingen vergeleken met referentiemetingen voor een oneindig hoge gevel. (Oneindig hoog betekent hier: zo hoog dat diffractie t.g.v. de eindige hoogte ter plaatse van de ontvanger geen rol speelt.) De frequentieafhankelijkheid van het meetsysteem (karakteristiek van bron, ontvanger, filters, moleculaire absorptie van lucht) wordt hiermee geëlimineerd.

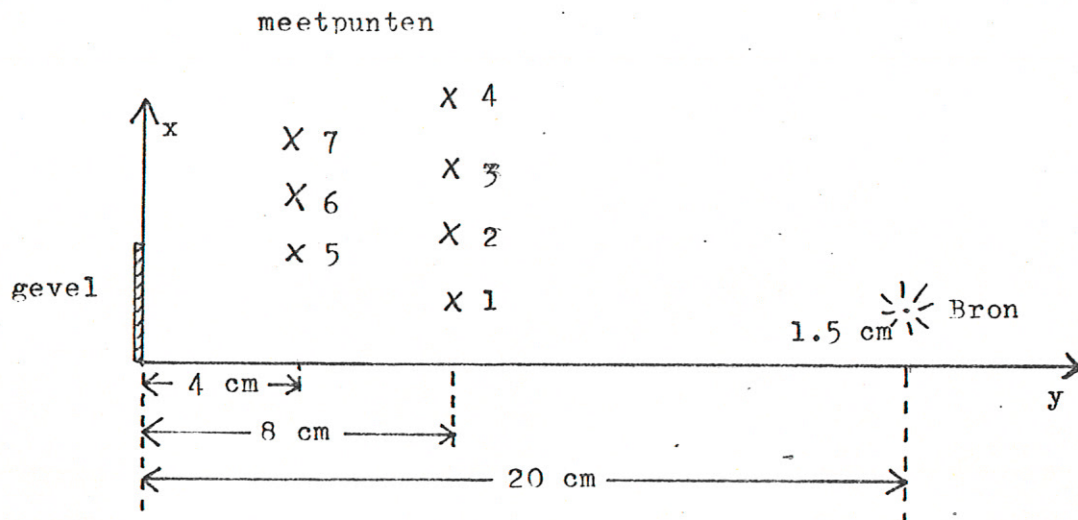
Zoals onder a) al vermeld is, is de druk p^i t.g.v. de invallende golf buiten beschouwing gelaten, zodat alleen het verstrooide veld p^s bekeken wordt. Wanneer het totale veld bekeken zou worden, zou bij het verwisselen van de gevels (voor het meten van de referentiedruk) de tweede ("oneindig"-hoge) gevel op exact dezelfde plaats als de eerste gevel moeten staan om de interferentie van p^i met p^r te reproduceren. Door p^i te elimineren wordt bij het verwisselen van de gevels minder nauwkeurigheid geëist. Een bijkomend voordeel is dat de pulsresponsie korter wordt, wat een nauwkeurigere verwerking tot gevolg heeft.



Figuur 12
 VRIJE VELD VAN VONK (NA FILTEREND) EN RUISSPECTRUM (stippellijn)
 (Afstand vonk - bron: 0.40 m.)

Het werken met pulsresponsies maakt het mogelijk de metingen in een normale (dus niet-echovrije) ruimte te doen. Reflekties via de wanden van de ruimte komen later aan (zij moeten een langere weg afleggen) en kunnen m.b.v. een tijdvenster geëlimineerd worden.

Meer informatie over schaalmodelmetingen geeft Nijs (5) in hoofdstuk III.



Figuur 13

Schematische voorstelling van het meetnet.

(Het verschil in de z-coördinaten van bron en ontvanger bedraagt ongeveer 13 cm.

Deze figuur is een projectie op het x,y -vlak)

V Vergelijking berekening met meetresultaten

De rekenresultaten van het in hoofdstuk III beschreven rekenmodel en de meetresultaten van de in hoofdstuk IV beschreven schaalmodelmetingen worden in dit hoofdstuk met elkaar vergeleken.

a Het meetnet

De metingen zijn uitgevoerd met een bron op 1,5 cm hoogte boven het bodemoppervlak en 20 cm voor de gevel. De gevelhoogte is 3 cm, resp. 3,6 cm. De microfoon is op ongeveer 8 cm resp. 4 cm voor de gevel op verschillende hoogten geplaatst. Het verschil van de coördinaten in de lengterichting van de gevel: $z_1 - z_0$, bedraagt steeds ongeveer 13 cm. (De microfoon mag het veld niet verstoren.) Het meetnet is schematisch weergegeven in fig. 13. De bron en ontvangercoördinaten (x_0, y_0, z_0) resp. (x_1, y_1, z_1) zijn aangegeven in fig. 8.

b Resultaten

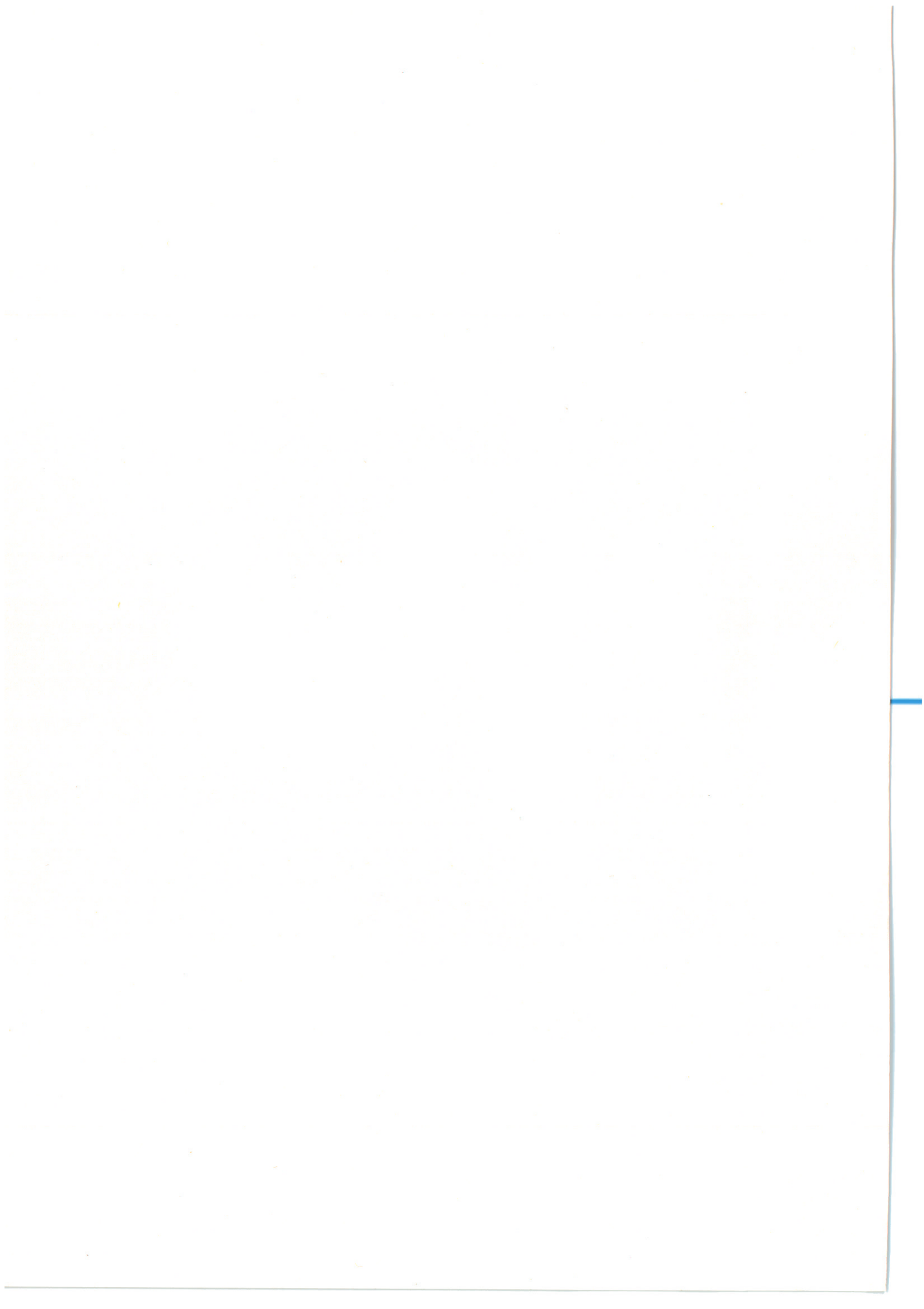
Metingen en berekeningen blijken redelijk met elkaar overeen te komen. (fig. 14 t/m 20)

Laagfrequent gaat het i.h.a. niet zo goed. De verklaring hiervoor is dat de signaal-ruisverhouding van het meetsysteem bij lage frequenties slecht is (ongeveer 10 dB, zie figuur 12).

Er blijkt steeds dat een groot deel van het spectrum onder de nul dB lijn ligt, hetgeen te verklaren is: het reflekterende oppervlak van een gevel met eindige hoogte is kleiner dan van een oneindig hoge gevel. Voor bepaalde frequentiebandjes en naarmate de ontvangerhoogte groter is voor meer bandjes, ontstaan interferentiepieken, d.w.z. de druk is bij eindige gevelhoogte groter dan bij oneindige gevelhoogte. Dit effect is reeds besproken in II.c.

c Omrekening naar de reflectiecoëfficiënt R

In de praktijk werkt men meestal met een vermogen-reflektiecoëfficiënt R. Deze is gedefiniëerd als het gereflekteerde vermogen in de meetsituatie gedeeld door het gereflekteerde vermogen in een referentiesituatie. In dit verslag wordt in de grafieken het quotiënt van twee drukken in dB weergegeven. Dit resulteert in een "niveau" L (level):



$$L = 20 \cdot 10 \log p/p_{\text{ref}} \quad (31)$$

Vergelijking met:

$$R = p^2/p_{\text{ref}}^2 \quad (32)$$

levert:

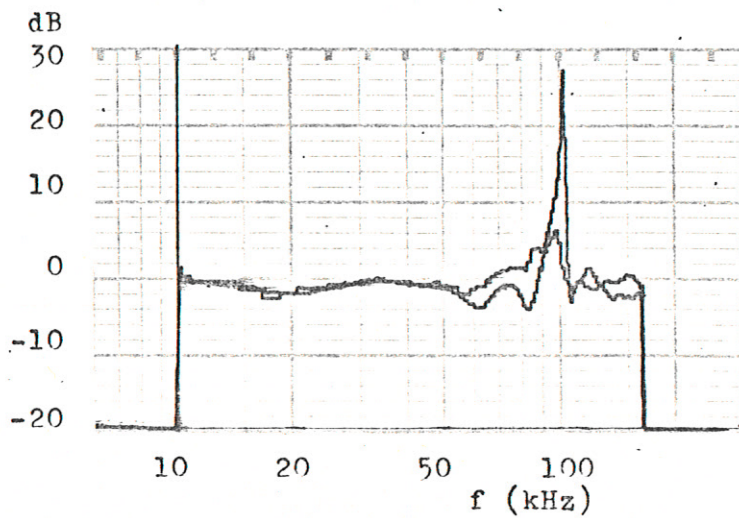
$$R = 10^{L/10} \quad (33)$$

Een niveau van -10 dB komt dus overeen met een reflectiecoëfficiënt van $R = 0,1$

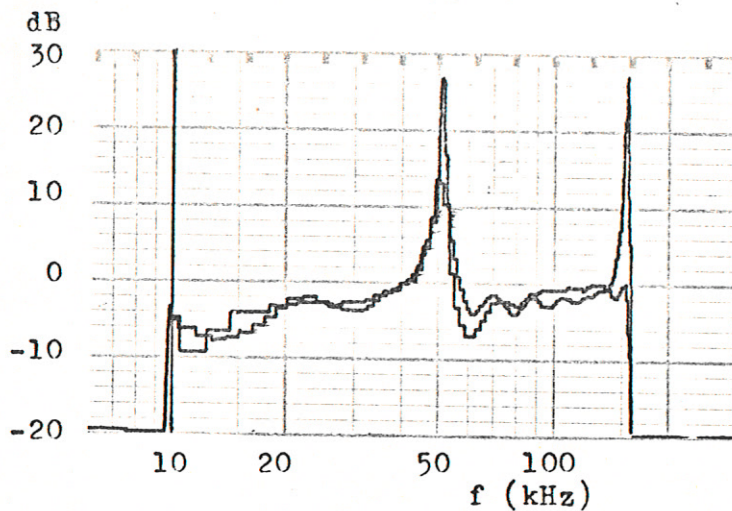
In het algemeen wordt R gemiddeld over 1/3-octaf banden (tertsen).

d Conclusie

De redelijk (laagfrequent) tot goede overeenkomst tussen metingen en berekeningen leidt tot de conclusie dat het rekenmodel voldoet. Een weergave van de vermogen-reflektiecoëfficiënt R als functie van de frequentie onderverdeeld in 1/3-octafbanden is vrij eenvoudig in het computerprogramma in te bouwen.

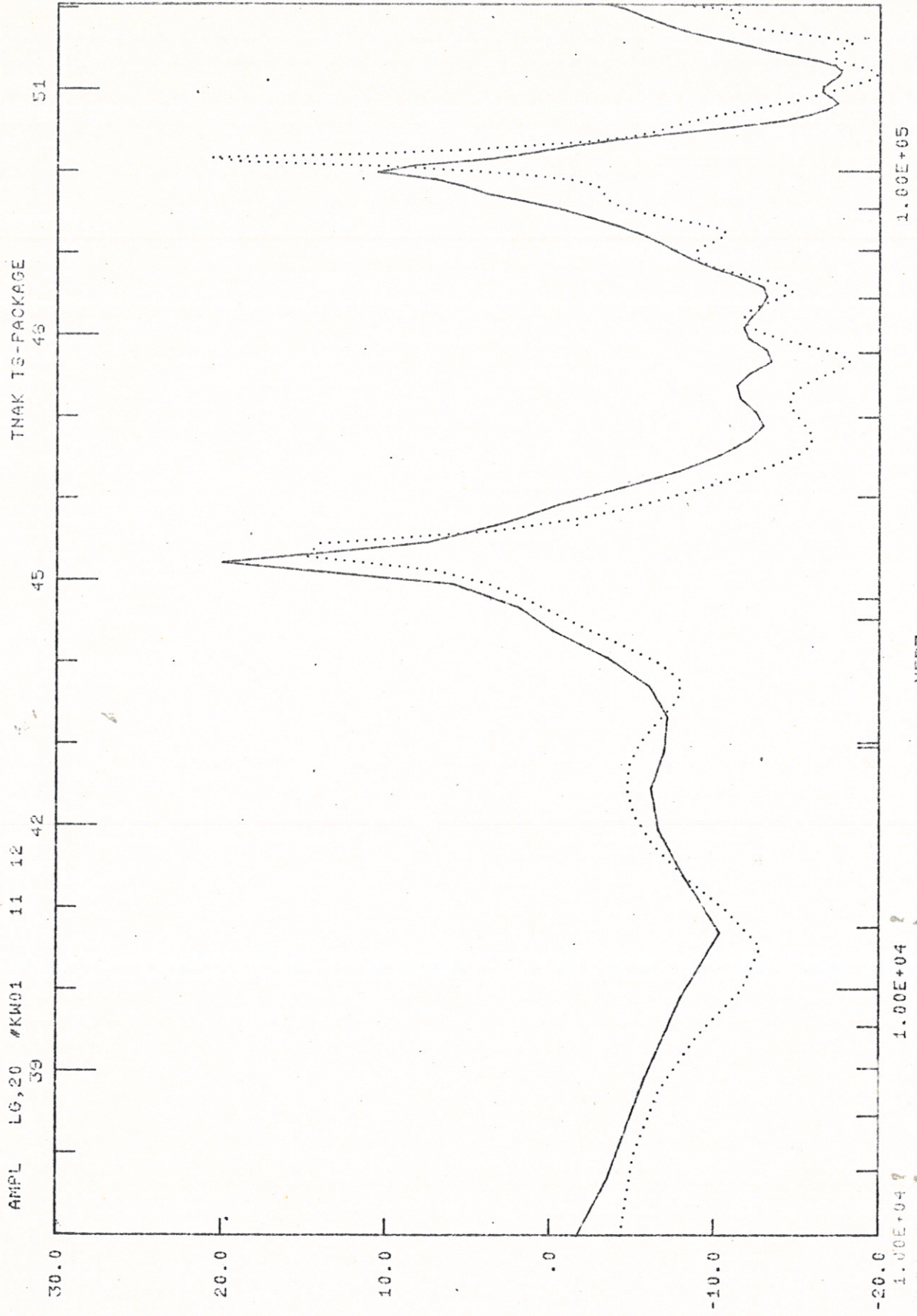


Figuur 14
 Meting en berekening. Bron (.015,.2,.0)
 Ontvanger (.018,.081,.134) Meetpunt 1
 Hoogte gevel: .03



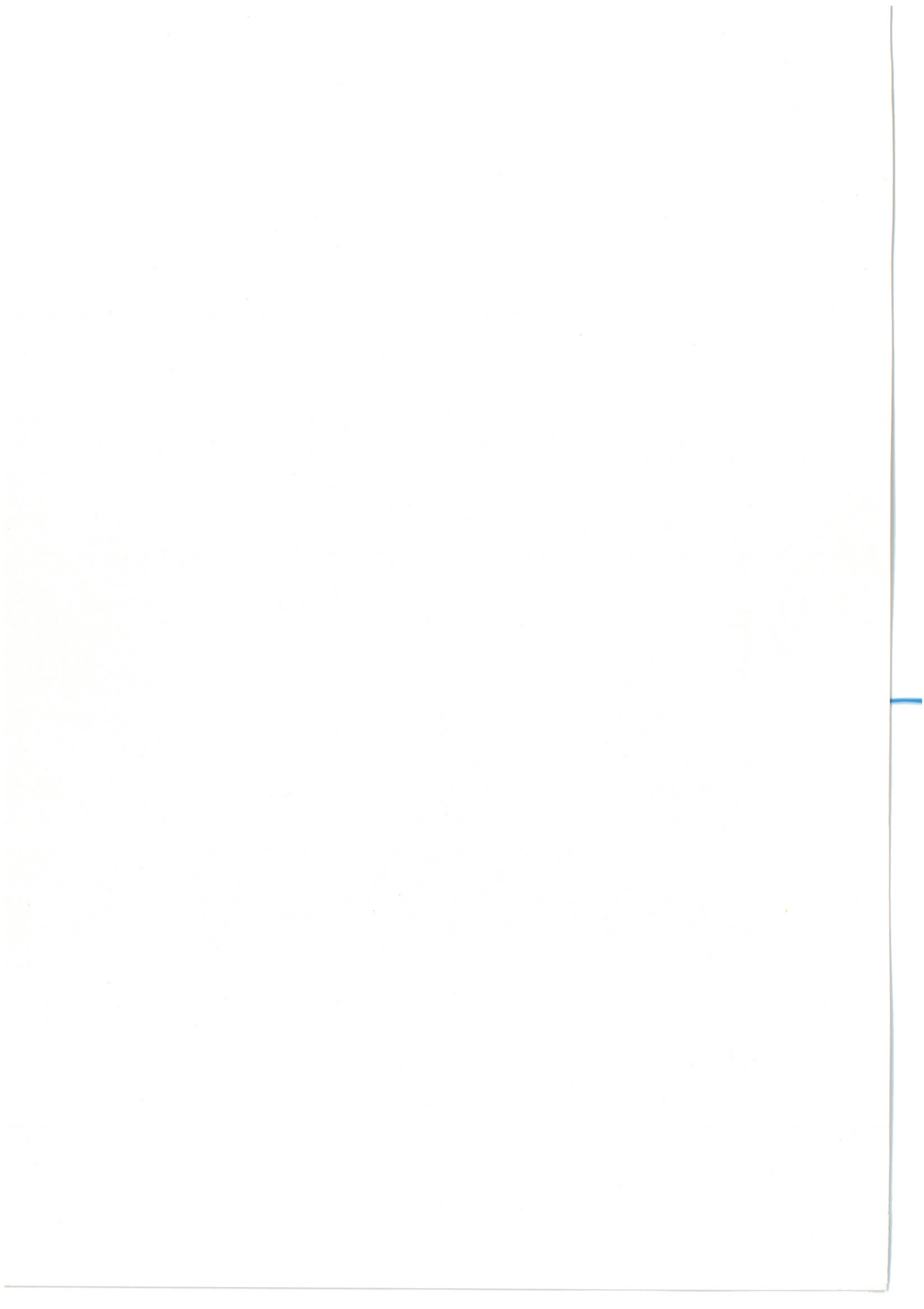
Figuur 15
 Meting en berekening. Bron (.015,.2,.0)
 Ontvanger (.035,.085,.130) Meetpunt 2
 Hoogte gevel: .03

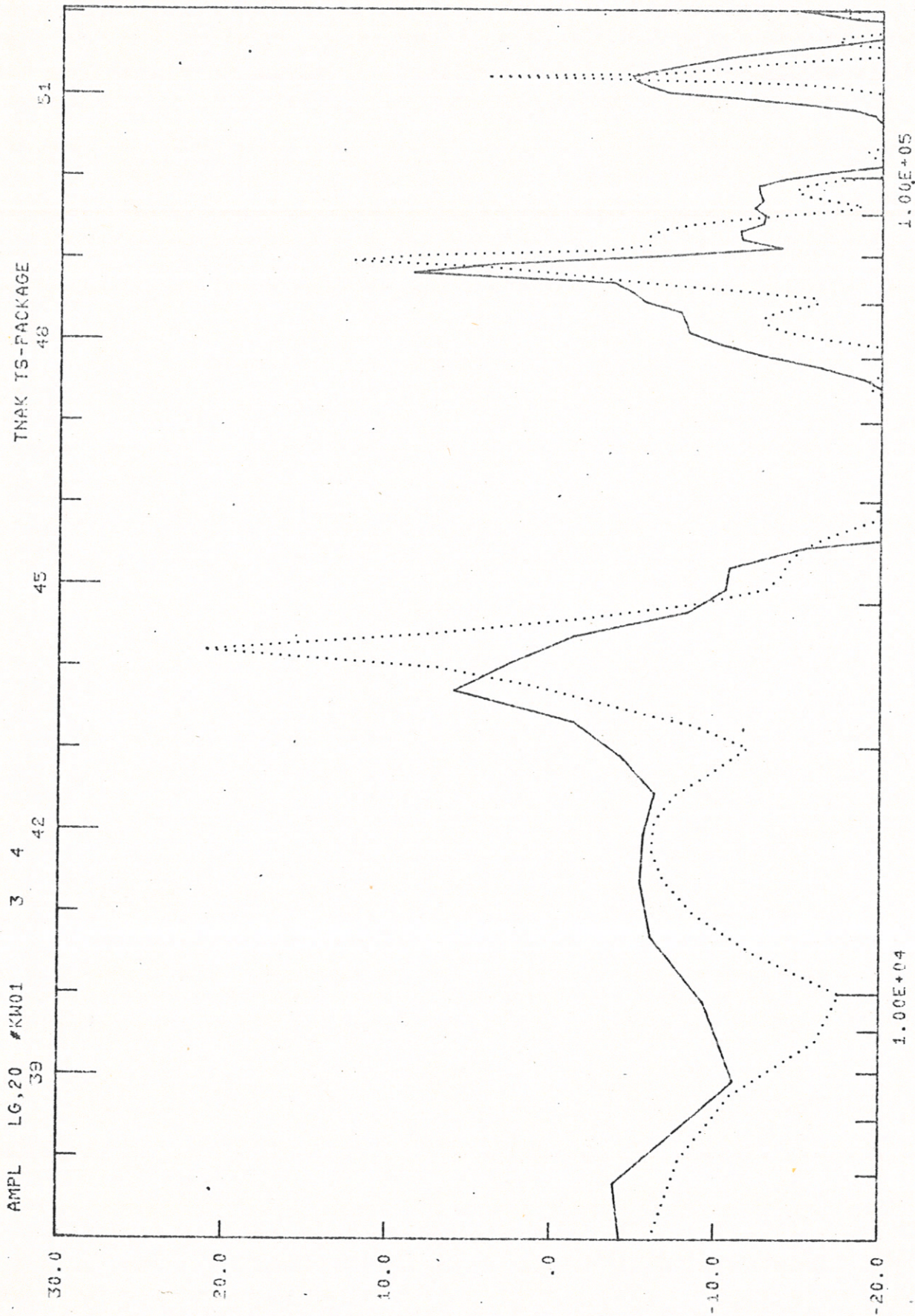
In de volgende figuren stelt de getrokken lijn de meting voor en de gestippelde lijn stelt de berekening voor.



Figuur 16 Meting, berekening. Bron (0.015, .2, .0) Ontv (0.053, .026, .13) Hoogte sevel: .03

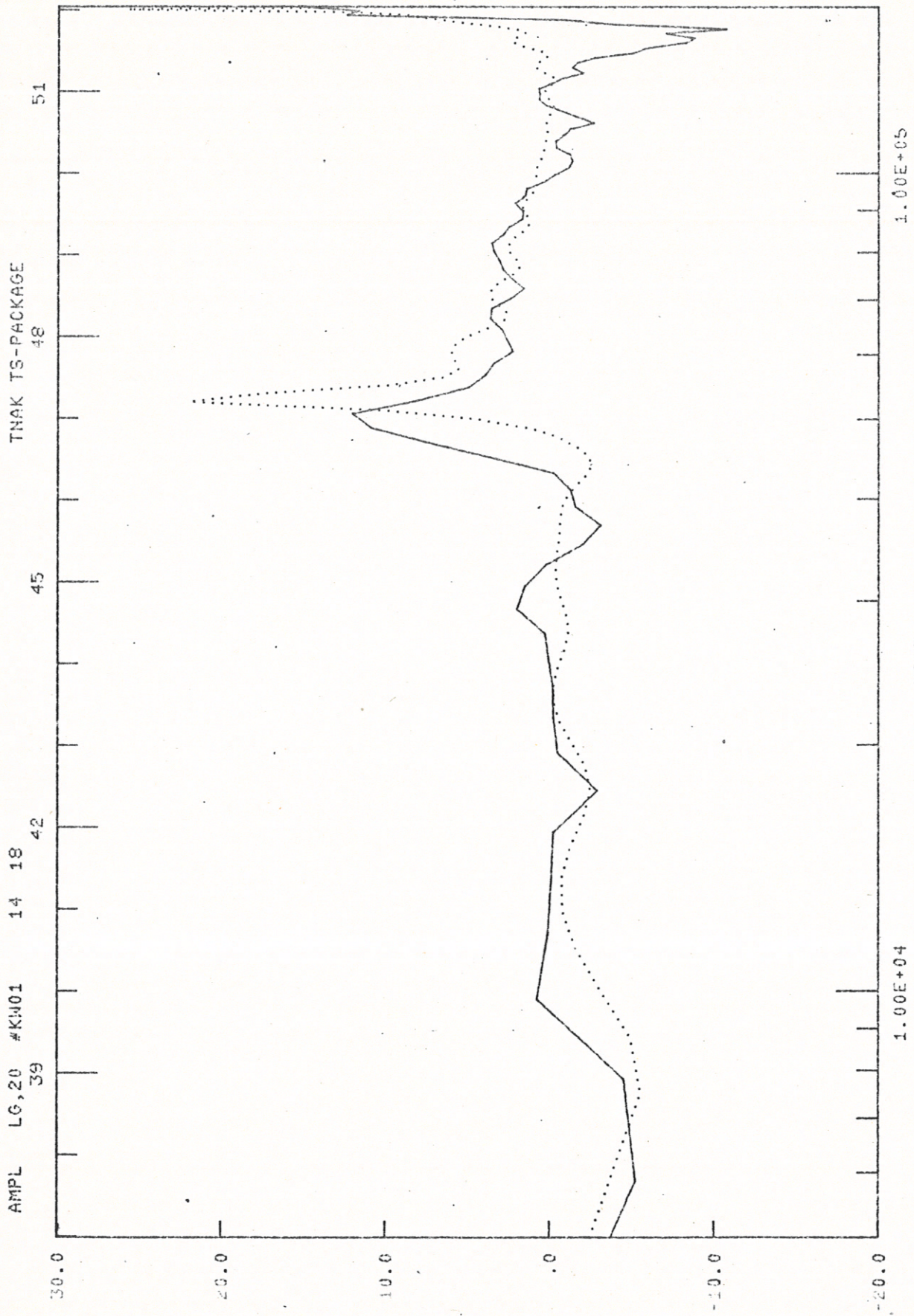
Meetpunt 3





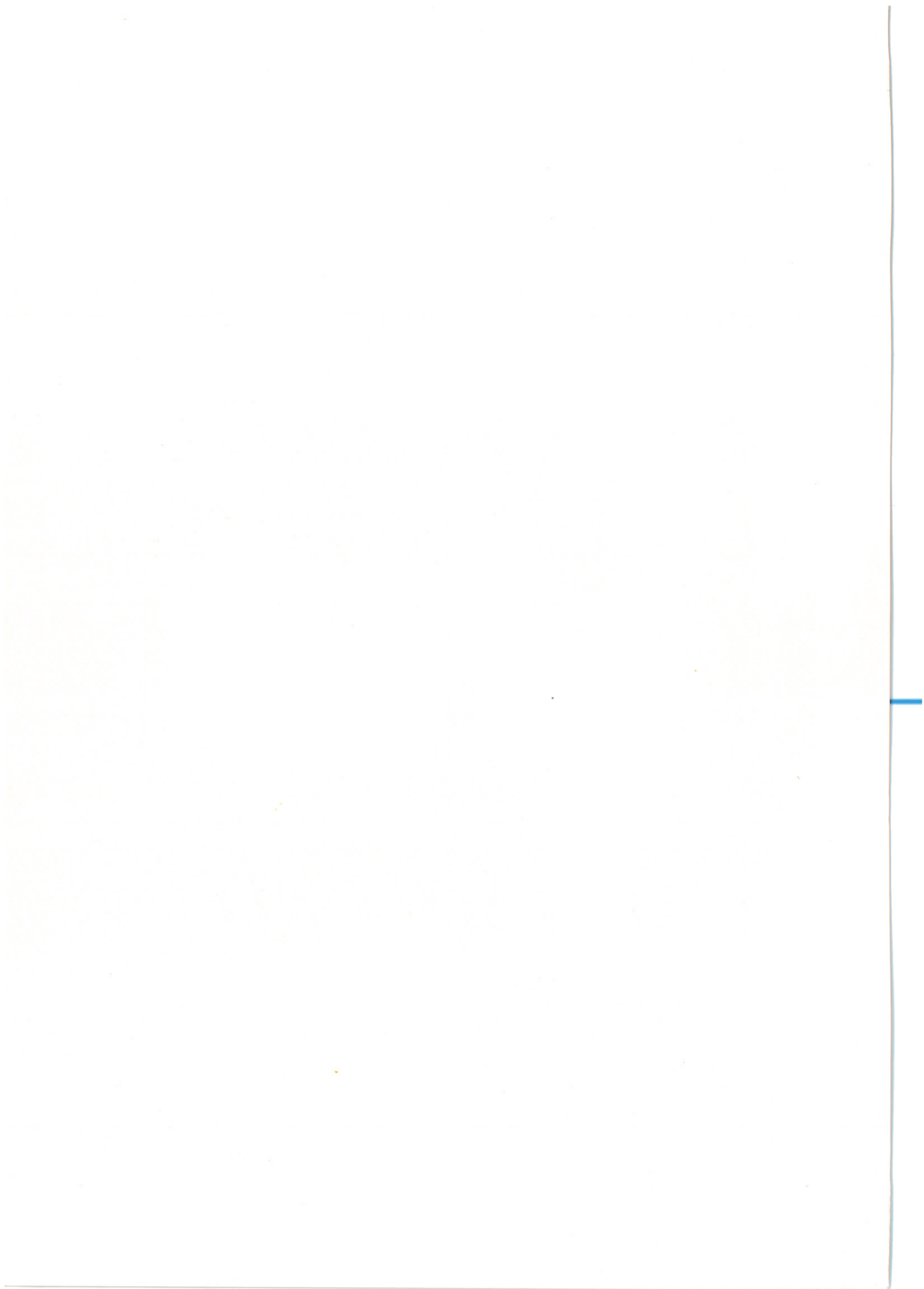
HERZ
Figuur 17 Meting, berekening. Bron (.015,.2,.0) Oniv (.07,09,.125) Hoogte gevel: .03
Meetpunt 4

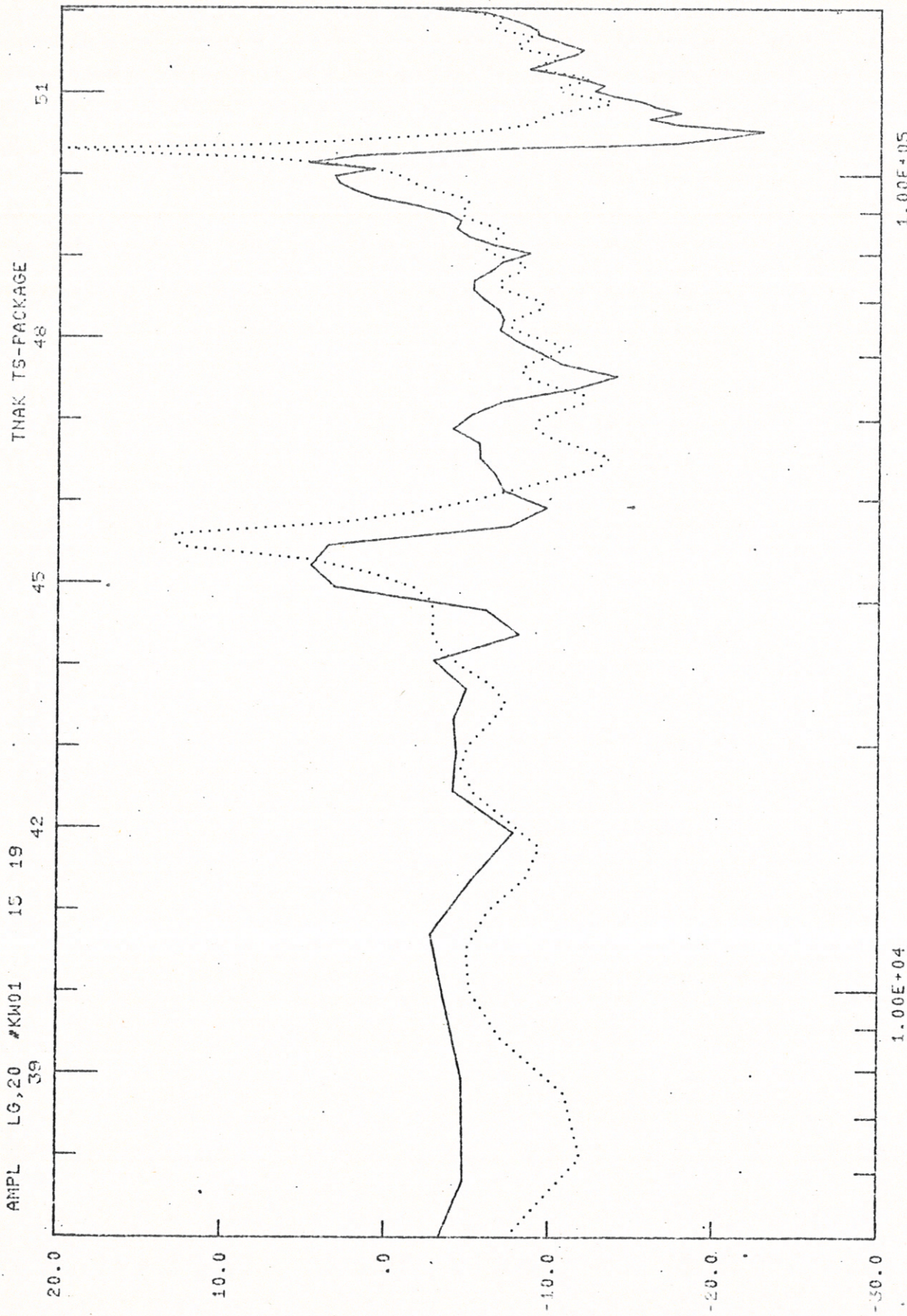




Figuur 18 Meting, berekening. Bron (.015, .2, .0) Ontv (.03, .037, .141) Hoogte gevel: .036

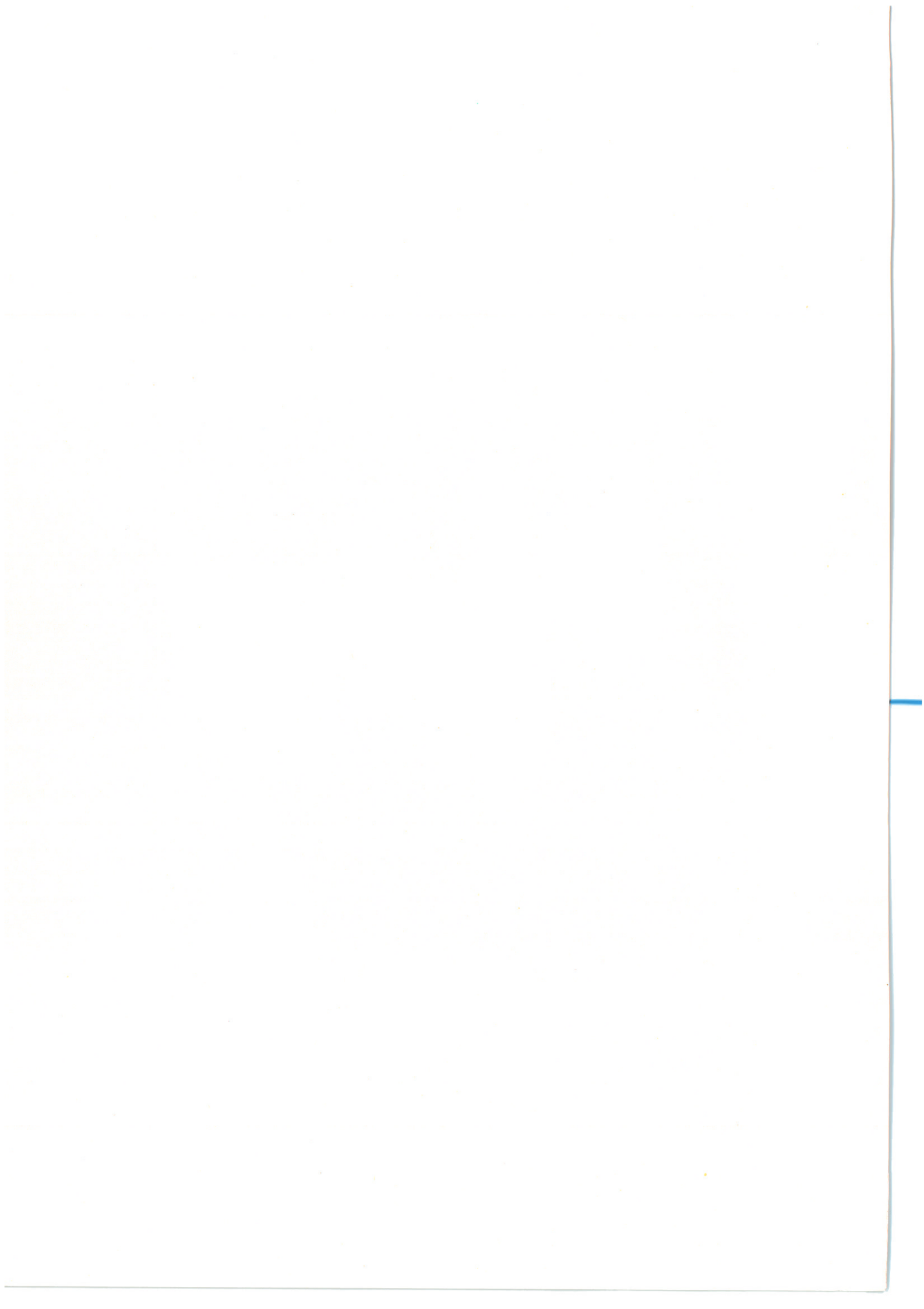
Meetpunt 5

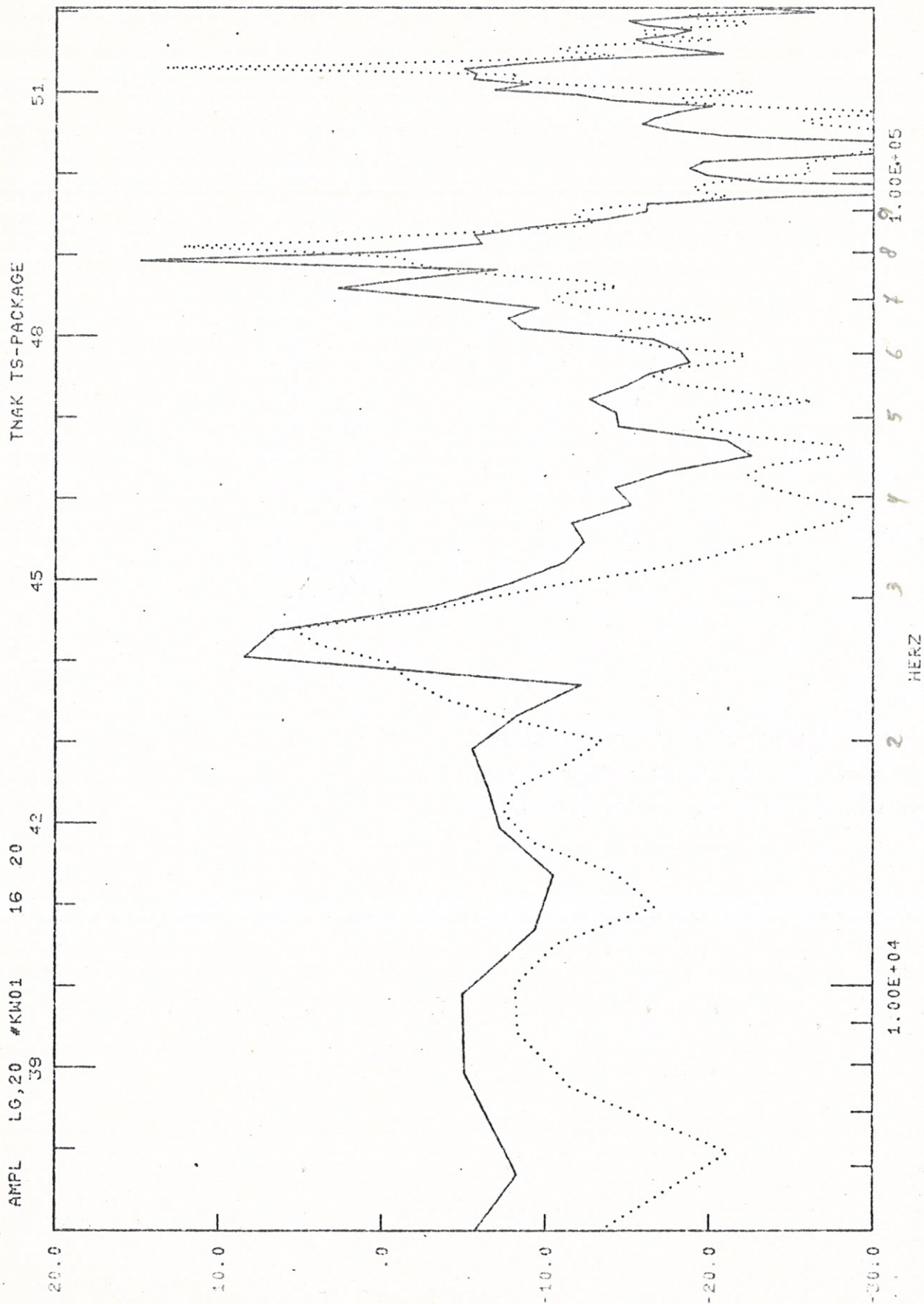




Figuur 19 Meting, berekening. Bron (.015,.2,.0) Ontv (.045,.04,.138) Hoogte gevel: .036

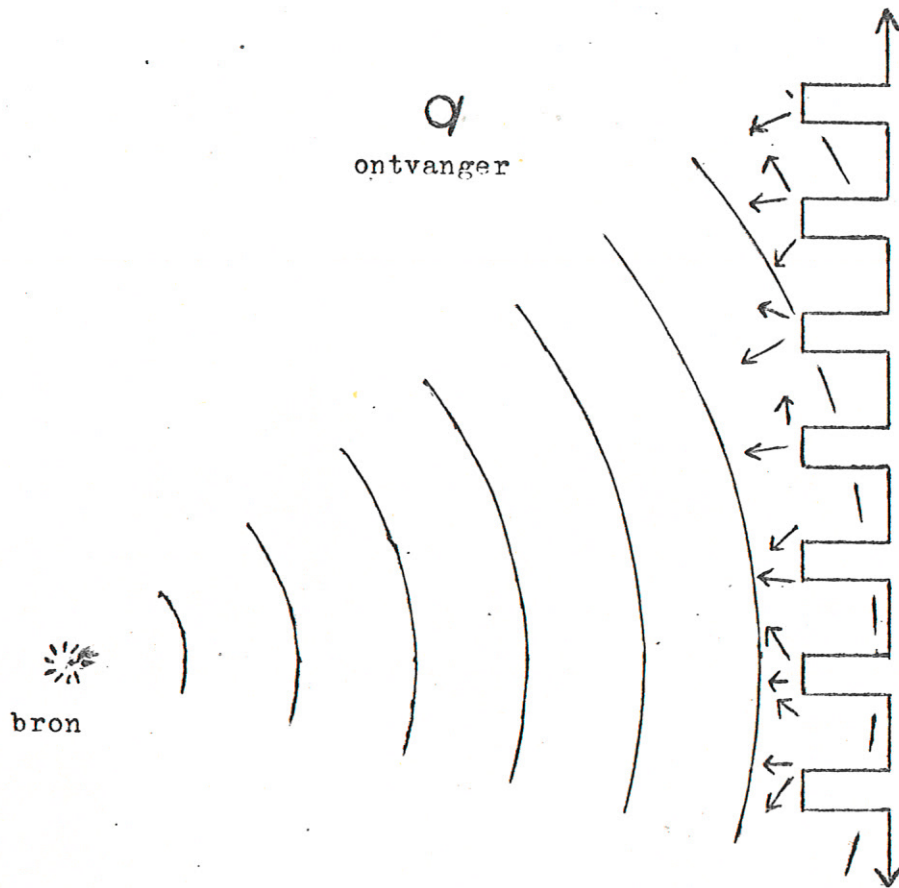
Meetpunt 6





Figuur 20 Meting, berekening. Bron (.015, .2, .0) Ontv. (.08, .04, .136) Hoogte gevel .036

Meetpunt 7



Figuur 2I

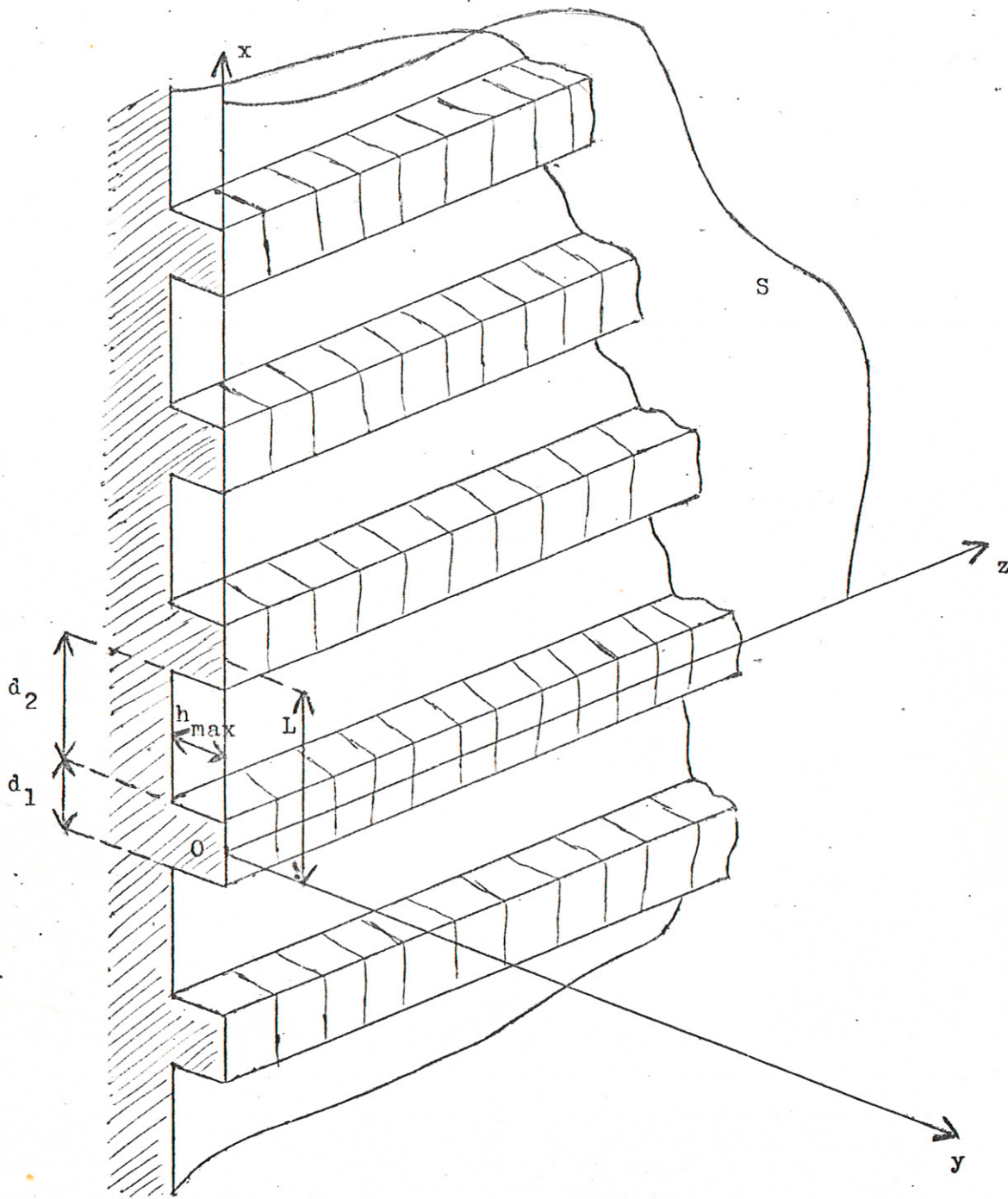
Het geluid afkomstig uit de bron komt na diffractie aan de periodieke structuur van de gevel aan bij de ontvanger.

B Diffractie aan een gevel met periodieke structuur

I Inleiding

Het in deel A van dit verslag beschreven model voor reflectie aan een gevel van eindige hoogte zal in de praktijk een te sterk vereenvoudigde voorstelling van de werkelijke situatie geven. De voornaamste vereenvoudiging die gemaakt is, is het verwaarlozen van de structuur van het geveloppervlak. Schaalmodelmetingen hebben aangetoond dat het spectrum van een door een gevel met oppervlaktestructuur verstrooide geluid totaal anders is dan in een analoge situatie met een gevel met een glad oppervlak. (Zie Nijs (5), II.3.9)

In dit deel van het verslag wordt een model besproken dat de geluidsdruk veroorzaakt door een puntbron voor een oneindig uitgestrekt oppervlak met een in één richting periodieke structuur benadert. (Zie fig. 21). Tevens worden metingen en berekeningen aan een structuur, welke een model is van een flatgevel met galerijen, met elkaar vergeleken. Tenslotte wordt een suggestie gedaan om de modellen uit deel A en B te combineren tot één model.



Figuur 22

Het diffrakterend oppervlak met
bijbehorend coördinatenstelsel

II Theorie

In dit hoofdstuk wordt de theorie van diffractie van vlakke golf-fronten aan een in één richting periodieke diffraktor besproken.

Voor de berekening van het geluidveld dat veroorzaakt wordt door diffractie van vlakke golf-fronten aan een oppervlak met een periodieke structuur, wordt verondersteld dat we het gestructureerde oppervlak mogen beschouwen als een vlak oppervlak met een in de x-richting periodieke admittantie. Het oppervlak bevindt zich in het x,z-vlak (zie fig. 22).

Wanneer de complexe amplitude van de invallende golf gegeven wordt door:

$$p^i(\underline{r}) = p_0 \exp(-j\underline{k}_0^i \cdot \underline{r}) = p_0 \exp(-j\alpha_0 x + j\beta_0 y - j\gamma_0 z) \quad (34)$$

waarin p_0 een constante is en α_0 , β_0 en γ_0 de scalaire produkten van de golfvector \underline{k}_0^i en resp. de eenheidsvectoren \underline{i}_x , \underline{i}_y en \underline{i}_z voorstellen, dan wordt het verstrooide veld gegeven door een superpositie van een frequentieafhankelijk (n_1 en n_2 zijn frequentieafh.) aantal vlakke golven:

$$p^s(\underline{r}) = \sum_{n=-n_1}^{n_2} p_n^s(\underline{r}) \quad (35)$$

met:

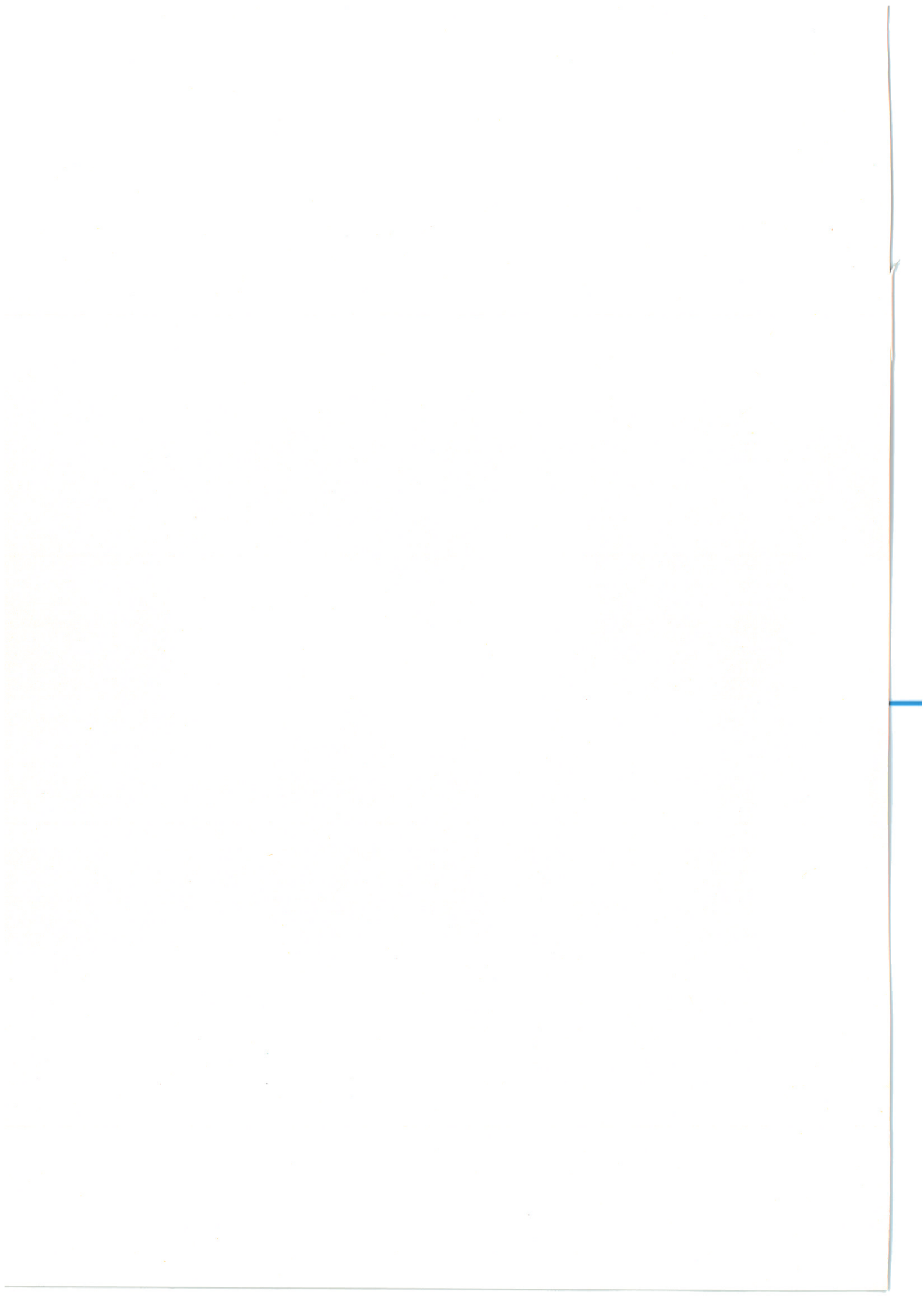
$$p_n^s(\underline{r}) = p_0 R_n \exp(-j\underline{k}_n^s \cdot \underline{r}) = p_0 R_n \exp(-j\alpha_n x - j\beta_n y - j\gamma_0 z) \quad (36)$$

(Voor α_n , β_n en de relatieve complexe amplitude R_n zie bijlage I)

Tekenafpraak: bij het verstrooide veld geeft het teken van α_n , β_n en γ_0 de richting van resp. de x, y en z-component van de golfvector aan, ($\alpha_n \gtrless 0 \rightarrow$ golf loopt in de $\pm x$ -richting, enz.)

Bij het invallende veld geldt dit ook voor α_0 en γ_0 , echter voor β_0 geldt: $\beta_0 \gtrless 0 \rightarrow$ golf loopt in de $\pm y$ -richting. (α_0 , β_0 en γ_0 hebben in beide velden dezelfde waarde.)

De wiskundige afleiding voor de uitdrukking van het verstrooide veld is te vinden in bijlage I van dit verslag. Uit deze afleiding blijkt dat bovenstaande uitdrukking niet volledig is. Het door de diffraktor verstrooide veld bestaat n.l. behalve uit dit "afgestraalde" veld nog uit een in de y-richting volgens een negatieve e-macht uitstervend veld, het zgn. "nabijheidsveld". De bepalende factor voor de uitsterving luidt:

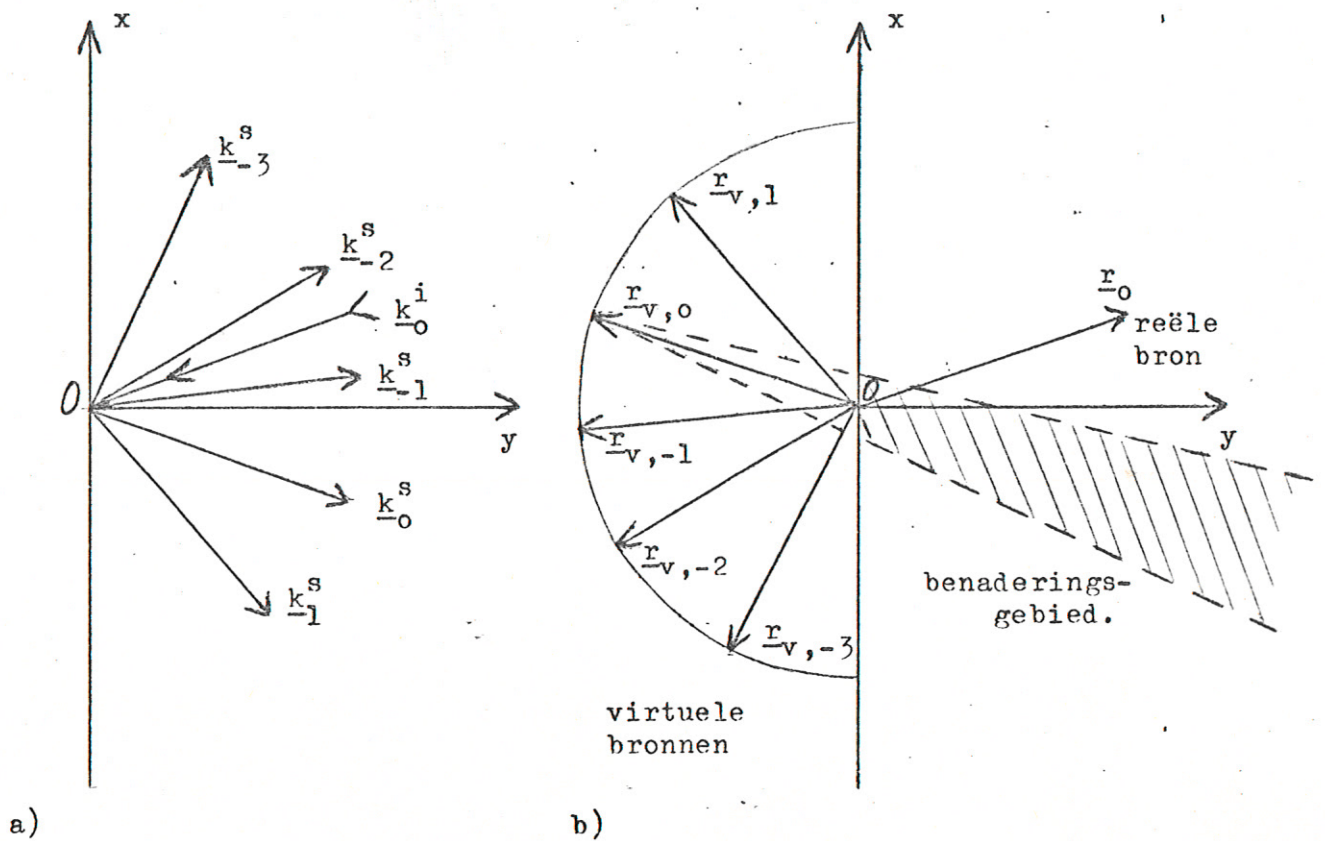


$$g_n(y) = \exp(-j\beta_n y) \quad (37)$$

(Zie bijlage I.)

Hieruit volgt dat op een afstand in de orde van de golflengte voor de diffraktor het nabijheidsveld uitgestorven is en het veld alleen nog bepaald wordt door de formules (35) en (36).

(We mogen het nabijheidsveld dus verwaarlozen).



Figuur 23

Analogie tussen oplossing voor vlakke resp. bolle golfvronten. In fig. a heeft een invallende golf met golfvector \underline{k}_C^i en amplitude p_0 een aantal verstrooide golven met golfvctoren \underline{k}_n^s en complexe amplitude $p_0 R_n$ tot gevolg.

In fig. b veroorzaakt een puntbron met plaatsvector \underline{r}_0 , golfgetal k en amplitude p_0 een aantal virtuele puntbronnen met plaatsvctoren $\underline{r}_{v,n}$, golfgetal k en complexe amplitude $p_0 R_n$. Het veld in de oorsprong is in a en b identiek. De benadering in b geldt slechts in een gebied rondom een lijn door 0 met richtingsvector $\underline{r}_{v,0}$ (het gearceerde gebied). Terwille van de duidelijkheid is de z-coördinaat in de figuren weggelaten.

III Een model voor de verstrooiing van bolle golffronten

Omdat dit onderzoek gericht is op verkeerslawaai waarin de bronnen (motorvoertuigen) bij benadering puntbronnen zijn, moet het diffraktieprobleem opgelost worden voor invallende bolle golffronten. Een oplossingsmethode analoog aan die uit hoofdstuk II is niet mogelijk, daarom wordt de daar gevonden oplossing die geldt voor invallende vlakke golffronten aangepast aan bolle golffronten.

a Het rekenmodel

De nu volgende benadering is zodanig gekozen dat in de oorsprong 0 van het coördinatenstelsel (fig. 23 a en b) de oplossing voor bolle golffronten exact gelijk is aan de oplossing voor vlakke golffronten. Stel de coördinaten van de puntbron worden gegeven door (x_0, y_0, z_0) en het veld van deze bron wordt gegeven door:

$$p^i(\underline{r}) = p_0 \frac{\exp(-jk|\underline{r} - \underline{r}_0|)}{|\underline{r} - \underline{r}_0|} \quad (38)$$

waarin

$$\underline{r}_0 = x_0 \underline{i}_x + y_0 \underline{i}_y + z_0 \underline{i}_z \quad (39)$$

de plaatsvector van de bron is, dan kan voor α_0 , β_0 en γ_0 ter plaatse van de oorsprong geschreven worden:

$$\alpha_0 = \underline{k} \cdot \underline{i}_x = -kx_0/r_0 \quad (40a)$$

$$\beta_0 = -\underline{k} \cdot \underline{i}_y = ky_0/r_0 \quad (40b)$$

$$\gamma_0 = \underline{k} \cdot \underline{i}_z = -kz_0/r_0 \quad (40c)$$

waarin \underline{k} de golfvector ter plaatse van de oorsprong voorstelt. (Dus in de oorsprong wordt het bolle golffront benaderd door een vlak golffront met golfvector \underline{k} , dit impliceert dat de bron zich op een relatief grote afstand van de diffraktor moet bevinden.)

We kunnen nu verwachten dat het verstrooide veld evenals het invallende veld uit divergerende golven bestaat. De benadering die we nu maken is, dat we veronderstellen dat deze divergerende golven bolle golffronten hebben. Voor de virtuele broncoördinaten van de n^e golf kan analoog aan formule 40a t/m c geschreven worden:

In feite wordt gesteld dat de oplossing aanvaardbaar
is rondom ~~een~~ lijn van speculaire reflectie - een nogal
apodictische uitspraak.

$$x_{v,n} = - r_0 \alpha_n / k \quad (41a)$$

$$y_{v,n} = - r_0 \beta_n / k \quad (41b)$$

$$z_{v,n} = - r_0 \gamma_n / k \quad (41c)$$

waarin α_n en β_n dezelfde waarde hebben als in form. (36) en de index "v" duidt op virtuele coördinaten. Merk op dat de z-coördinaat voor alle virtuele bronnen gelijk is:

$$z_{v,n} = z_{v,0} = z_0 \quad (42)$$

Het verstrooide veld wordt nu gegeven door:

$$p_b^s(\underline{r}) = \sum_{n=-n_1}^{n_2} p_{b,n}^s(\underline{r}) \quad (43)$$

met:

$$p_{b,n}^s(\underline{r}) = p_{0,n}^s R_n \frac{\exp(-jk|\underline{r} - \underline{r}_{v,n}|)}{|\underline{r} - \underline{r}_{v,n}|} \quad (44)$$

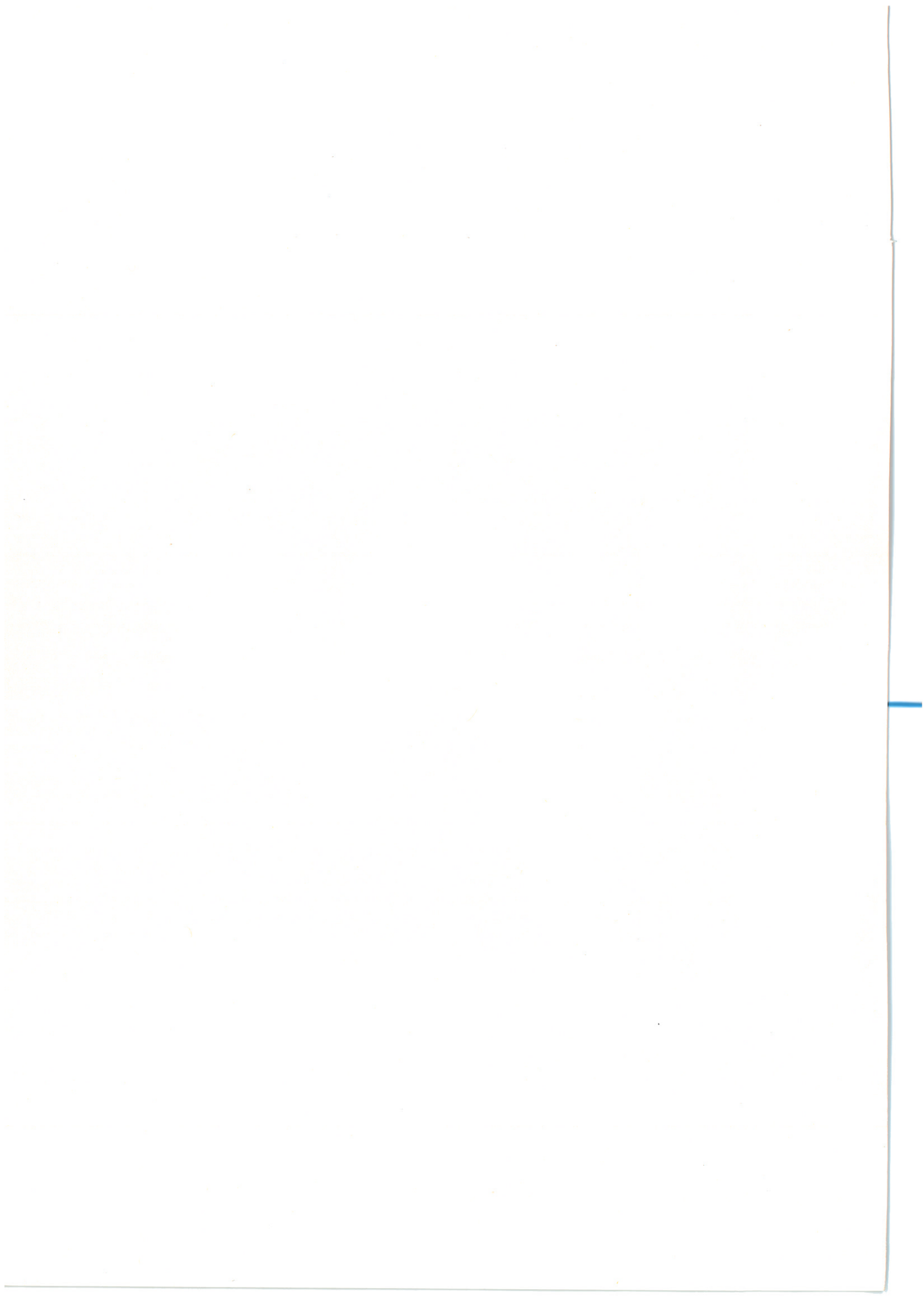
waarin de index "b" duidt op bolvormige golffronten en waarvoor R_n dezelfde waarde wordt genomen als bij vlakke golffronten.

(Form. 36)

$$\underline{r}_{v,n} = x_{v,n} \underline{i}_x + y_{v,n} \underline{i}_y + z_{v,n} \underline{i}_z \quad (45)$$

stelt de plaatsvector van de n^e virtuele bron voor (Zie fig. 23b). De gekozen benaderingsmethode is uiteraard slechts in een beperkt gebied geldig. De benadering gaat het beste op in een gebied rond de lijn door de oorsprong en de virtuele bron met plaatsvector $\underline{r}_{v,0}$. De modulus van de relatieve complexe amplitude $|R_n|$ van deze bron is in het algemeen groter dan die van de andere virtuele bronnen; de bijdragen van de bronnen met relatief grote n zullen in het genoemde gebied niet correct zijn, daar staat echter tegenover dat $|R_n|$ van deze bronnen relatief klein is.

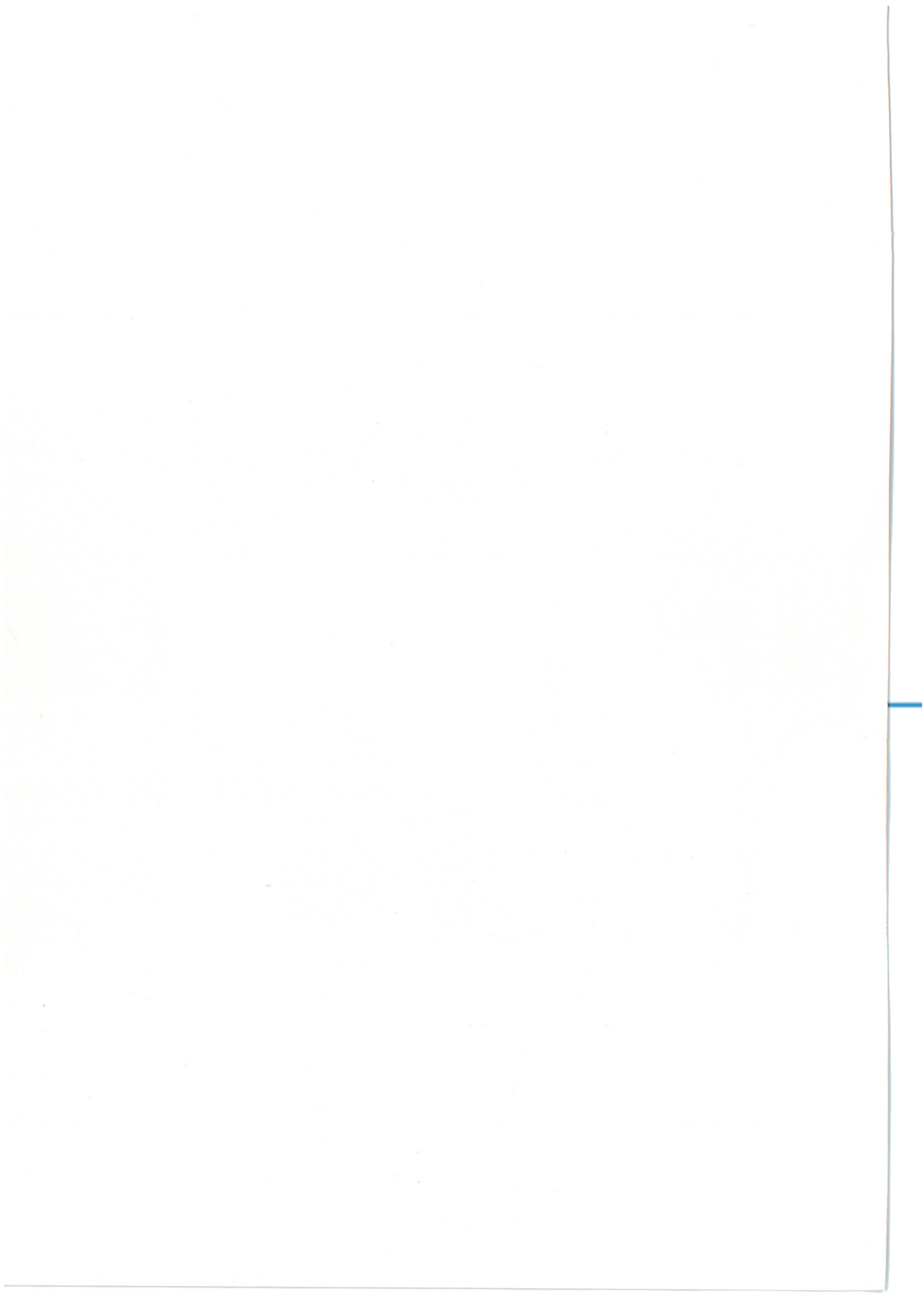
Het bovenstaande zou betekenen dat voor een gegeven situatie (bron t.o.v. diffractor) slechts in een beperkt gebied het geluidveld te benaderen is, echter: de keuze van de plaats van de oorsprong van het coördinatenstelsel is vrij, zodat impliciet het optimale benaderingsgebied vrij gekozen kan worden.



b Het computermodel

Het onder a besproken rekenmodel is verwerkt in twee computerprogramma's. (Zie bijlage II). Het eerste programma berekent, uitgaand van een gegeven structuur van het geveloppervlak (periode L, diepte van de "sleuf" h_{\max} en breedte van de "sleuf" d_2 ; fig. 22) en gegeven broncoördinaten (x_0, y_0, z_0) , voor een groot aantal frequenties de coördinaten van de virtuele bronnen $(x_{v,n}, y_{v,n}, z_{v,n})$ met hun bijbehorende relatieve complexe amplitude R_n . Deze resultaten worden in een tweede programma gebruikt om bij gegeven ontvangercoördinaten de druk in dit punt als functie van de frequentie te berekenen. Deze druk wordt gedeeld door een referentiedruk, n.l.: de druk die in hetzelfde punt optreedt als het gestructureerde geveloppervlak vervangen wordt door een vlak oppervlak. Het invallende veld wordt buiten beschouwing gelaten. Het aldus verkregen spectrum wordt opgeborgen in een datafile en kan geplot worden, samen met het gemeten spectrum.

De reden waarom de berekeningen verdeeld zijn over twee programma's is de volgende: Het oplossen van de matrixvergelijking voor het verkrijgen van R_n (zie bijlage I) is, vooral voor hoge frequenties, tamelijk rekenintensief werk. Deze berekeningen hoeven nu voor gegeven broncoördinaten slechts één keer uitgevoerd te worden met het eerste programma; het tweede veel minder rekenintensieve programma kan daarna voor een aantal verschillende ontvangerposities (mits deze binnen het gebied liggen waar de benadering opgaat, het spectrum berekenen.



IV Metingen

Aan het geluidveld vòòr een geveloppervlak met periodieke structuur zijn schaalmodelmetingen verricht. Het geluid was afkomstig van een vonkbron, de pulsresponsies zijn verwerkt m.b.v. de computer.

In dit hoofdstuk worden achtereenvolgens de signaalverwerking en het schaalmodel besproken.

a De signaalverwerking

De signaalverwerking is reeds besproken in deel A (hoofdstuk IV.a). Omdat bij de metingen in deel A de signaal-ruisverhouding bij lage frequenties te wensen over liet, is de daar gebruikte kathodevolger B&K 2615 (zie fig. 11) vervangen door een kathodevolger met ingebouwde versterker, n.l. een B&K 2618. Dit had een positieve invloed op de meetresultaten.

b Het schaalmodel

Voor het diffrakterend oppervlak is gebruik gemaakt van een spaanplaat van 1 m. bij 1 m. (Dit is groot genoeg om diffrakties t.g.v. de eindige afmetingen van de diffraktor in de gebruikte opstelling te kunnen verwaarlozen). Op deze spaanplaat zijn evenwijdig aan elkaar met 2 cm. tussenruimte latjes van 1 m. lengte en 1 cm. bij 1 cm. doorsnede getimmerd.

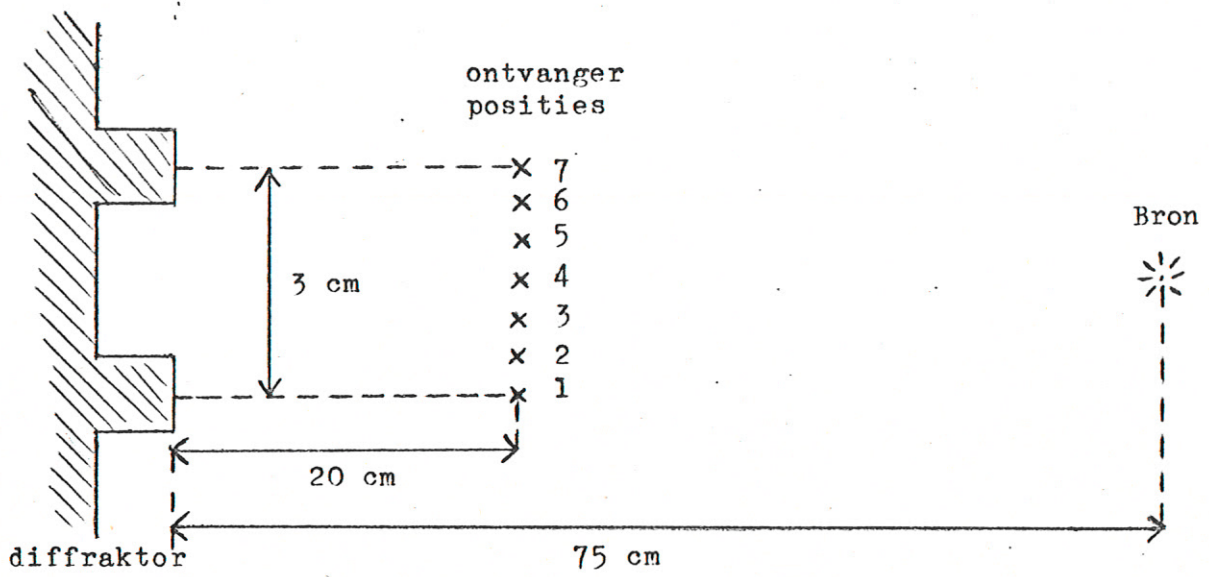
Er geldt dus: periode $L = 3$ cm.

"sleufdiepte" $h_{\max} = 1$ cm

"sleufbreedte" $d_2 = 2$ cm

(Zie fig. 22).

Het geheel is geverfd om het materiaal akoestisch hard te maken. De referentiedruk wordt gemeten met de plaat in omgekeerde toestand, zodat gebruik wordt gemaakt van een glad reflektierend oppervlak. Om de nauwkeurigheidseisen aan het herplaatsen van de plaat na omkeren niet te zwaar te maken wordt bij de metingen de druk van de invallende golf p^i buiten beschouwing gelaten. Zie verder A.IV.b.



Figuur 24.

Zeven "meetpunten" met een onderlinge
afstand: $\Delta x = 0,5 \text{ cm}$

V Enige beschouwingen over het rekenmodel

Voordat we overgaan tot een vergelijking van metingen met berekeningen worden hier eerst enige beschouwingen over de eigenschappen van het rekenmodel gehouden.

a Invloed van kleine variaties in de coördinaten van de bron en de ontvanger op het spectrum

Proefmetingen hebben aangetoond dat kleine variaties in de coördinaten van de bron en de ontvanger grote gevolgen kunnen hebben voor de vorm van het spectrum. Met behulp van de computerprogramma's is de invloed van die variaties nader onderzocht door steeds twee of meer spectra met elkaar te vergelijken waarbij steeds één coördinaat gevarieerd werd. (Voor het coördinatenstelsel zie fig. 22)

a.1. Variaties in de x-richting

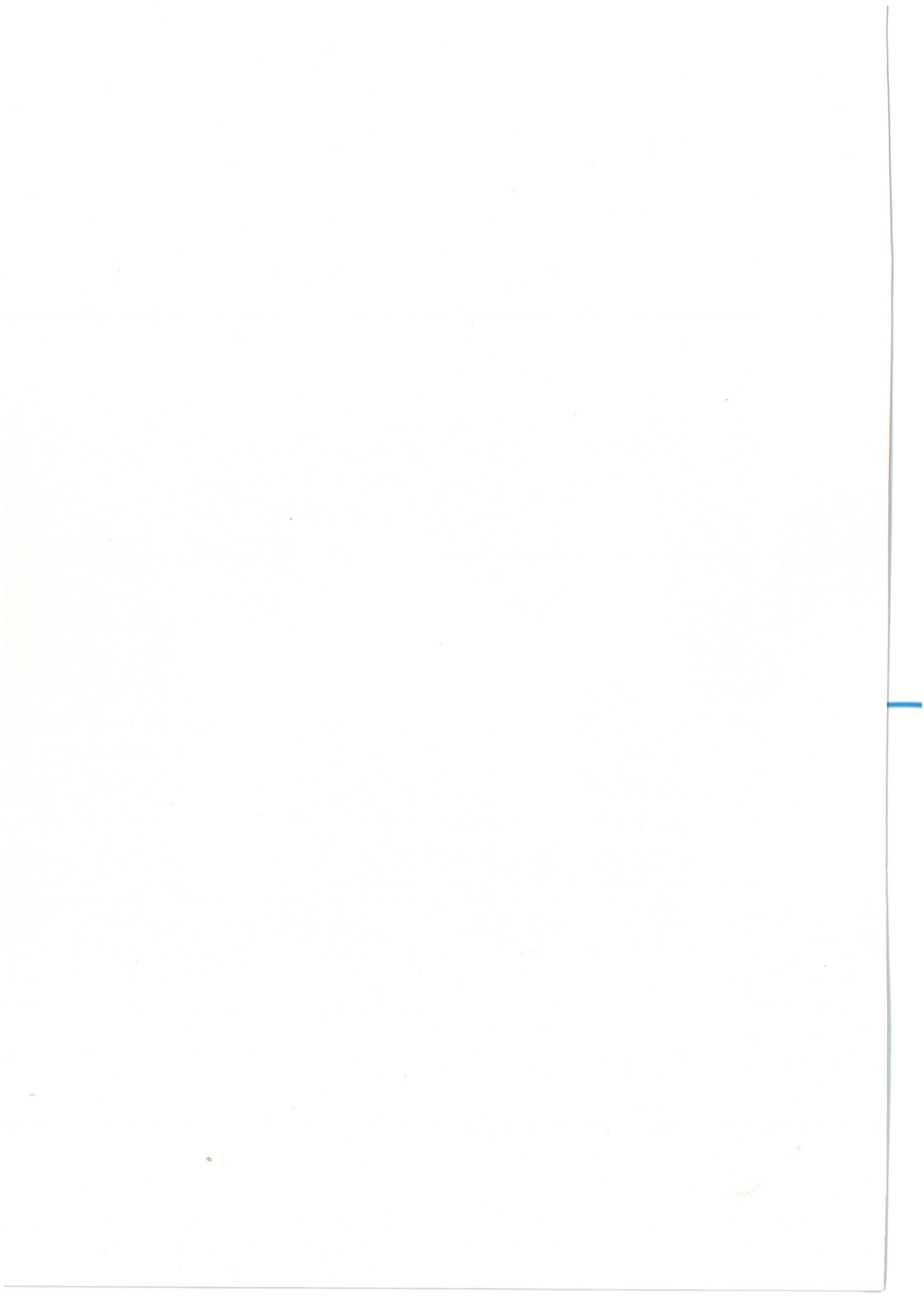
Bij een bronafstand van $y_0 = 75$ cm voor de diffraktor zijn zeven berekeningen gedaan in "meetpunten" op een lijn evenwijdig aan de x-as op $y = 20$ cm voor de diffraktor. De onderlinge afstand tussen de meetpunten bedroeg: $\Delta x = 0,5$ cm. (Zie fig. 24). De spectra van de druk in de punten 1,2 en 3 zijn te zien in figuur 25, de punten 3,4 en 5 in figuur 26 en de punten 5,6 en 7 in figuur 27. Hieruit blijkt dat variaties van $\Delta x = 0,5$ cm reeds grote veranderingen in het spectrum veroorzaken, waarbij opvalt dat variaties ter hoogte van een overgang in de diffraktorstructuur grotere gevolgen voor het spectrum hebben, dan variaties ter hoogte van een vlak stuk van de diffraktor (fig. 26). In figuur 28 zijn de spectra te zien van de meetpunten 1 en 7 waaruit geconcludeerd kan worden dat periodieke variaties van $\Delta x = 3$ cm = L (de periode) weinig verandering in het spectrum tot gevolg hebben.

a.2. Variaties in de y-richting

Bij een bronafstand van $y_0 = 75$ cm voor de diffraktor zijn drie berekeningen gedaan in "meetpunten" op een lijn loodrecht op de diffraktor. De berekeningen zijn gedaan voor $y_1 = 18$ cm, $y_1 = 19$ cm en $y_1 = 20$ cm. De spectra zijn weergegeven in figuur 29. Uit deze figuur blijkt dat variaties in de y-richting weinig gevolgen hebben voor het spectrum.

a.3. Variaties in de z-richting

Bij een bronafstand van $y_0 = 75$ cm voor de diffraktor zijn drie bereke-



ningen gedaan in "meetpunten" op een lijn evenwijdig aan de z-as op $y_1 = 19$ cm voor de diffraktor. De berekeningen zijn gedaan voor $z_1 = 0$ cm, $z_1 = -2$ cm en $z_1 = 50$ cm. ($z_0 = 0$ cm) De spectra zijn weergegeven in fig. 30. Uit deze figuur blijkt dat een variatie van 2 cm in de z-richting geen zichtbare gevolgen heeft op het spectrum (samenvallende grafieken). Een variatie van 50 cm (!) geeft zelfs weinig verandering. De instelling van de z-coördinaat is dus geheel niet kritisch.

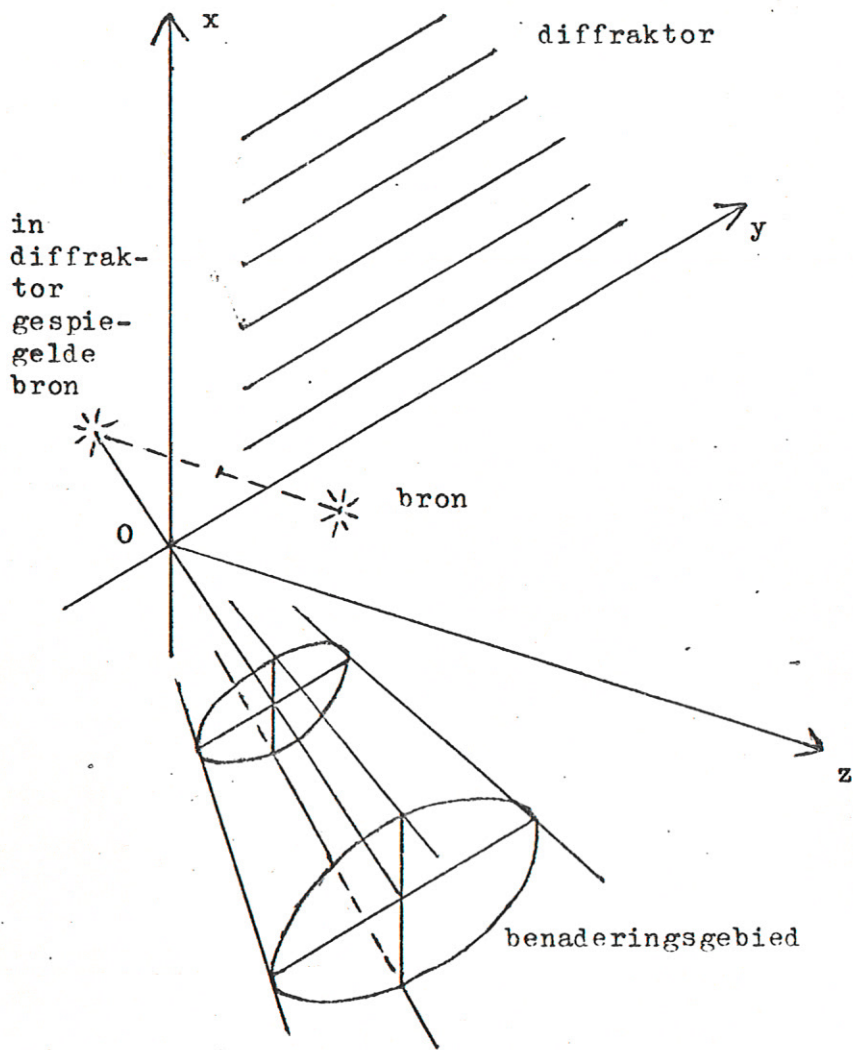
N.B. Alle bovenstaande berekeningen hebben als referentie de reflectie aan een vlakke plaat. Uit de figuren blijkt dus dat voor bepaalde frequenties de druk p^s van het verstrooide veld t.g.v. interferenties tussen de verschillende p_n^s groter kan zijn dan de druk p^r bij reflectie aan een vlakke plaat.

Wegens het reciprociteitsbeginsel dat zegt dat bron en ontvanger in een opstelling verwisselbaar zijn zonder dat de geluidoverdracht verandert, geldt het bovenstaande ook voor de coördinaten van de bron, waarbij opgemerkt moet worden dat een variatie in een coördinaat voor $y_1 = 20$ cm (ontvanger) meer invloed zal hebben, dan voor $y_0 = 75$ cm (bron).

De kritische instelling van de x-coördinaat van zowel bron als ontvanger stelt eisen aan de te volgen meetmethode. Omdat in de opstelling de componenten (diffraktor, vonkbron en microfoon) als het ware vrij in de ruimte zijn opgesteld (dus niet in één of ander vast coördinatenstelsel) is het niet mogelijk de coördinaten van bron en ontvanger exact (d.w.z. met een nauwkeurigheid van bijv. 1 mm.) te bepalen. Daarom moet bij de berekeningen met de coördinaten gemanipuleerd worden om meting en berekening met elkaar overeen te laten komen. Per meetserie moet dus de plaats van de bron nauwkeurig bepaald worden, per meting moet de plaats van de ontvanger nauwkeurig bepaald worden. (Onder een meetserie verstaan we een aantal metingen in verschillende meetpunten (microfoon) zonder de plaats van de bron te veranderen).

b Onderzoek naar het benaderingsgebied van het rekenmodel

Onder het benaderingsgebied van het rekenmodel verstaan we dat deel van de ruimte waarin, bij gegeven broncoördinaten, de ontvangercoördinaten gekozen kunnen worden met behoud van de geldigheid van het rekenmodel. In III.a is reeds vermeld dat het benaderingsgebied van het rekenmodel zich bevindt rond de lijn door de t.o.v. de diffraktor gespiegelde bron en de oorsprong van het coördinatenstelsel (Zie fig.



Figuur 24 A

Het benaderingsgebied van
het rekenmodel.

23 b). In de praktijk doet zich echter de situatie voor dat de plaats van de bron en ontvanger gegeven zijn. Om nu te zorgen dat de ontvanger zich in het benaderingsgebied bevindt wordt de oorsprong van het coördinatenstelsel ongeveer op het snijpunt van de verbindinglijn tussen gespiegelde bron en ontvanger met het diffraktorvlak gekozen. Bij de metingen en berekeningen uit het volgende hoofdstuk is hier steeds rekening mee gehouden. Figuur 31 toont een berekening waar met opzet de oorsprong ongeveer 7 cm in de x-richting buiten genoemde verbindinglijn is geplaatst. De meting (getrokken lijn) is dezelfde als in figuur 38, de computerberekening (gestippelde lijn) komt door de verschoven oorsprong niet overeen met de meting. (Merk op: $x_1 - x_0$ is in fig. 31 en fig. 38 gelijk).

Figuur 32 toont twee berekeningen waarbij de plaatsen van de oorsprong (t.o.v. de bron en ontvanger) in de z-richting onderling 7 cm verschillen. Het verschil tussen de spectra is minder opvallend dan tussen de berekende spectra uit figuur 31 en 38. Hieruit is te concluderen dat het kiezen van de juiste plaats van de oorsprong in de x-richting meer nauwkeurigheid vereist dan in de z-richting of, wat op hetzelfde neerkomt: bij gegeven broncoördinaten t.o.v. een gegeven oorsprong van het coördinatenstelsel is het benaderingsgebied van het rekenmodel in de x-richting beperkter dan in de z-richting. (Zie figuur 24 A)

Een in deze paragraaf nog niet genoemde grens aan het benaderingsgebied wordt veroorzaakt door de aanwezigheid van het in hoofdstuk II genoemde nabijheidsveld. Dit veld is op een afstand in de orde van de golflengte voor de diffraktor uitgestorven. Bij een minimum frequentie van bijv. 5 kHz begint het benaderingsgebied dus ongeveer 6 cm voor de diffraktor.

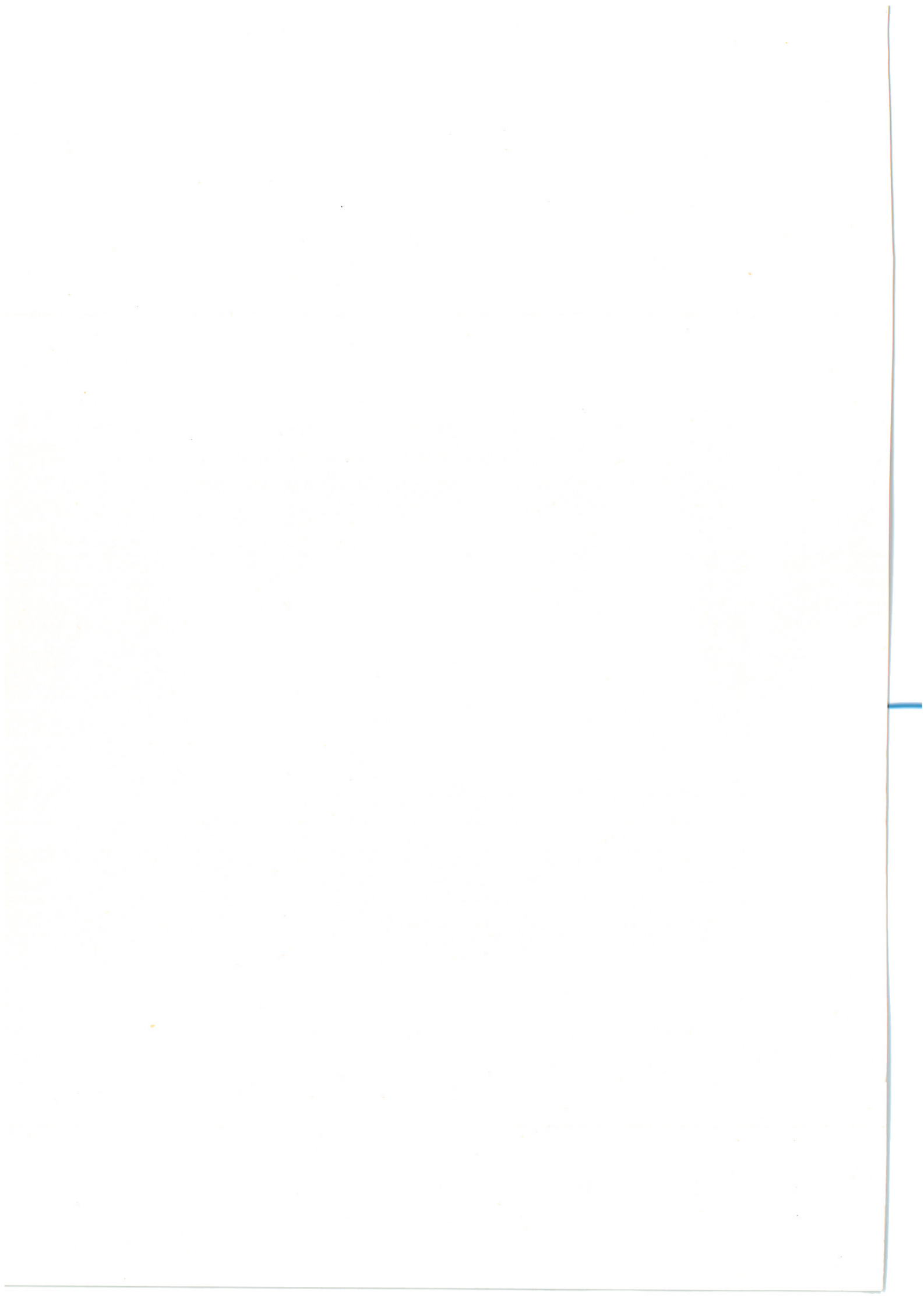
c Onderzoek naar het veld van de belangrijkste virtuele bron

Zoals in III.a bij de bepaling van het benaderingsgebied al naar voren is gekomen, is het veld dat wordt veroorzaakt door die virtuele bron, die het spiegelbeeld (t.o.v. de diffraktor) van de reële bron is, overheersend t.o.v. het veld van de andere virtuele bronnen. In figuur 33 is voor een aantal broncoördinaten het spectrum van bovengenoemde bron (t.o.v. het spectrum van de zelfde bron bij vlakke plaat) gegeven. Het blijkt dat het spectrum periodiek is. De maxima van de spectra (0 dB) duiden erop dat bij die frequenties geldt:

$$|R_{\circ}| \approx 1$$

(46)

en impliciet:



$$|R_n| \ll 1 \quad \forall n \neq 0 \quad (47)$$

Dit betekent dat bij die frequenties het totale veld bepaald wordt door alleen deze virtuele bron, hetgeen in figuur 34 tot uiting komt, waar de grafieken van het veld van één bron (getrokken lijn) en van het totale veld (gestippelde lijn) elkaar snijden in de maxima van eerstgenoemde. De minima van de spectra (ongeveer - 8 dB) van figuur 33 duiden erop dat bij die frequenties, behalve de "nulde" virtuele bron, nog een relatief groot aantal andere virtuele bronnen het totale veld bepalen. Nader onderzoek toont aan, dat het aantal termen in de reeks voor p^s (zie bijlage I) die het zgn. nabijheidsveld vertegenwoordigen (voor $n < -n_1$ resp. $n > n_2$) met een $|R_n|$ die niet verwaarloosbaar klein is, bij deze frequenties groter is. Hoewel deze termen geen rol spelen bij de opbouw van het totale (afgestraalde) veld, is hun aantal wel bepalend voor de te kiezen grootte van de matrixvgl. (bijlage I) die immers een benadering is van een oneindig grote matrixvgl. In ieder geval moet na oplossen van de matrixvgl. gelden dat:

$$|R_{-N_1}| \ll 1 \quad (48)$$

en:

$$|R_{N_2}| \ll 1 \quad (49)$$

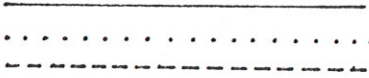
en tevens zal moeten gelden:

$$|R_n| \ll 1 \quad \forall n < -N_1 \text{ en } n > N_2 \quad (50)$$

Berekeningen hebben aangetoond dat bij het negeren van formule (48) en (49) waarneembare afwijkingen in het spectrum van het afgestraalde (*) veld optreden.

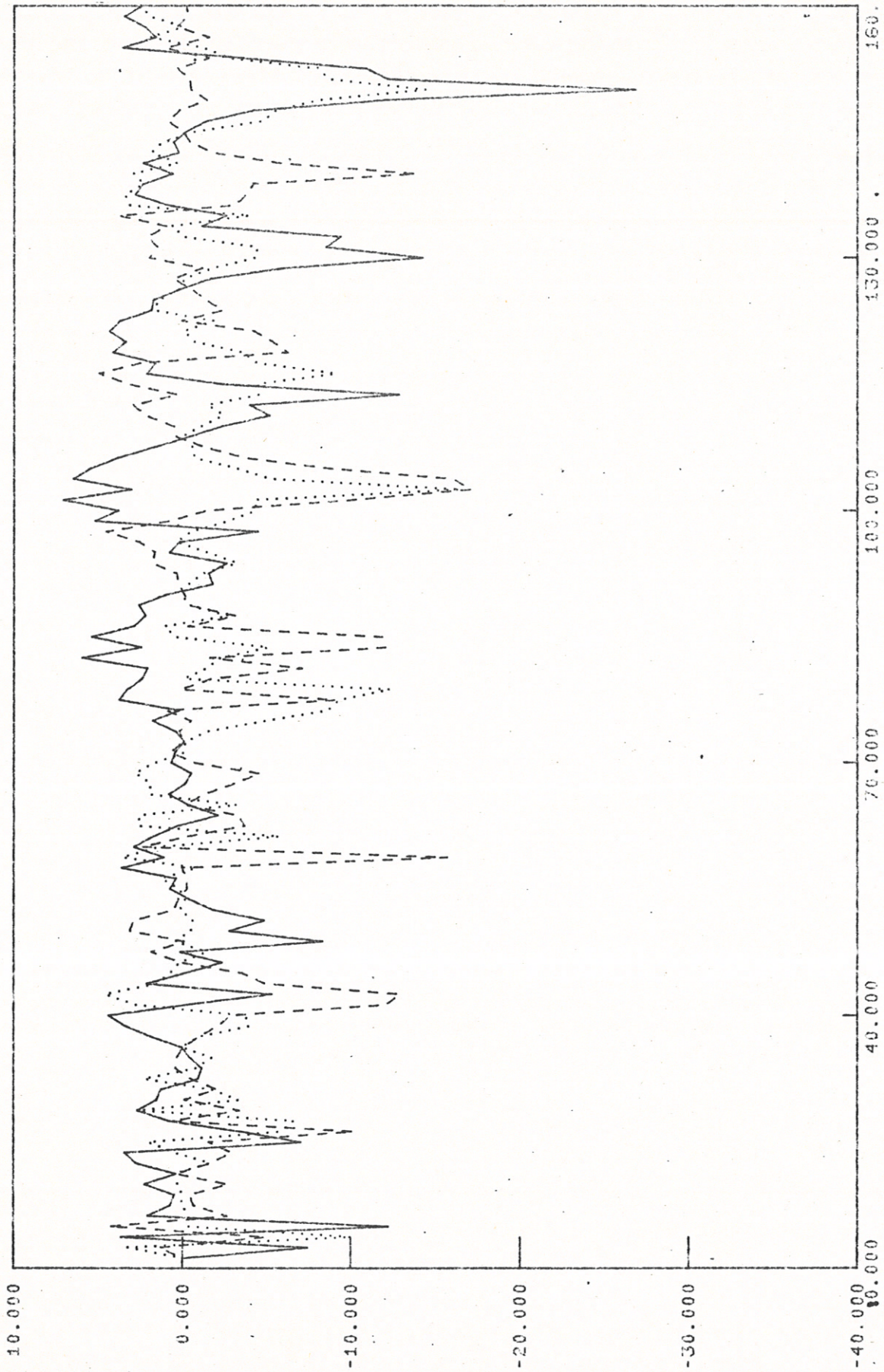
Resumerend vinden we dat bij die frequenties, waarbij minima in het spectrum van de "nulde" virtuele bron optreden, de matrixvgl. waaruit de R_n bepaald worden, groter moet zijn dan bij tussenliggende frequenties. Omdat het niet duidelijk is wat het verband is tussen de frequenties waarbij de minima voorkomen en de geometrie van de "opstelling", is het niet mogelijk in de computerprogramma's met bovenstaande eis rekening te houden. Om te zorgen dat toch bij alle frequenties de matrixvgl. groot genoeg is, wordt bij alle frequenties een gelijk aantal "nabijheidsveldtermen" in de berekening meegenomen, wat betekent dat bij tussenliggende frequenties de matrixvgl. inefficiënt groot is.

De volgorde van de grafieken in de volgende figuren is:



TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 11 12 13

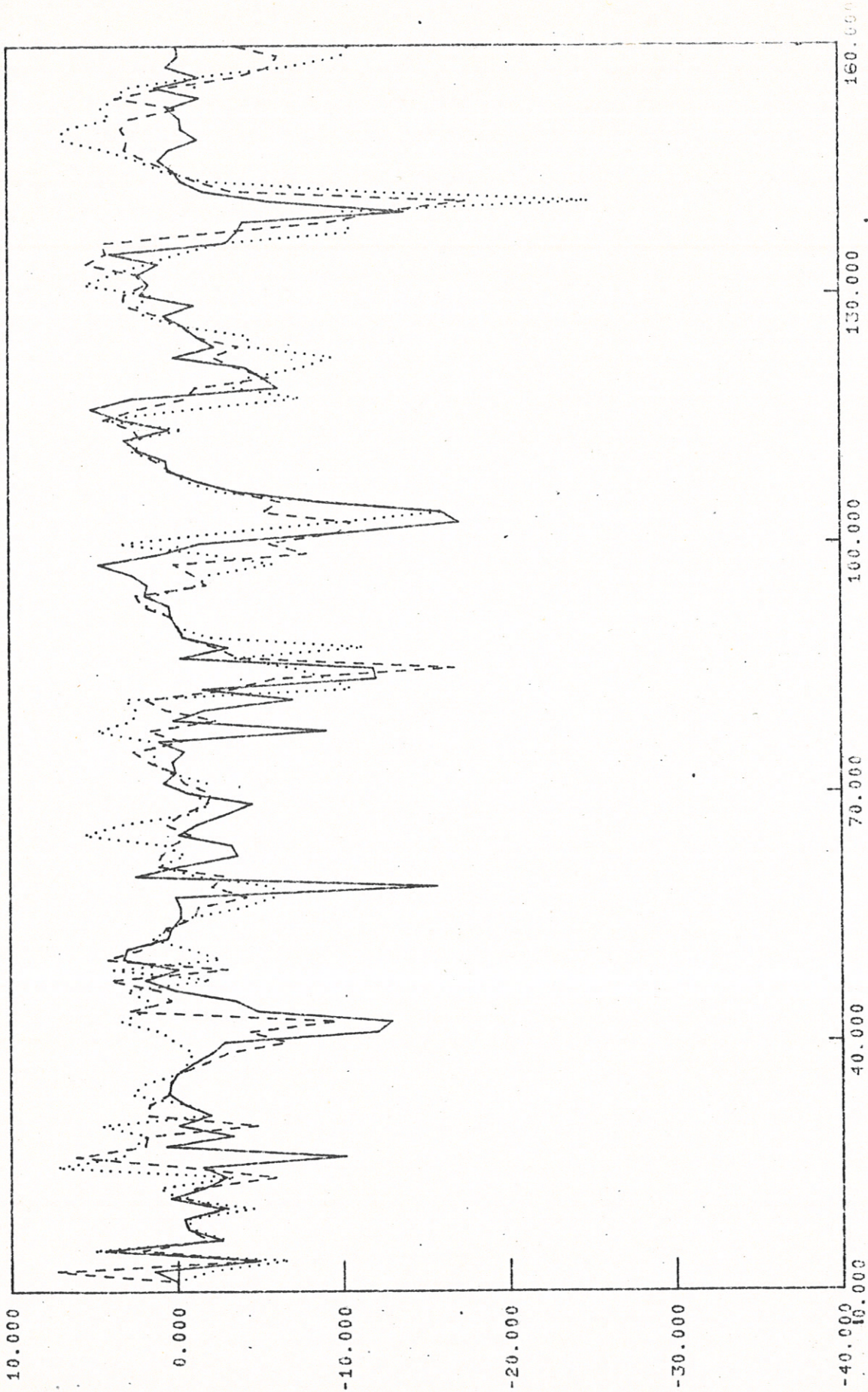


Figur 25 3 ber. Bron (.01,.75,-.25) Dntv resp.(.0,.2,.1) (.005,.2,.1) (.01,.2,.1) HERZ * 10³



TNAK TS-PACKAGE

AMFL LG,20 #KW01 13 14 15

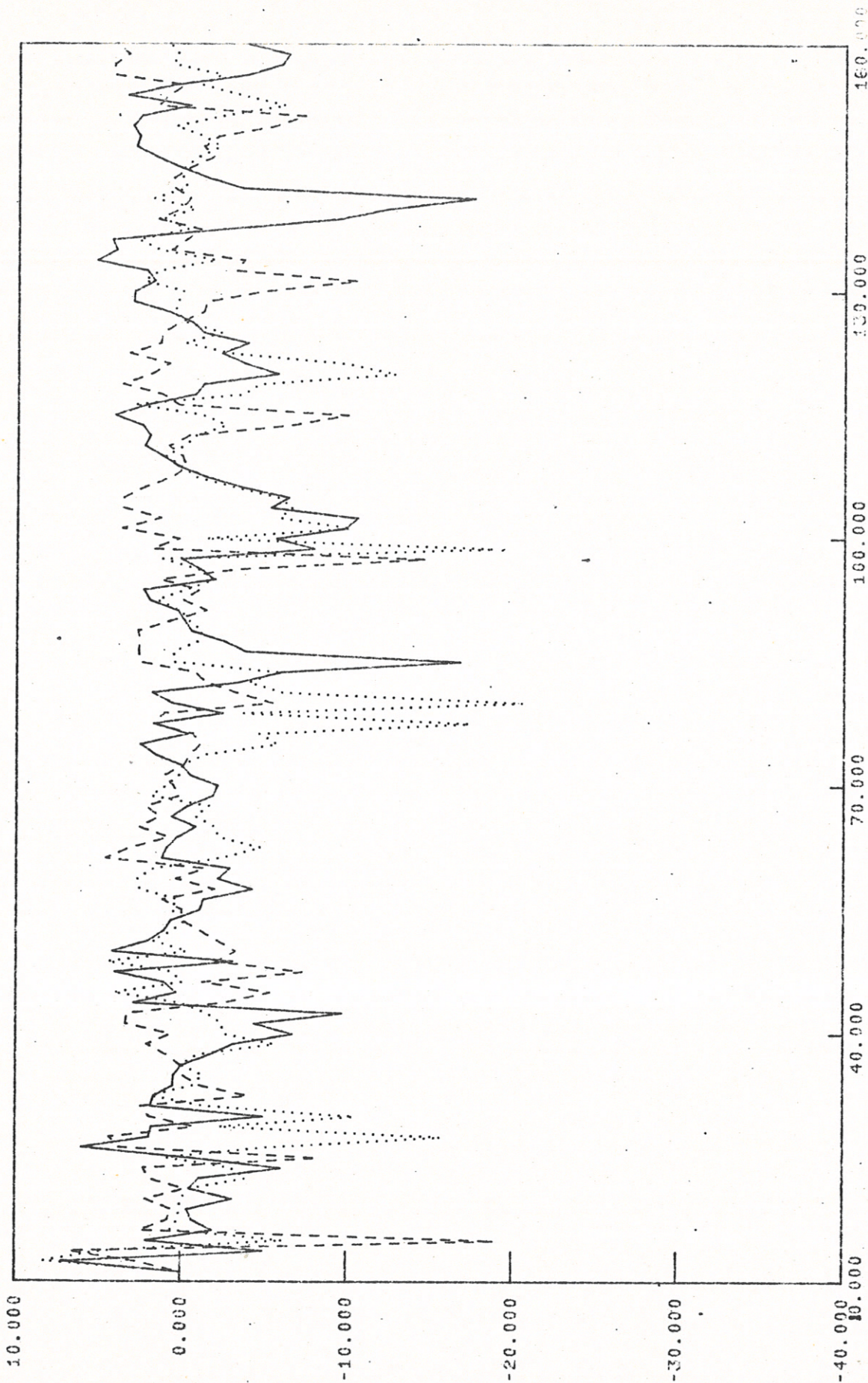


Figuur 26 3 Ber. Bron (.01,.75,-.25) Ontv. resp. (.01,.2,.1) (.015,.2,.1) (.02,.2,.1)

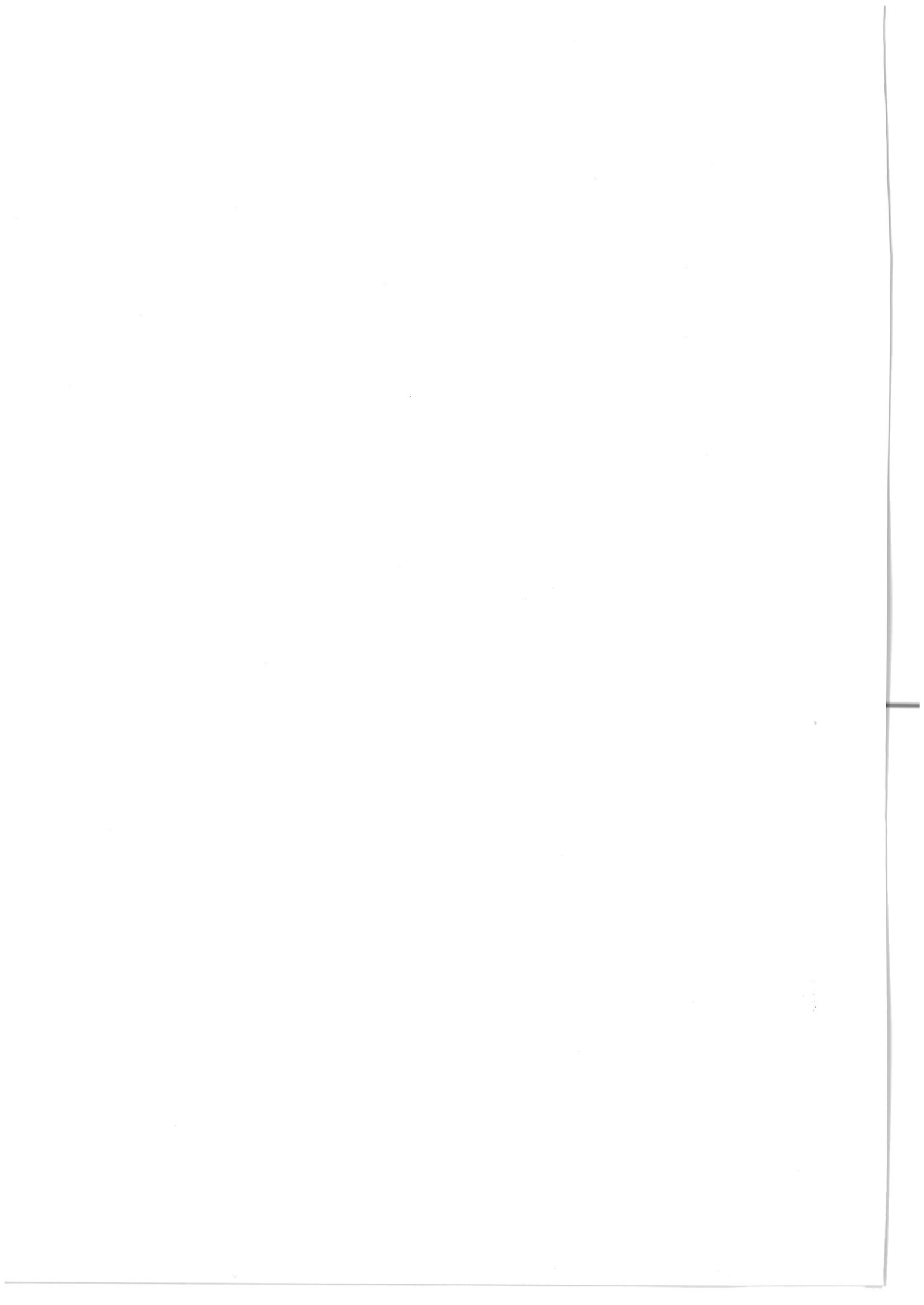


TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 15 16 17

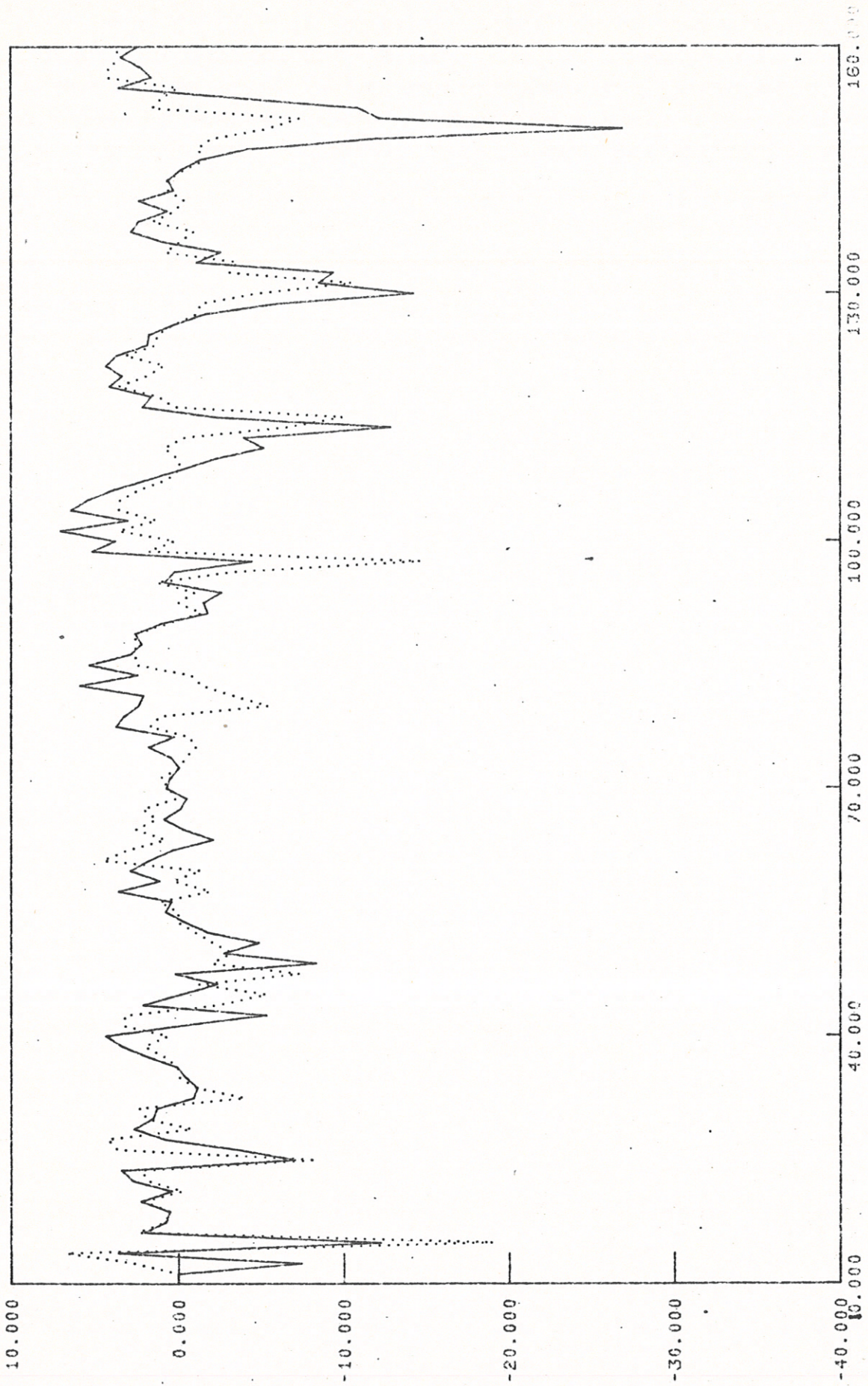


Figuur 27 3 Ber. Bron (.01,.75,-.25) Ontv. resp. (.02,.2,.1) (.025,.2,.1) (.03,.2,.1)



TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 11 17

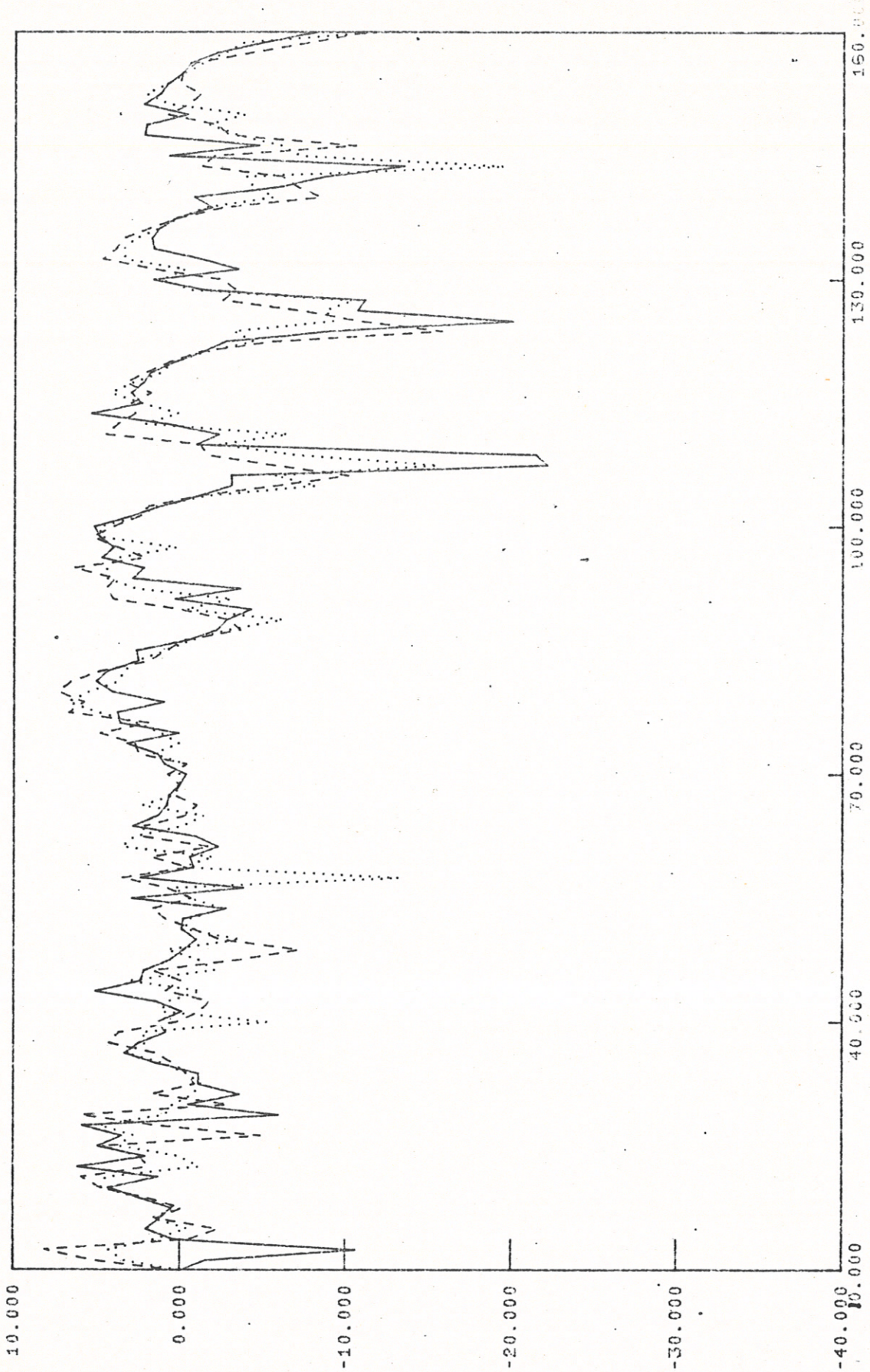


Figuur 28 2 ber. Bron (.01,.75,-.25) Ontv. resp. (.0,.2,.1) (.03,.2,.1) HERZ # 10 3

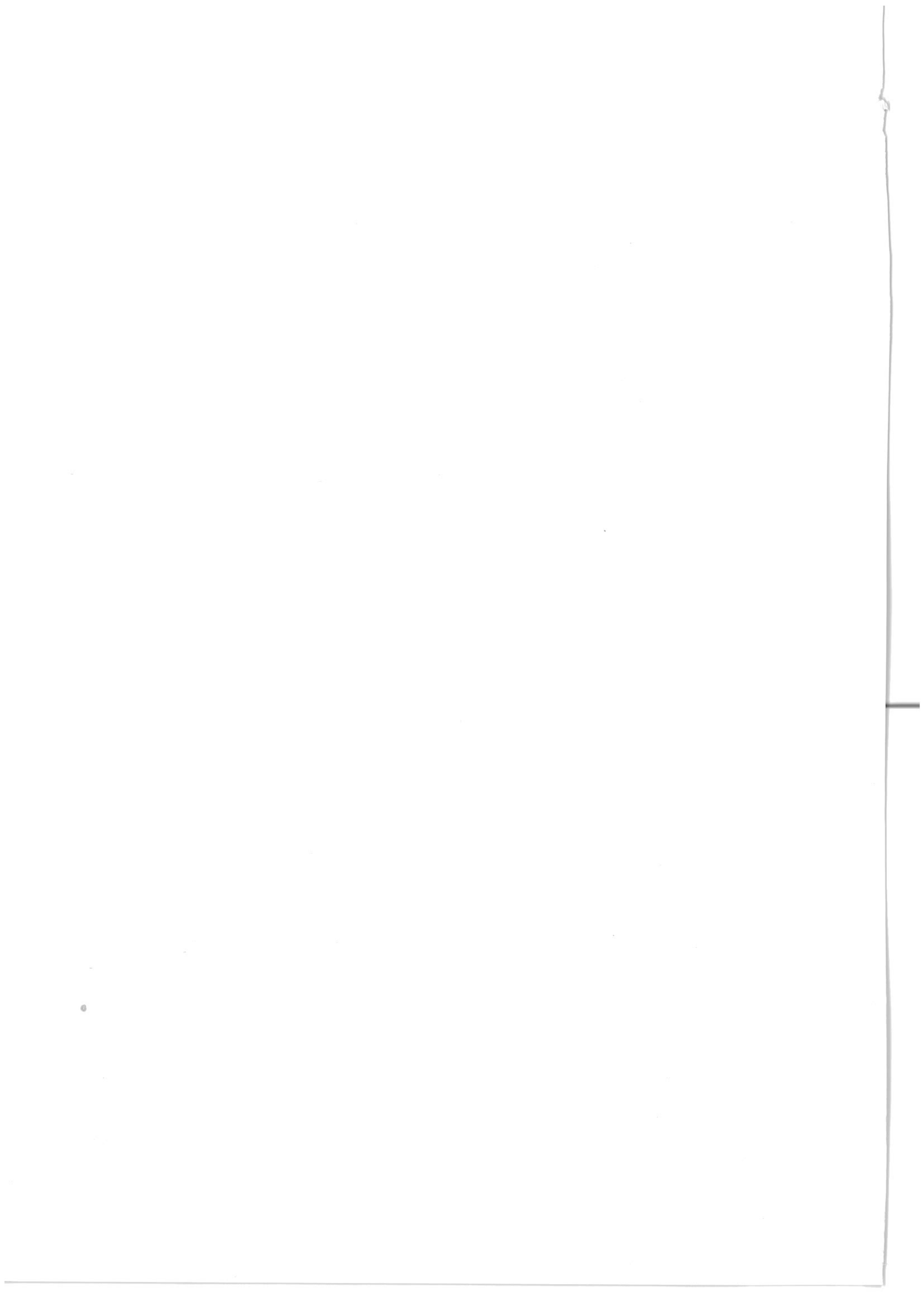


TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 16 13 17

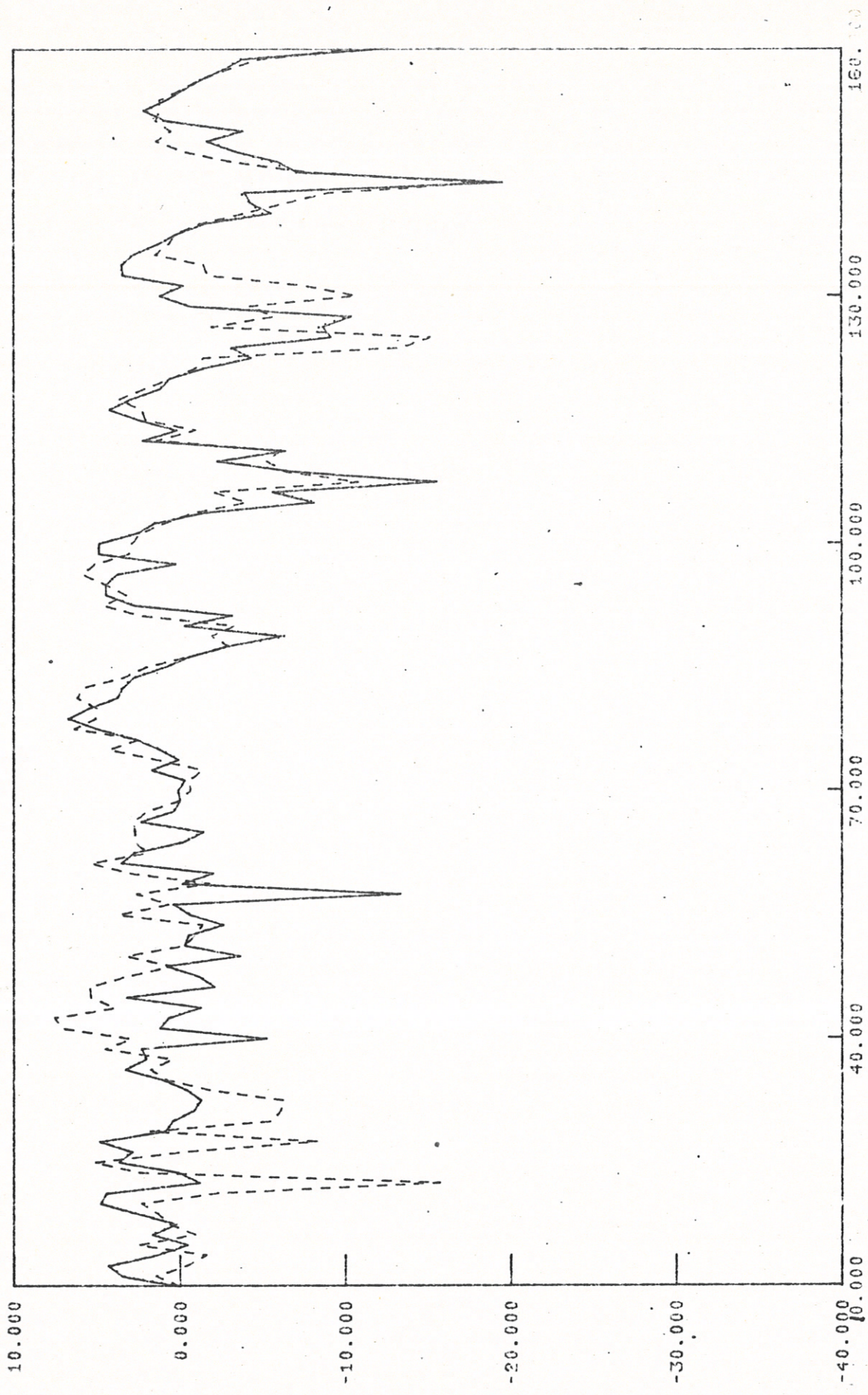


Figuur 29 3 ber. Bron(-.06,.75,.0),Ontv resp. (.018,.18,.0) (.018,.19,.0) (.018,.20,.0) HERZ # 10 3



TNAK TS-PACKAGE

AMFL LG,20 #KN01 13 19 16



HERZ # 10 5

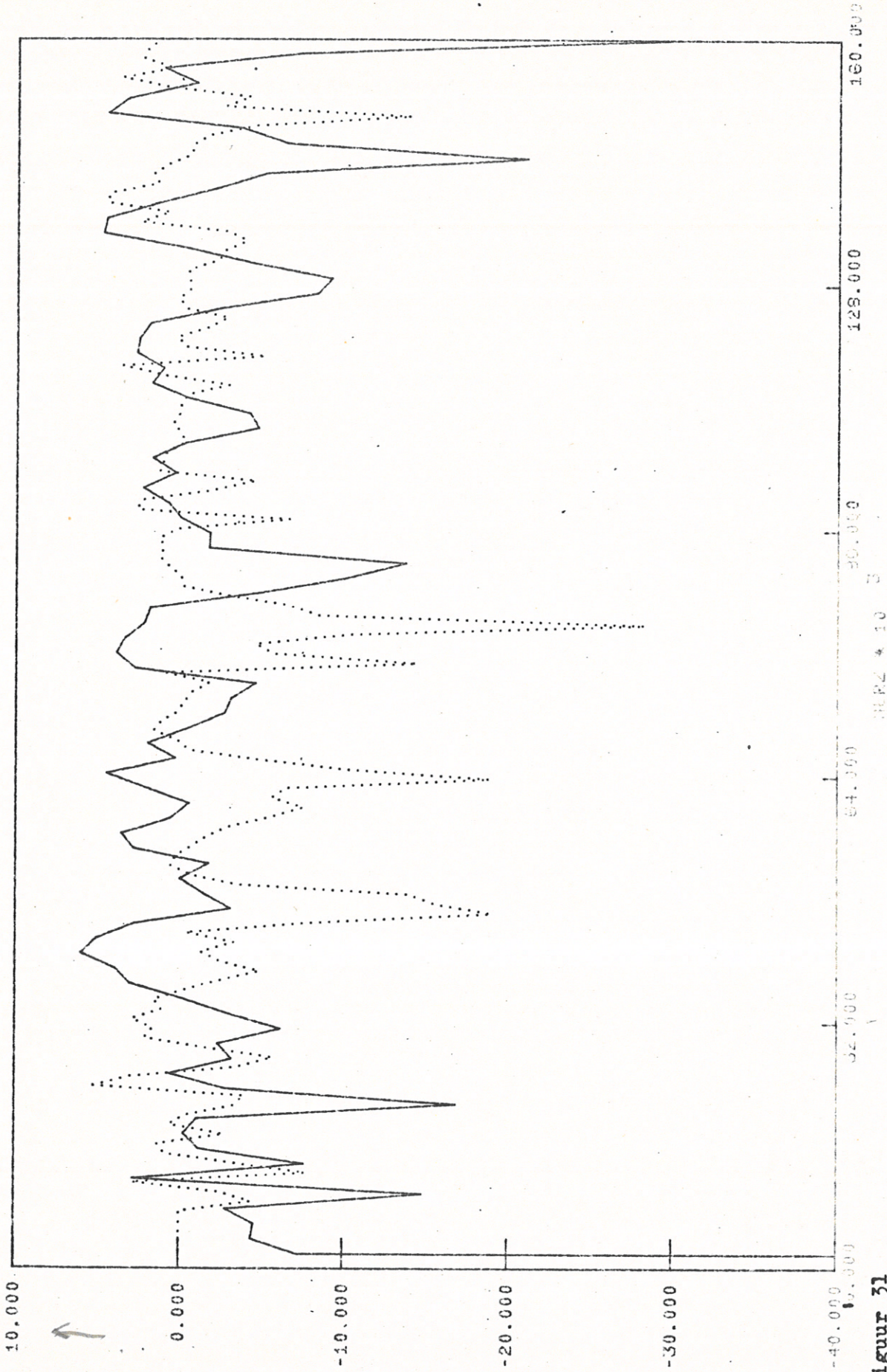
Figur 30 3 Per. Bron(-.06,.75,.0) Ontv resp. (.018,.19,.0) (.018,.19,-.02) (.018,.19,.5)



TNAK 1S-PACKAGE

9 14

AMPL LG,20 #KW01



Figuur 31

Meting, berekening. Bron (-.25,.75,.0) Ontv (-.03,.145,.0)

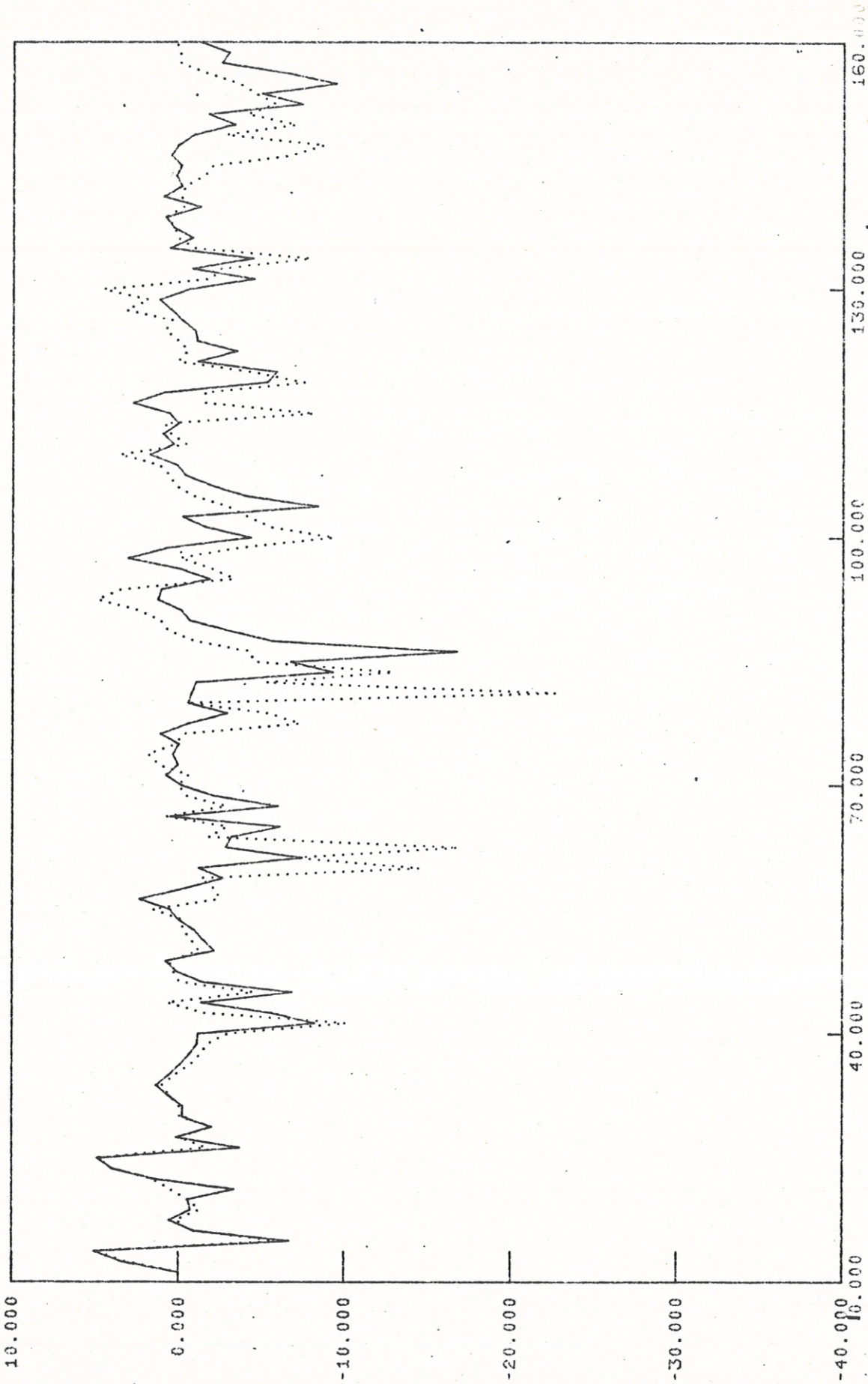
Door de slechte oorsprongkeuze (de x-coördinaat van bron en ontvanger zijn beiden negatief) komen meting en berekening niet met elkaar overeen.

Wie is wie?



TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 20 19



Figuur 32 Twee ber. Gelijke X0,X1,Y0,Y1 gelijkje delta Z, verschillend nulpunt opZ-es
HERZ # 10 3

Periode met $\Delta f = \frac{c}{2h_{\max} \cos \theta_0}$ (vgl. 58)

Zwarte lijn: $\Delta f \approx 17 \text{ kHz}$

$h_{\max} \cos \theta_0 \approx 10 \text{ mm}$; $\theta_0 \approx 0?$

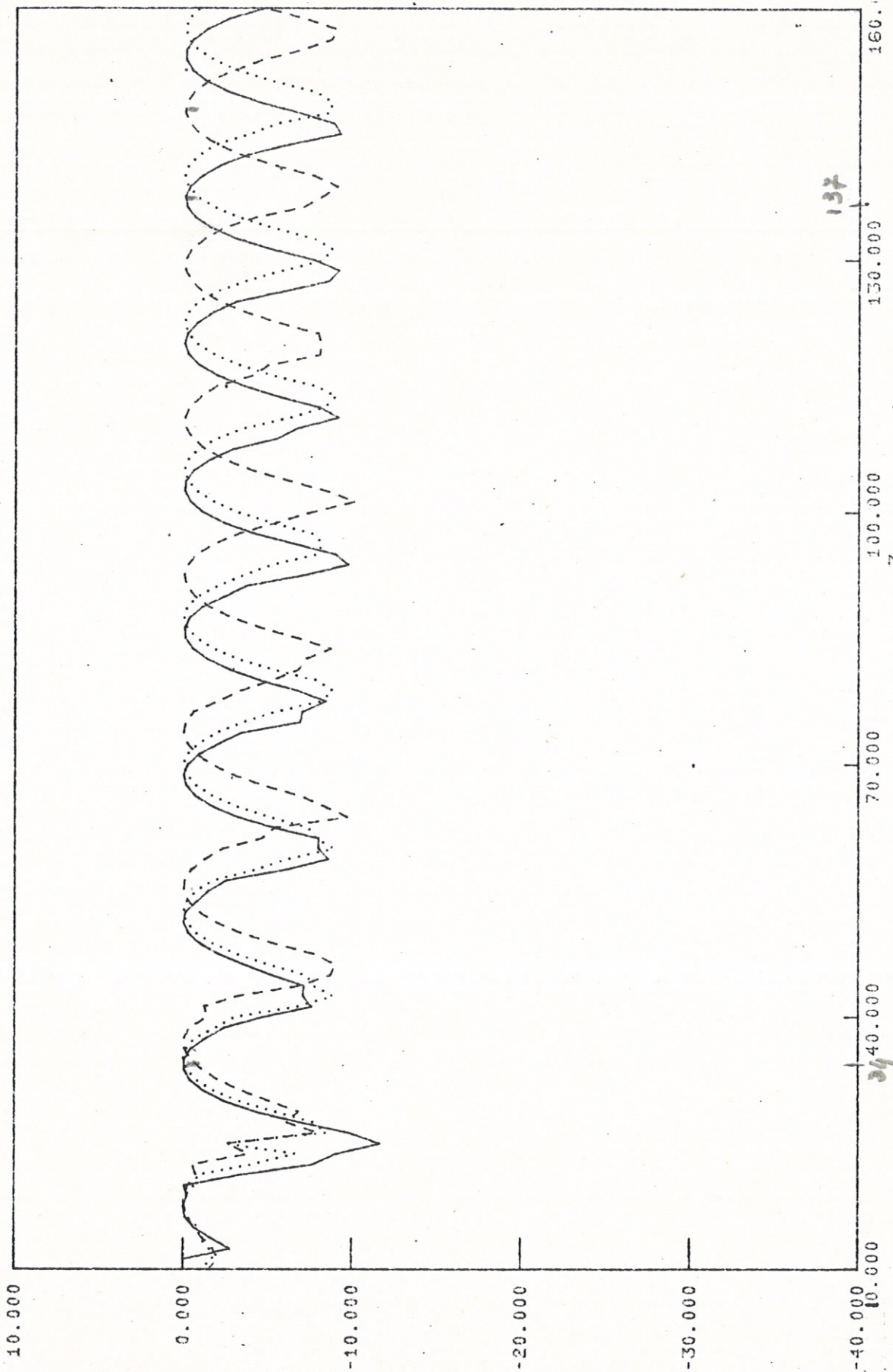
Voor de andere lijnen $\theta_0 > 0$

--- $\theta_0 \approx 22^\circ$

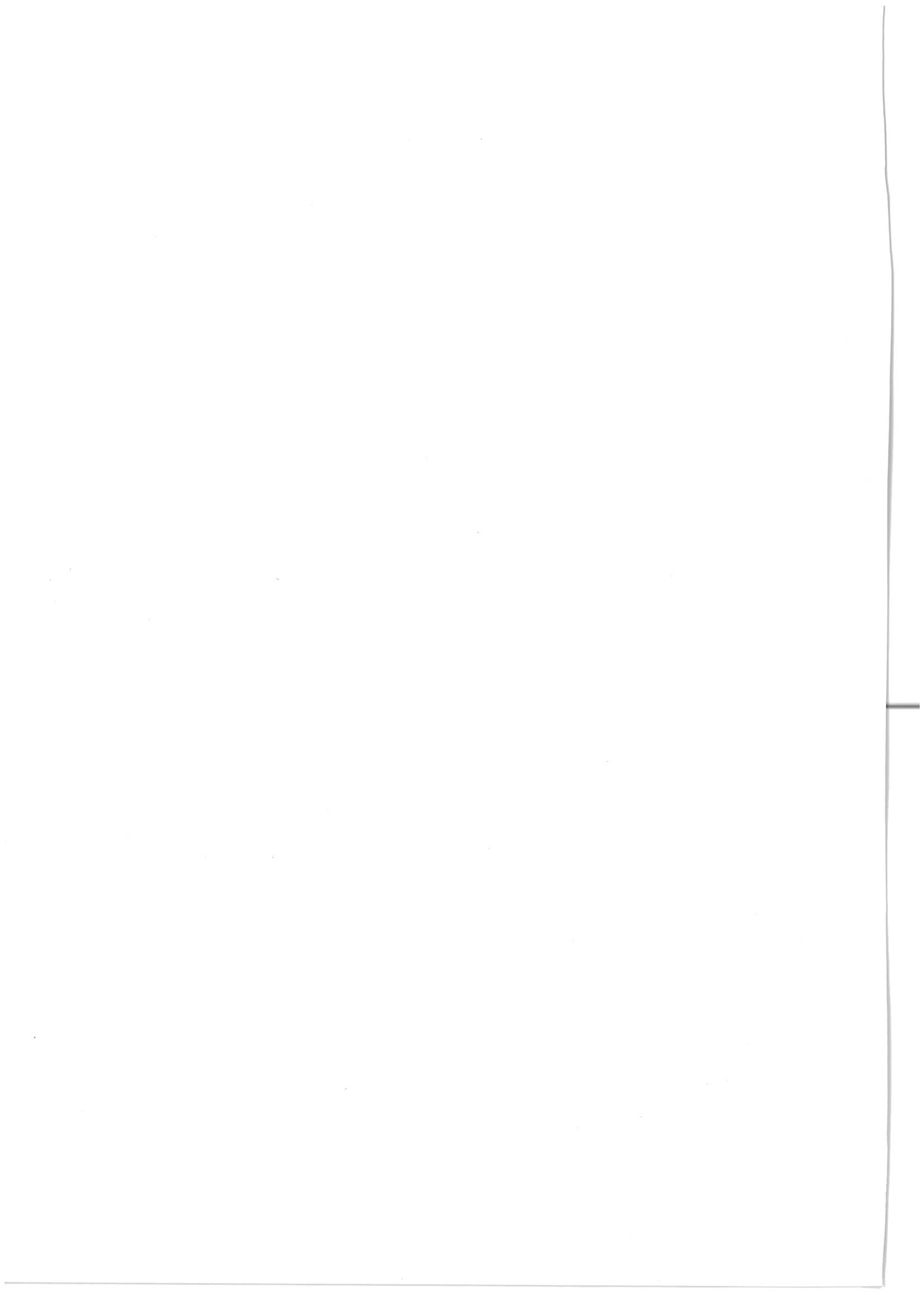
TNAK TS-PACKAGE

7 8 9

AMPL LG,20 #KW01

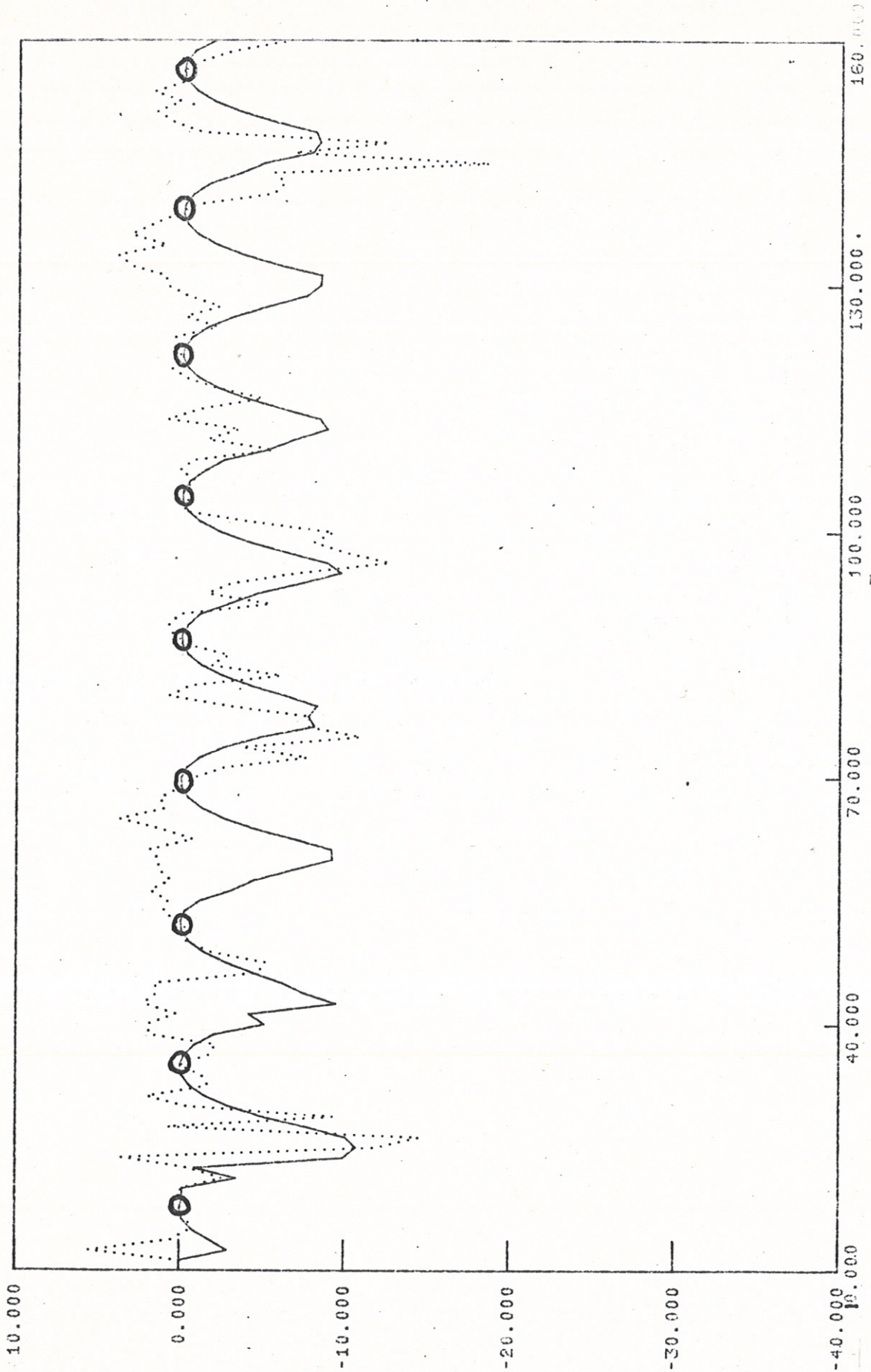


Figuur 33 3 berekeningen met een virtuele bron. Bron resp. (0.0,1.,.0) (0.2,1.,.0) (0.4,1.,.0)

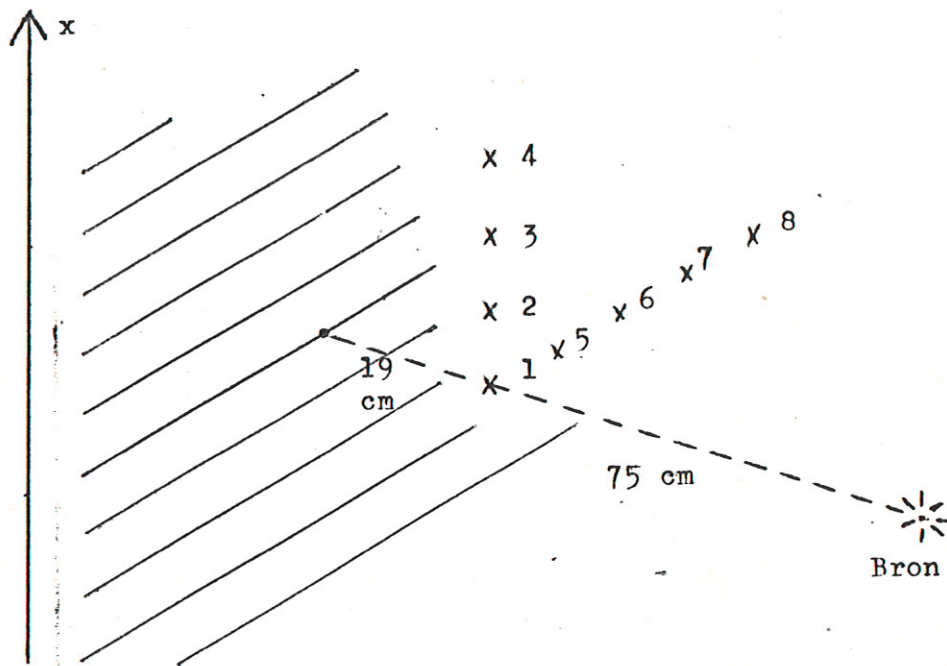


TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 19 20



Figuur 34 Spectrum van een- resp. alle virtuele bronnen.



Figuur 35

Schematische voorstelling van het meetnet

VI Vergelijking berekeningen met meetresultaten

De rekenresultaten van het in hoofdstuk III beschreven rekenmodel en de meetresultaten van de in hoofdstuk IV beschreven schaalmodelmetingen worden in dit hoofdstuk met elkaar vergeleken.

a Het meetnet

Bij de metingen bevond de bron zich op een afstand van 75 cm voor ongeveer het midden van de diffraktor. In een vlak op ongeveer 19 cm voor de diffraktor is een aantal metingen gedaan. (Zie fig. 35). Het coördinatenstelsel is weergegeven in fig. 22.

b Resultaten

De metingen zijn vergeleken met berekeningen. De resultaten zijn weergegeven in de figuren 36 t/m 43. (De getrokken lijn is de meting, de gestippelde lijn is de berekening). Ook deze resultaten kunnen volgens de in A.V.c beschreven methode omgerekend worden naar een vermogenreflektiecoëfficiënt R .

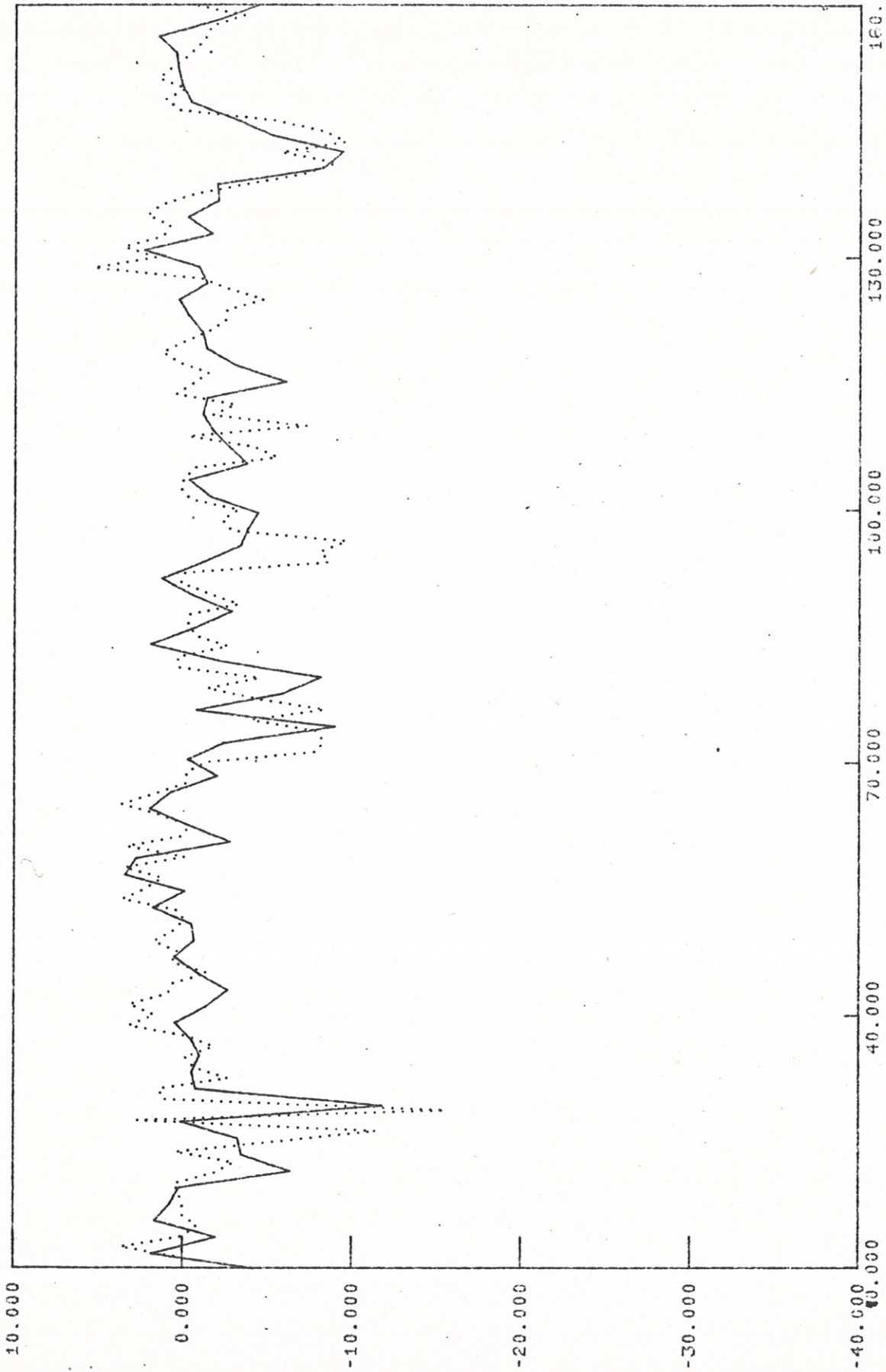
c Conclusie

Uit de figuren 36 t/m 43 kan geconcludeerd worden dat het rekenmodel, mits voldaan is aan eisen omtrent de keuze van het benaderingsgebied en na een juiste instelling van met name de x-coördinaten redelijk voldoet.



TNAK T3-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 1 12

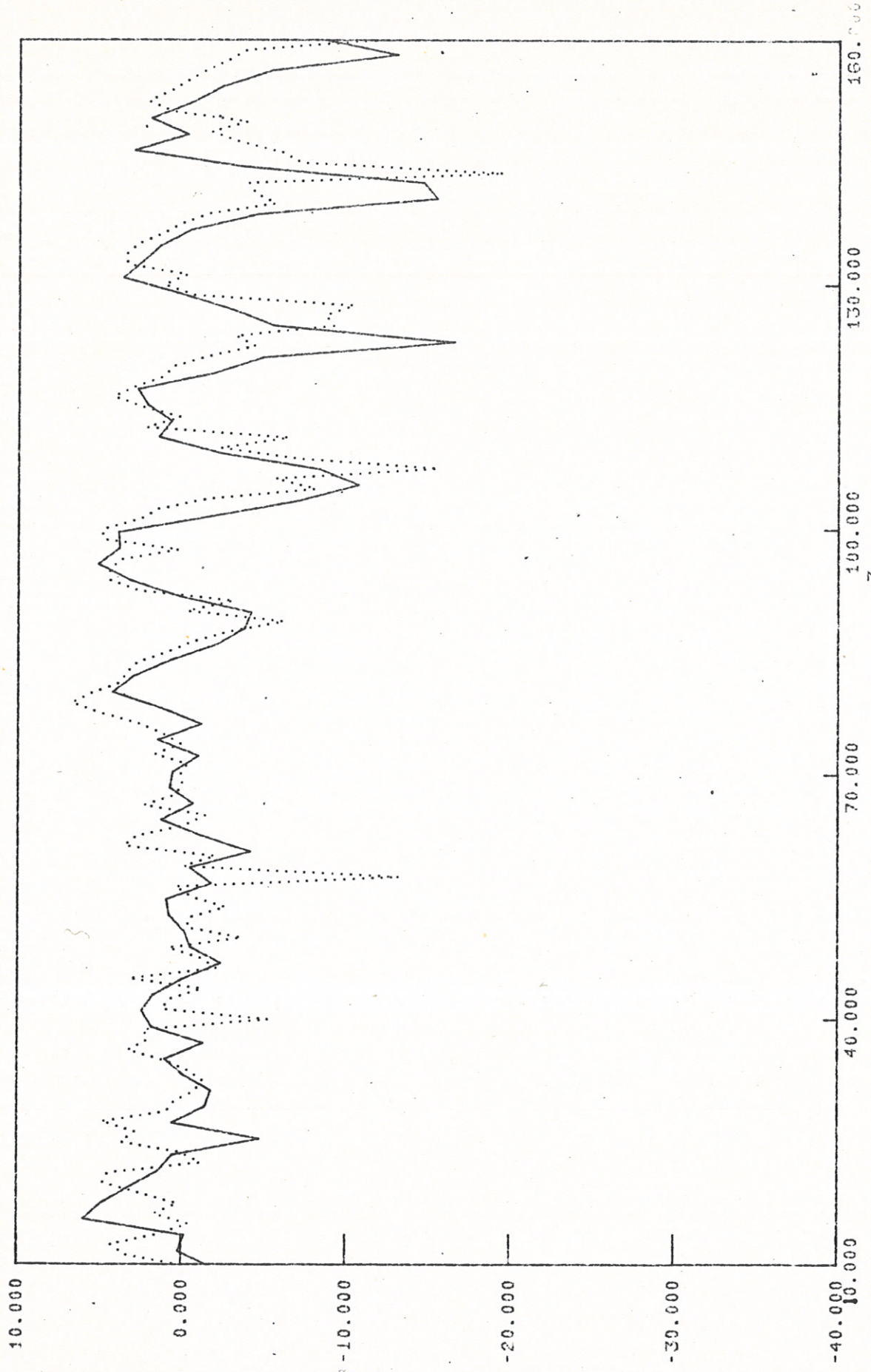


Figuur 36, Meting, berekening. Bron (01, .75, .0) Ontv (.005, .195, .0)
meetpunt 1

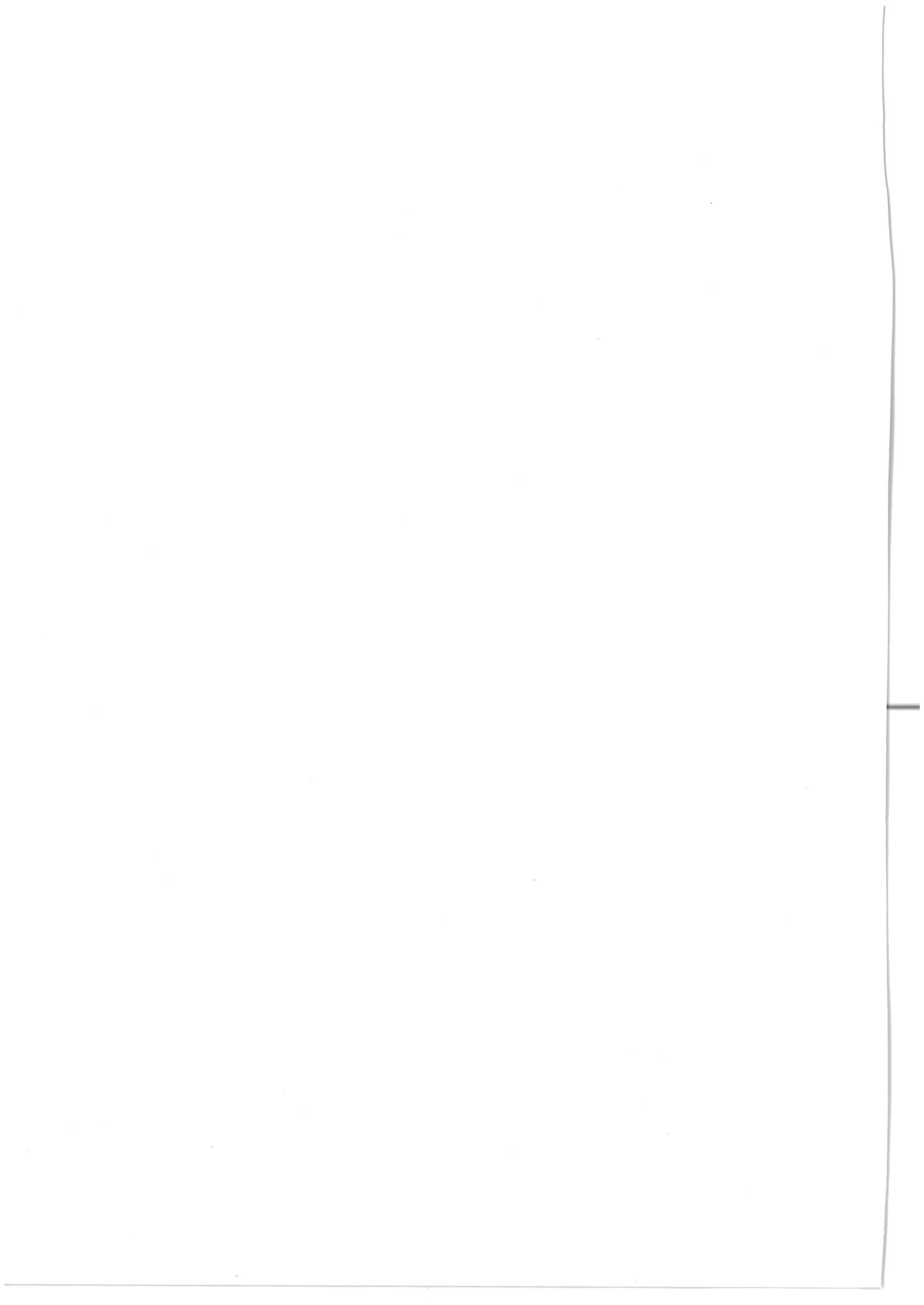


TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 2 13



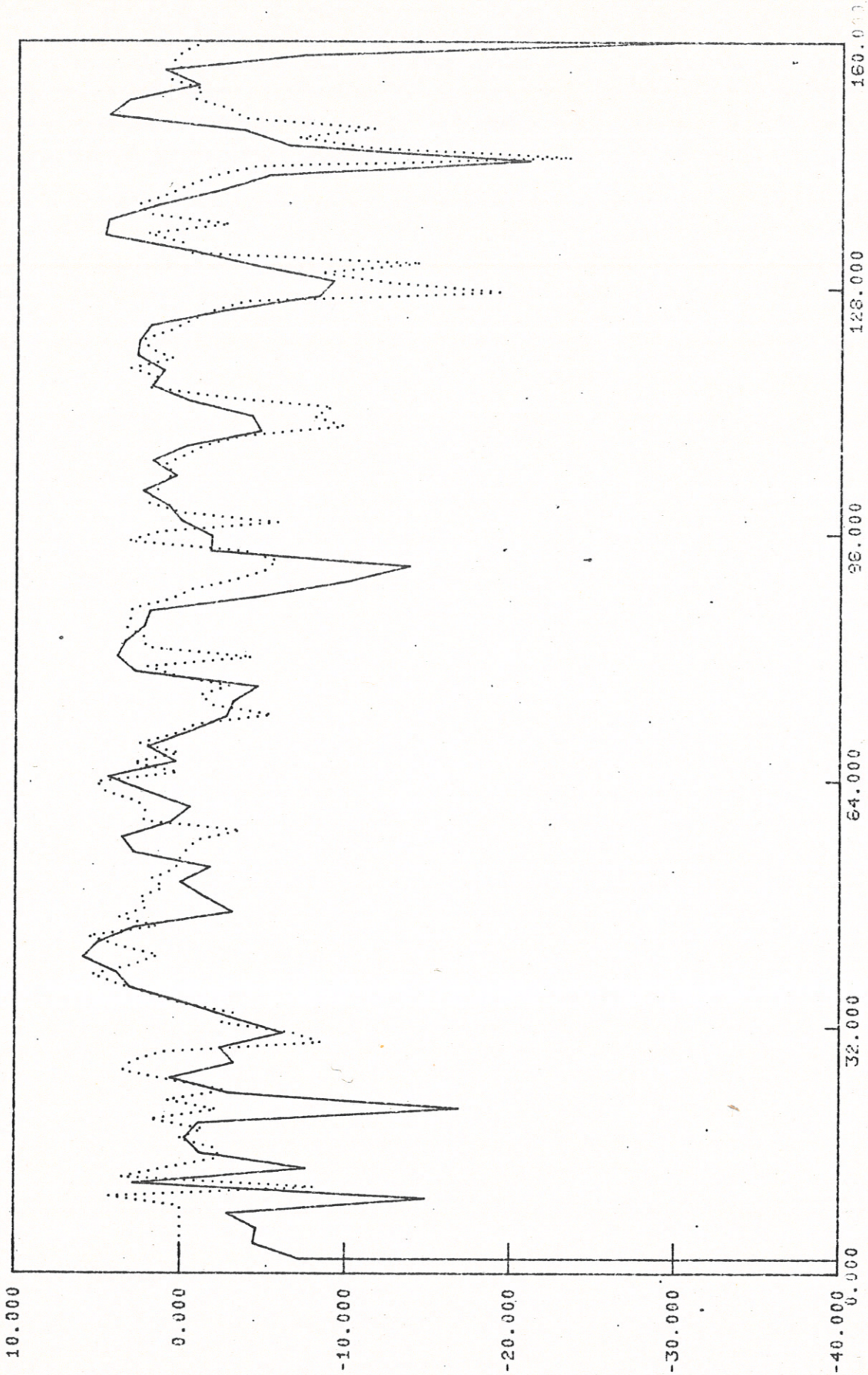
Figuur 37, Meting resp. berekening, Bron (-.06,.75,.0) Ontv (.018,.19,.0)
meetpunt 2



TNAK TS-PACKAGE

9 15

AMPL LG,20 #KW01

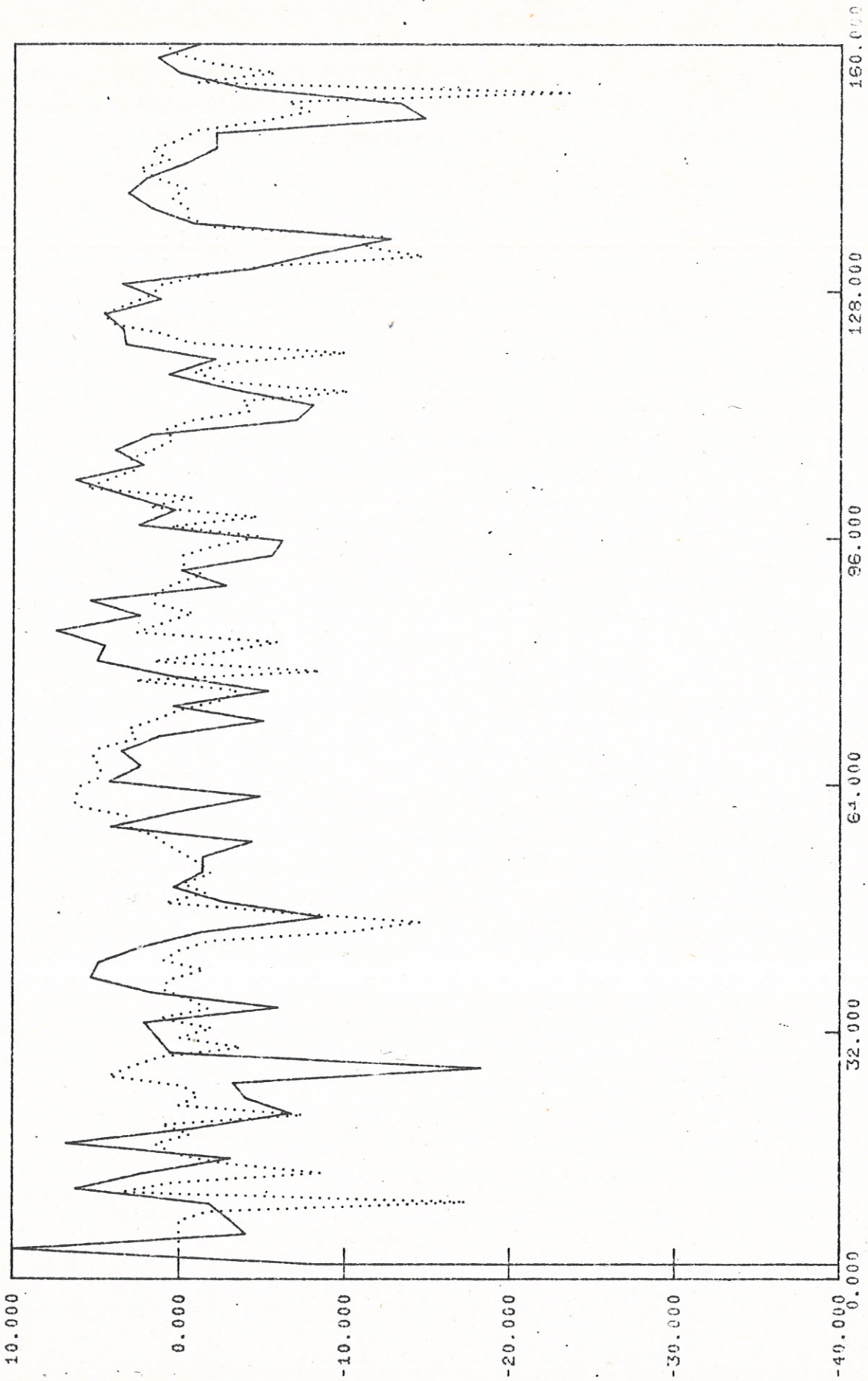


Figuur 38, Meting, berekening, Bron (-.18,.75,.0) Ontv. (.04,.145,.0)
meetpunt 3

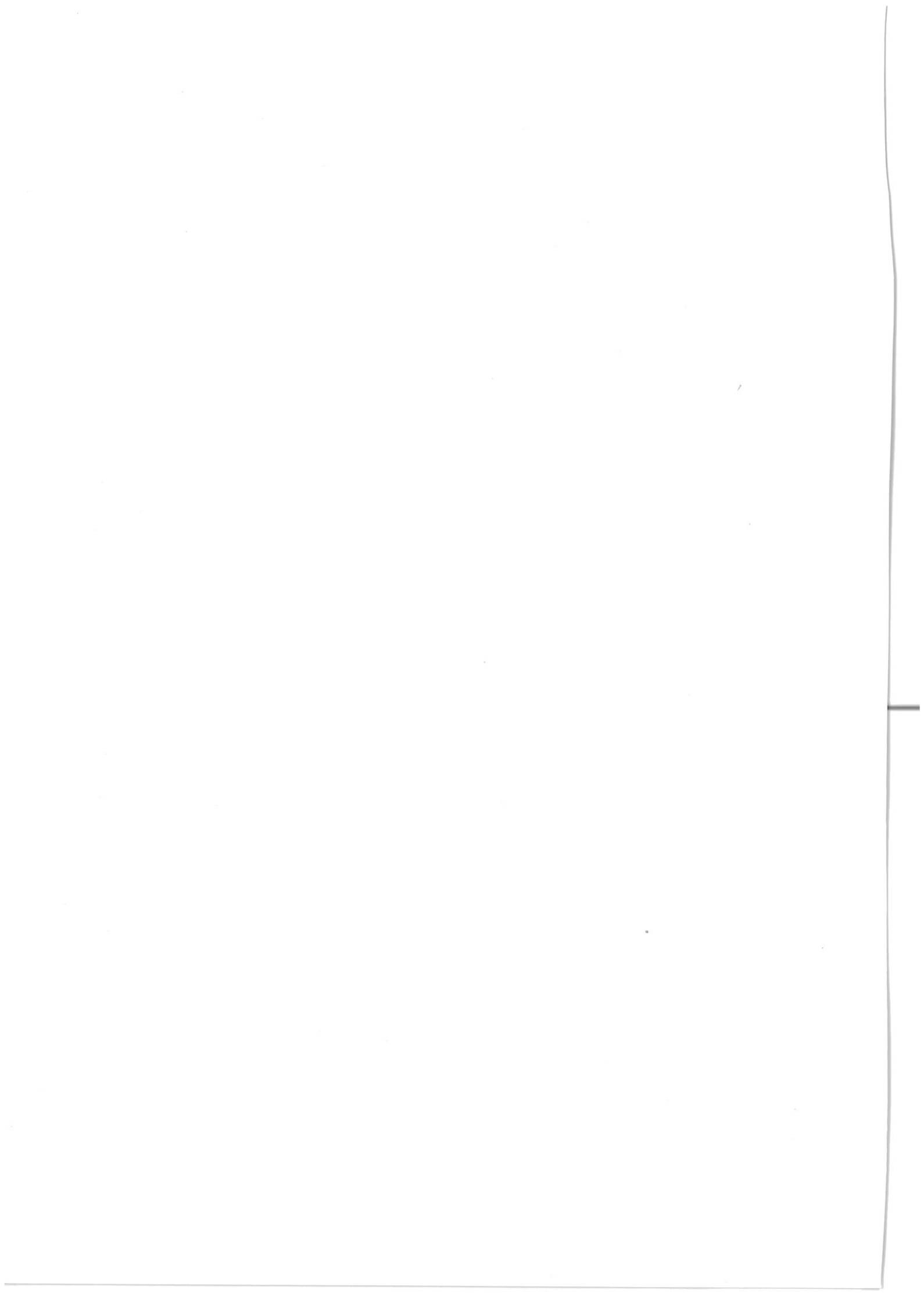


TNAK TS-PACKAGE

AMFL LG,20 #KW01 11 19

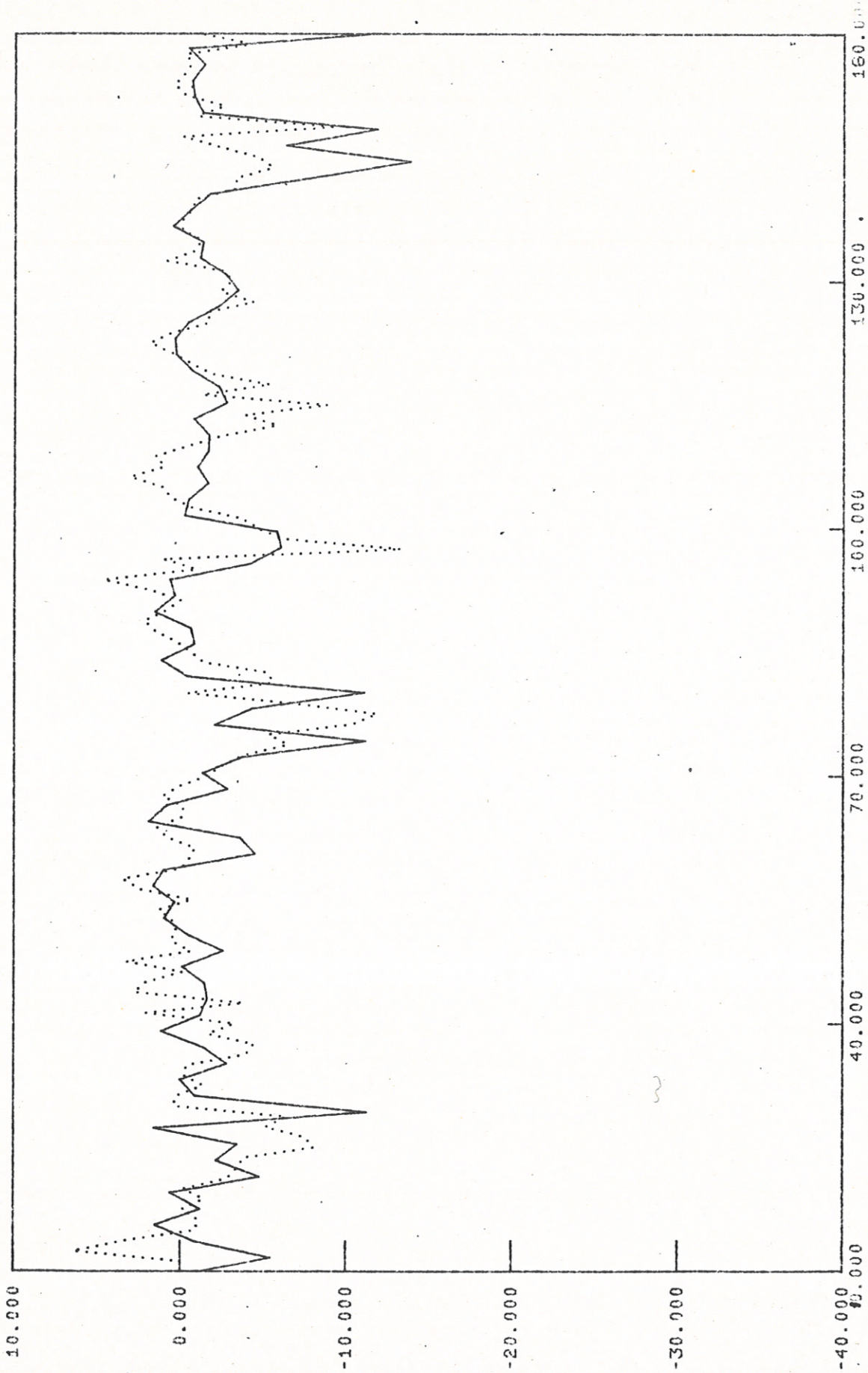


Figuur 39, Meting, berekening. Bron (-.30,.75,.0) Ontvanger (.055,.145,.0)
meetpunt 4



TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 2 12



Figuur 40, Meting, berekening. Bron (.01,.75,-.06) Ontv. (.008,.195,.02) meetpunt 5



TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 20

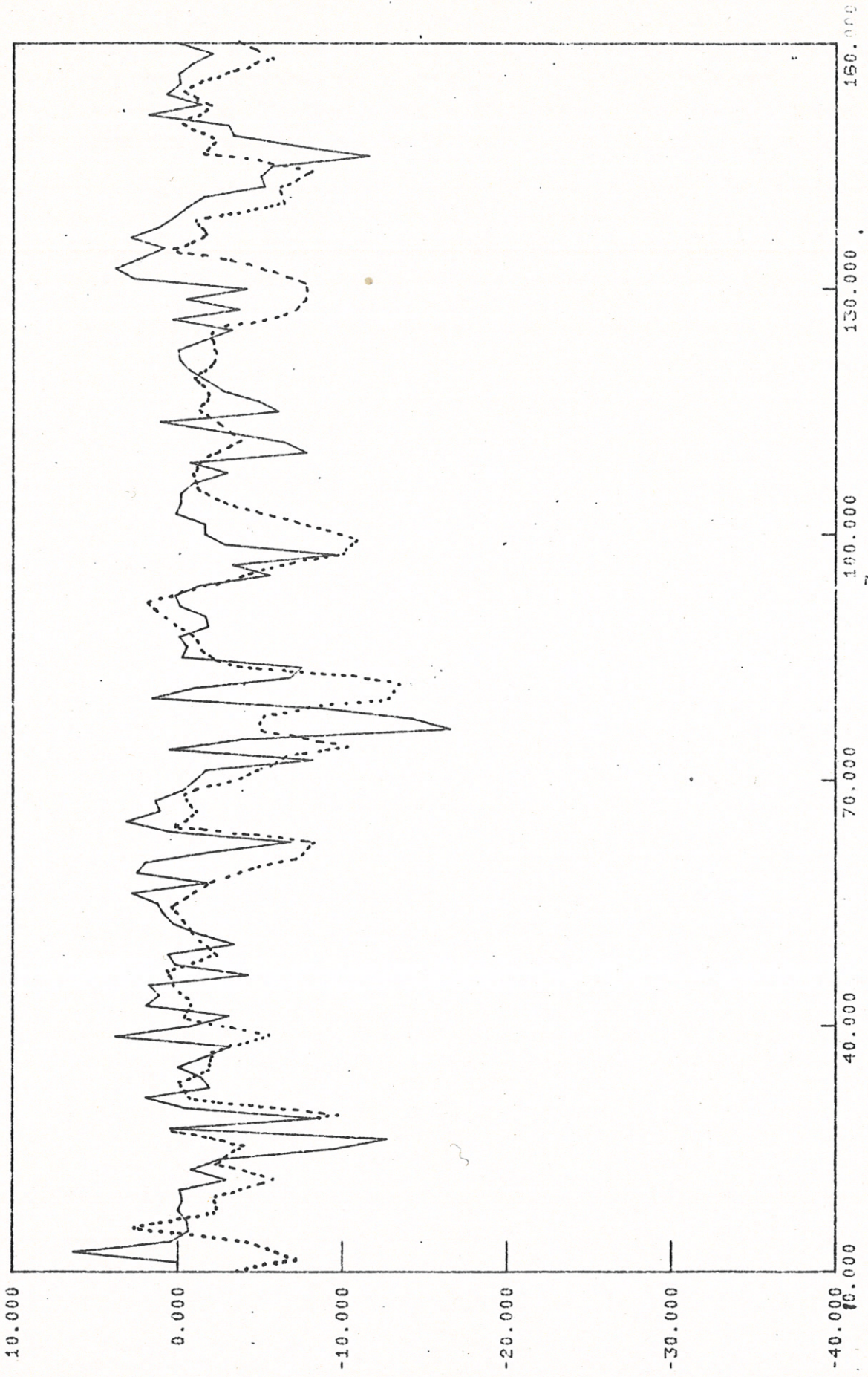


Figure 41, Eron (0.01,.75,-.12) Ontv (0.006,.155,.04)

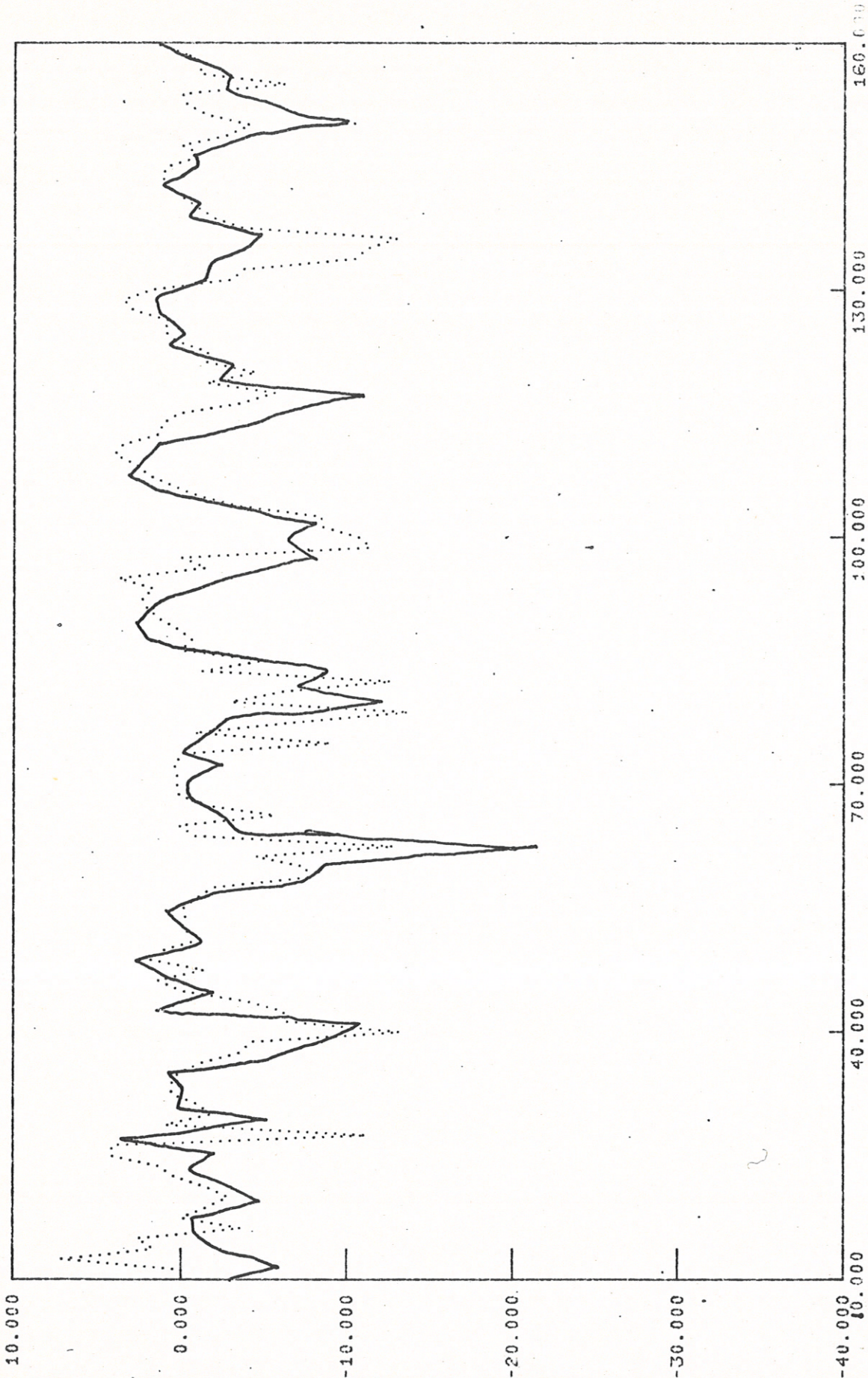
meetpunt 6



TNAK TS-PACKAGE

0 19

AMPL LG,20 #KW01



Figuur 42, Bron (.01,.75,-.18) Ontv (.01,.195,.06)

meetpunt 7



TNAK TS-PACKAGE

AMPL LG,20 #KW01 0 18

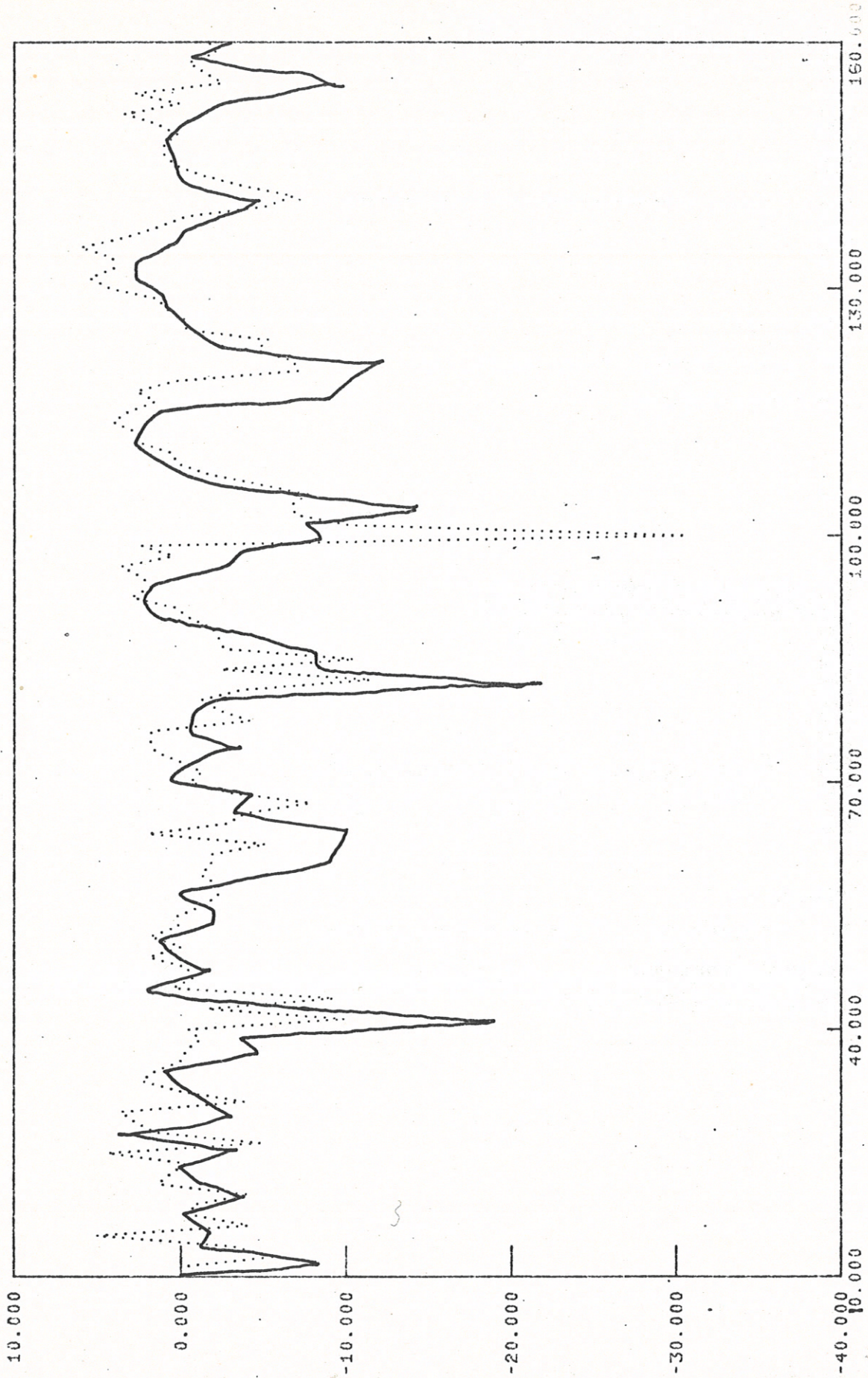
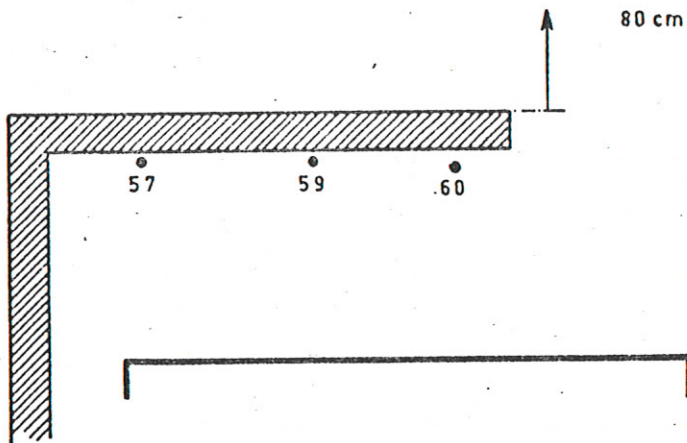
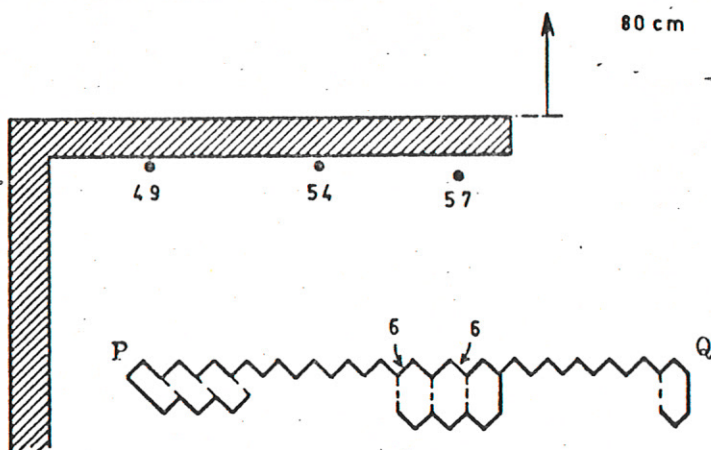


Figure 43, Bron (.01,.75,-.25) Ontv (.012,.195,.07) meetpunt 8



Figuur 44
 Het geluidniveau bij een rechte rij
 eengezinswoningen



Figuur 45
 Het geluidniveau bij een rij verspringende
 eengezinswoningen
 (Overgenomen uit Nijs (5))

VII Suggesties voor verder onderzoek

In dit hoofdstuk worden enige suggesties gedaan die kunnen leiden tot verder onderzoek. De suggesties zijn:

- a) Het behandelen van verschillende stukturen van het diffrakterend geveloppervlak
 - b) Combinatie van de rekenmodellen in één rekenmodel
 - c) Efficiëntere rekenmethode (aanpassing van de matrixgrootte)
 - d) Een betere methode voor het maken van de meetopstelling
- a Het behandelen van verschillende structuren van het diffrakterend geveloppervlak
-

In dit onderzoek werdde structuur van het geveloppervlak bepaald door galerijen aan een flatgebouw. We hebben dit benaderd door een ééndimensionale zgn. "sleuvenstructuur". In de praktijk komen nog meer structuren voor die wellicht in een computerprogramma verwerkt kunnen worden. Nijs (5) komt in hoofdstuk V.5 tot de conclusie dat de opstelling van eengezinswoningen in een rij gevolgen heeft voor het verstrooide geluidveld (fig. 44 en 45). Wanneer we de admittantieverdeling van het geveloppervlak PQ kennen, dan is het mogelijk de in dit onderzoek beschreven rekenmodellen op het probleem toe te passen. De admittantieverdeling kan hier echter niet op dezelfde manier als in bijlage I berekend worden, omdat hier geen sprake is van een sleuvenstructuur.

Een andere veel voorkomende structuur is een twee-dimensionale structuur, die we verkrijgen wanneer bijv. de ramen dieper geplaatst zijn in een overigens vlakke gevel, zoals op de voorplaat van dit verslag. Een vrij ruwe benadering krijgen we wanneer we het verstrooide veld opvatten als een superpositie van twee velden welke ontstaan door diffractie aan twee loodrecht op elkaar geplaatste één-dimensionale sleuvenstructuren in hetzelfde vlak. De juistheid van deze bewering kan experimenteel onderzocht worden.

b Combinatie van de rekenmodellen in één rekenmodel

In dit verslag zijn twee afzonderlijke rekenmodellen besproken. Om praktijkproblemen aan te pakken (gevel met eindige hoogte en oppervlakte-structuur op niet altijd akoestisch harde bodem) ligt het voor de hand beide modellen te combineren tot één rekenmodel. In eerste instantie moet getracht worden het probleem van een diffraktor met eindige afme-

Dit is een punt om heel lang over na te denken.
Zouden wij kunnen volstaan met de speculaire spiegelbron?

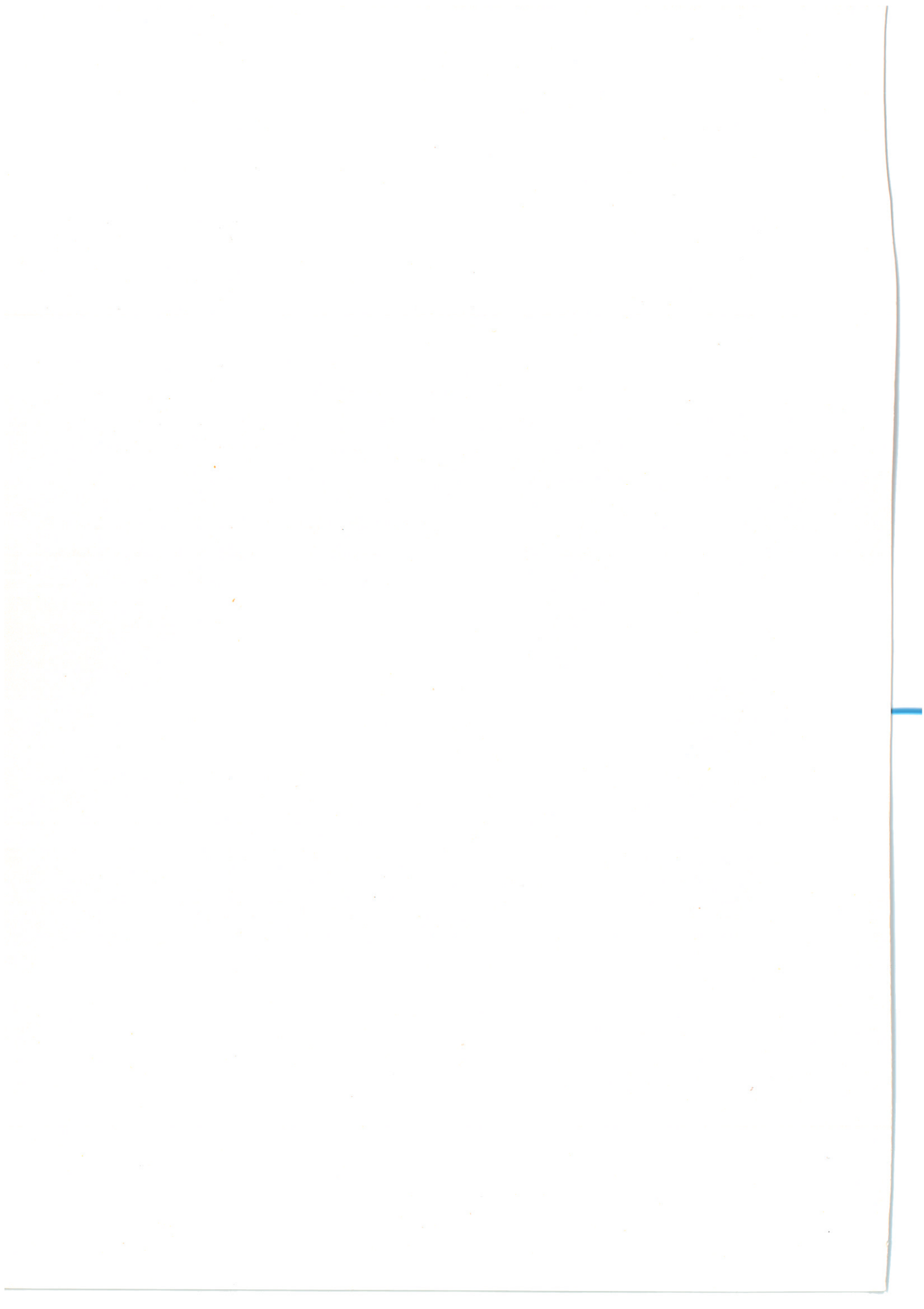
tingen aan te pakken. In grote lijnen komt het neer op de volgende procedure:

Bereken voor een oneindig grote diffraktor de virtuele broncoördinaten met hun bijbehorende complexe amplitude, bereken vervolgens voor iedere virtuele bron de druk p^r en p^d ter plaatse van de ontvanger volgens formule (12) en (14). De totale druk is een superpositie van alle gevonden drukken. Bedenk dat bij het berekenen van p^d de term D_1 (formule 17) nul gesteld moet worden voor alle virtuele bronnen, behalve voor de "nulde" bron, omdat deze ook reëel aanwezig is (D_1 heeft immers betrekking op de diffractie van de reële bron).

Vervolgens moeten bodemeffecten in rekening gebracht worden. Wanneer de bodem akoestisch hard is kan, zoals in deel A van dit verslag gedaan is, de overgang van het model van fig. 8 naar dat van figuur 9 gemaakt worden, mits de gevelstructuur na spiegelen onveranderd (dus zonder verschuiving) onder de bodem verder gaat. Het probleem kan dan zoals boven beschreven aangepakt worden. Wanneer de bodem absorberend is, kan genoemde overgang niet gemaakt worden. Het probleem van de eindige hoogte van de gevel kan dan toch nog opgelost worden volgens een analoge methode als de Jong (1) en (2) in zijn onderzoek naar afscherming door schermen en wallen gebruikte, echter het probleem van de gevelstructuur wordt moeilijker, omdat het invalende veld nu niet afkomstig is van alleen een puntbron, maar tevens van een in een absorberende bodem gespiegelde puntbron waarbij zgn. "oppervlaktegolven" optreden die, daar het hier geen stralenmodel betreft, niet in de reflektiefactor kunnen worden ondergebracht. In eerste benadering zouden deze oppervlaktegolven dus verwaarloosd moeten worden, wat waarschijnlijk geen grote fout introduceert.

c Efficiëntere rekenmethode

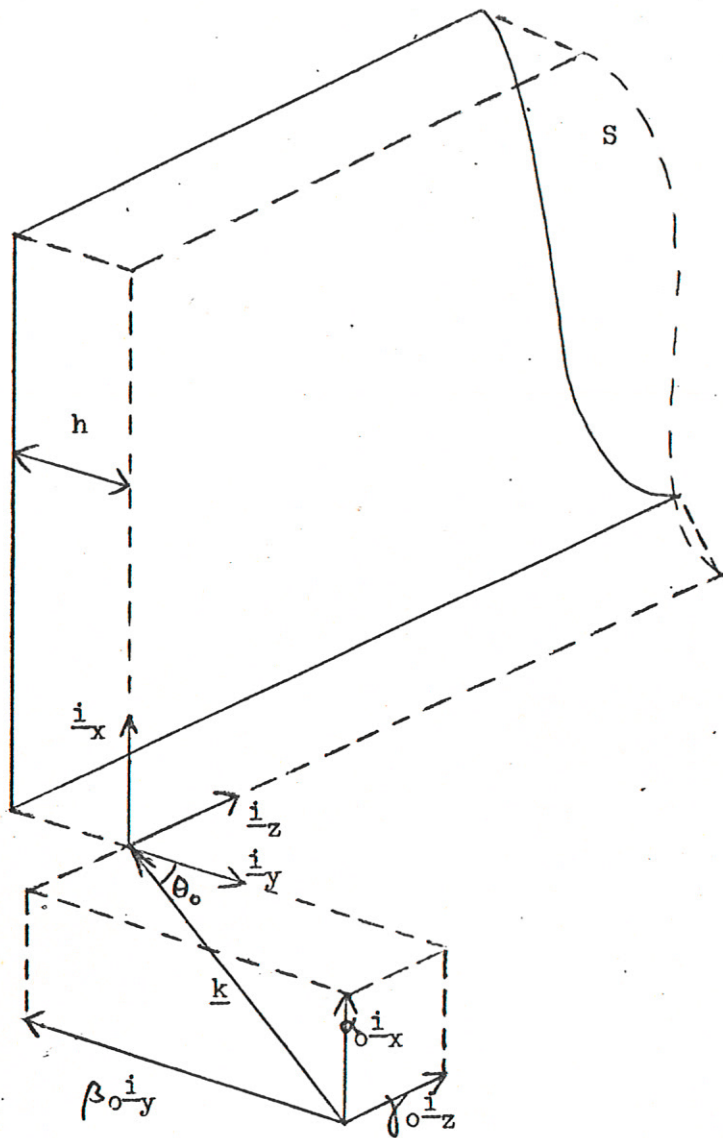
In B.V.c is vermeld, dat het aantal niet te verwaarlozen $|R_n|$ die het nabijheidsveld vertegenwoordigen frequentieafhankelijk is. Omdat de frequentieafhankelijkheid niet uit de configuratie van de "opstelling" valt af te leiden, moet deze op een andere manier bepaald worden: eerst kan $|R_0|$ als functie van de frequentie grof bepaald worden door voor iedere frequentie een kleine matrixvgl. op te lossen, de waarde van $|R_0|$ is dan een maat voor het aantal in de matrixvgl. mee te nemen nabijheidsveldtermen bij de definitieve oplossing.



d Een betere methode voor het maken van de meetopstelling.

In B.V.a is vermeld dat bij de berekening van het spectrum met de x-coördinaat van zowel bron als ontvanger gemanipuleerd moet worden om oevereenstemming tussen meting en berekening te verkrijgen. Dit werkt tamelijk onbevredigend, omdat het voorspellende karakter van de rekenprogramma's op deze manier niet tot zijn recht komt. Daarom is het gewenst een opstelling te realiseren waarin de coördinaten van bron en ontvanger t.o.v. de diffraktor nauwkeurig gedefiniëerd zijn. Gedacht wordt hierbij aan een opstelling waarin de componenten op standaards bevestigd zijn welke langs geleiders verplaatst kunnen worden die op hun beurt weer met het diffrakterend oppervlak verbonden zijn. De gehele constructie mag uiteraard het geluidveld niet waarneembaar beïnvloeden.

Voor praktische toepassing is het misschien voldoende om het gemiddelde spectrum van een aantal dicht bij elkaar geplaatste ontvangerposities te bepalen. De nauwkeurigheidseisen aan de opstelling worden dan een stuk soepeler.



Figuur 46

Het akoestisch harde oppervlak bevindt zich ter plaatse $y = -h$

De admittantie wordt berekend voor het vlak $y = 0$ (S).

Bijlage I

Theorie van diffraktor met periodieke oppervlakteadmittantie

In het x,z-vlak (S) bevindt zich een oneindig uitgestrekte diffraktor met een in de x-richting periodieke structuur met periode L. (In de z-richting is de structuur constant, zie figuur 22). Een op deze diffraktor invallende akoestische golf zal t.g.v. de periodieke structuur een in de x-richting periodieke admittantie η in het x,z-vlak ondervinden, waardoor deze golf verstrooid wordt. De admittantie is een functie van de diepte h van de sleuven in het oppervlak (en omdat h een functie is van x is de admittantie een functie van x; $\eta = \eta(x)$), verder is η afhankelijk van de hoek van inval van de golf en van het golfgetal k. We benaderen de admittantie van een sleuf door de admittantie in een vlak op een afstand h vóór een oneindig groot vlak oppervlak. Deze benadering mag slechts wanneer de sleufbreedte d_2 groot is t.o.v. de golflengte.

Veronderstel dat de invallende golfvronten vlak zijn, dat de hoek van inval met de normaal (\underline{i}_y) θ_0 bedraagt en dat de druk p^i gegeven wordt door:

$$\begin{aligned} p^i &= p_0 \exp(-jk \cdot \underline{r}) = \\ &= p_0 \exp(-jk \cdot \underline{i}_x x - jk \cdot \underline{i}_y y - jk \cdot \underline{i}_z z) \\ &= p_0 \exp(-j\alpha_0 x + j\beta_0 y - j\gamma_0 z) \end{aligned} \quad (51)$$

waarin:

$$\beta_0 = k \cos \theta_0 \quad (52)$$

en:

$$\alpha_0^2 + \beta_0^2 + \gamma_0^2 = \underline{k} \cdot \underline{k} \quad (53)$$

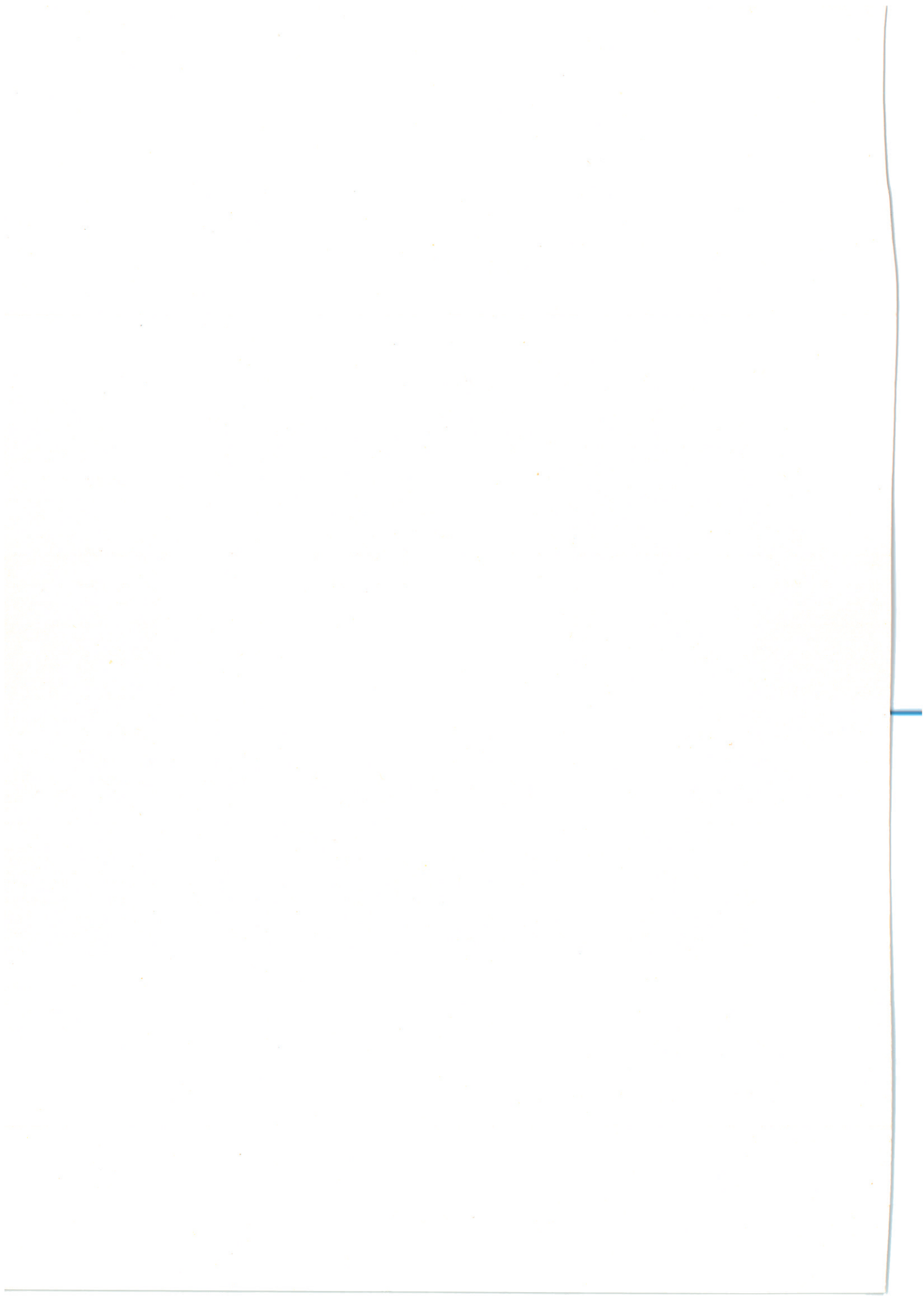
Omdat het oppervlak akoestisch hard is en gegeven wordt door $y = -h$ (zie fig. 46) wordt de gereflekteerde golf gegeven door:

$$p^s = p_0 \exp(-j\alpha_0 x - j\beta_0(y+2h) - j\gamma_0 z) \quad (54)$$

De totale druk bedraagt dus:

$$p = p_0 \exp(-j\alpha_0 x - j\gamma_0 z) \left[\exp(j\beta_0 y) + \exp\{-j\beta_0(y+2h)\} \right] \quad (55)$$

De admittantie ter plaatse $y = 0$ wordt gegeven door:



$$\eta|_{y=0} = \frac{\frac{\partial p}{\partial y}|_{y=0}}{jkp|_{y=0}} = \frac{j\beta_0 \{1 - \exp(-j\beta_0 2h)\}}{jk \{1 + \exp(-j\beta_0 2h)\}} \quad (56)$$

$$= j \cos\theta_0 \tan(kh \cos\theta_0)$$

Voor $\theta_0 = 0$ gaat dit over in:

$$\eta = j \tan(kh) \quad (57)$$

De admittantie als functie van x neemt dus twee waarden aan, n.l.:

$$\eta = j \cos\theta_0 \tan(kh_{\max} \cos\theta_0) \quad (58)$$

in de sleuven en

$$\eta = 0 \quad (59)$$

elders. (Immers daar geldt: $h = 0$).

We zijn nu geïnteresseerd in het door de diffraktor verstrooide veld. We veronderstellen dat dit veld evenals het invallende veld is opgebouwd uit vlakke golffronten. We zien dat:

$$\exp(j\alpha_0 x) p^i = p_0 \exp(j\beta_0 y - j\gamma_0 z) \quad (60)$$

onafhankelijk is van x . We veronderstellen nu dat $\exp(j\alpha_0 x) p^s$ (p^s is het verstrooide veld) periodiek is in x met periode L en dat geen verstrooiing in de z -richting plaatsvindt. (Dus γ_0 blijft ongewijzigd). Het verstrooide veld wordt dan gegeven door:

$$\exp(j\alpha_0 x) p^s = p_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \exp\left(-j \frac{2\pi n x}{L} - j\gamma_0 z\right) g_n(y) \quad (61)$$

of:

$$p^s = p_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \exp\left(-j\alpha_n x - j\gamma_0 z\right) g_n(y) \quad (62)$$

met:

$$\alpha_n = \alpha_0 + \frac{2\pi n}{L} \quad (63)$$

De functie $g_n(y)$ vinden we door p^s aan de golfvergelijking te laten voldoen; het veld is bronvrij, dus:

$$(\nabla^2 + k^2) p^s = 0 \quad (64)$$

Voor iedere term van de reeks geldt dan:



$$\left(-\alpha_n^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma_0^2 + k^2 \right) g_n(y) = 0 \quad (65)$$

Hieruit volgt:

$$g_n(y) = \exp \left(\pm j\beta_n y \right) \quad (66)$$

met:

$$\beta_n = \sqrt{k^2 - \alpha_n^2 - \gamma_0^2} \quad (67)$$

Voor een eindig aantal waarden van n ($-n_1, -n_1+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, n_2-1, n_2$) zal β_n reëel zijn, voor een oneindig aantal waarden van n zal β_n imaginair zijn.

Als β_n reëel is, dan geldt:

$$g_n(y) = \exp \left(- j\beta_n y \right) \quad (68)$$

met:

$$\operatorname{Re} (\beta_n) \geq 0 \quad (69)$$

want de golven lopen in de $+y$ -richting, er vindt afstraling plaats.

Als β_n imaginair is, dan geldt:

$$g_n(y) = \exp \left(- j\beta_n y \right) \quad (70)$$

met:

$$\operatorname{Im} (\beta_n) \leq 0 \quad (71)$$

de golf plant zich dan volgens een negatieve e-macht voort, er is sprake van een nabijheidsveld.

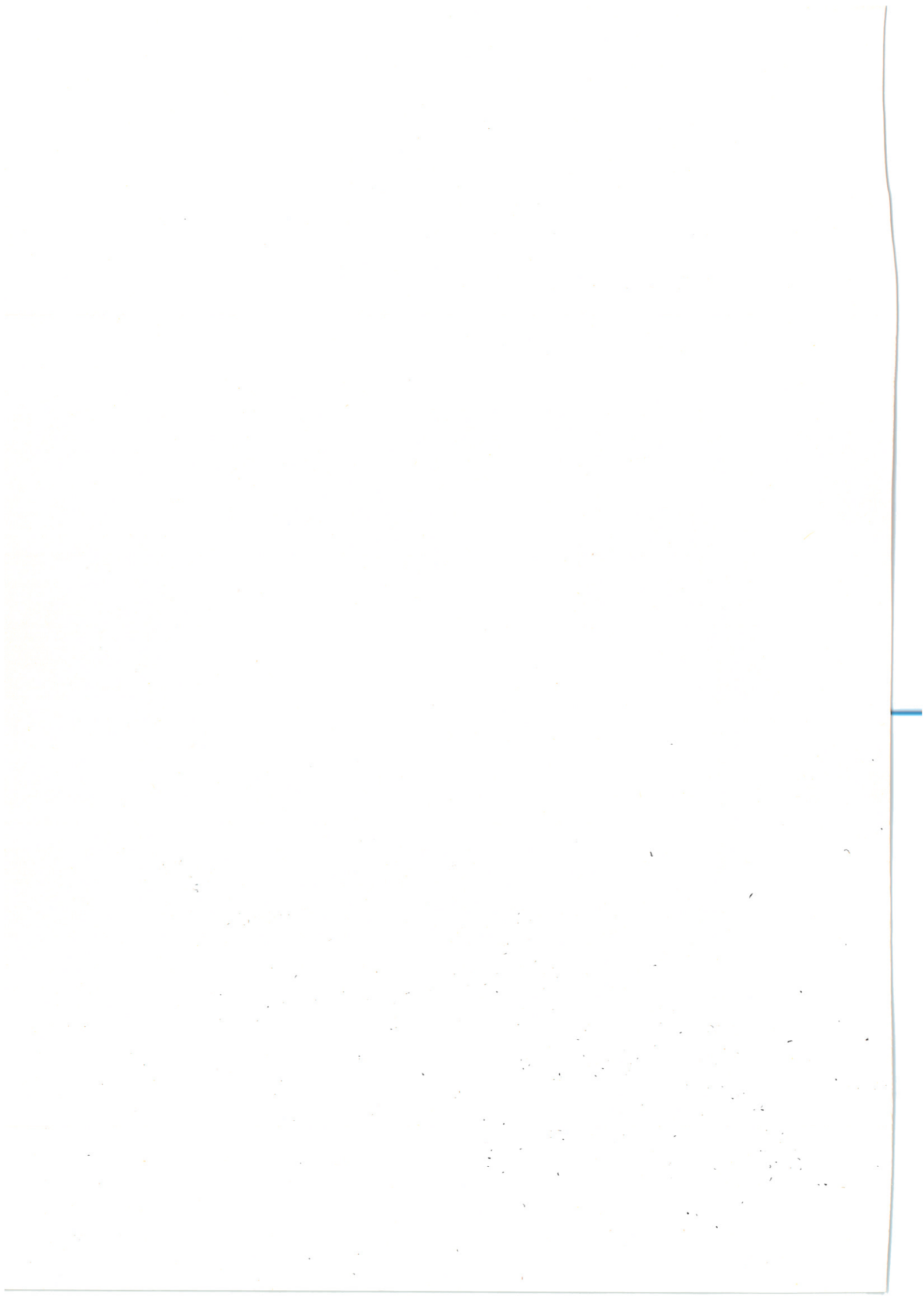
Het afgestraalde veld, dus met verwaarlozing van het nabijheidsveld, wordt gegeven door:

$$p^s = p_0 \sum_{n=-n_1}^{n_2} R_n \exp \left(- j\alpha_n x - j\beta_n y - j\gamma_0 z \right) \quad (72)$$

Hierin is alleen R_n nog niet bepaald. Hiertoe wordt het randvoorwaardeprobleem op S ($y = 0$) opgelost. (Zie A.II.b en de Hoop (6), hoofdstuk 7).

Op S geldt:

$$\lim_{y \downarrow 0} \left[\frac{\partial}{\partial y} p - jk\eta(x)p \right] = 0 \quad \forall x \forall z \quad (73)$$



met:

$$\eta(x + L) = \eta(x) \quad \forall x \quad (74)$$

$$p = p_0 \left\{ \exp(-j\alpha_0 x + j\beta_0 y - j\gamma_0 z) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \exp(-j\alpha_n x - j\beta_n y - j\gamma_n z) \right\} \quad (75)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} p = p_0 \left\{ j\beta_0 \exp(-j\alpha_0 x + j\beta_0 y - j\gamma_0 z) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j\beta_n) R_n \exp(-j\alpha_n x - j\beta_n y - j\gamma_n z) \right\} \quad (76)$$

Dus geldt voor $y \downarrow 0$:

$$j\beta_0 \exp(-j\alpha_0 x) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j\beta_n) R_n \exp(-j\alpha_n x) + jk\eta(x) \left\{ \exp(-j\alpha_0 x) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \exp(-j\alpha_n x) \right\} = 0 \quad \forall x \quad (77)$$

We schrijven $\eta(x)$ als fourierreeks:

$$\eta(x) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \eta_q \exp(-j \frac{2\pi q x}{L}) \quad (78)$$

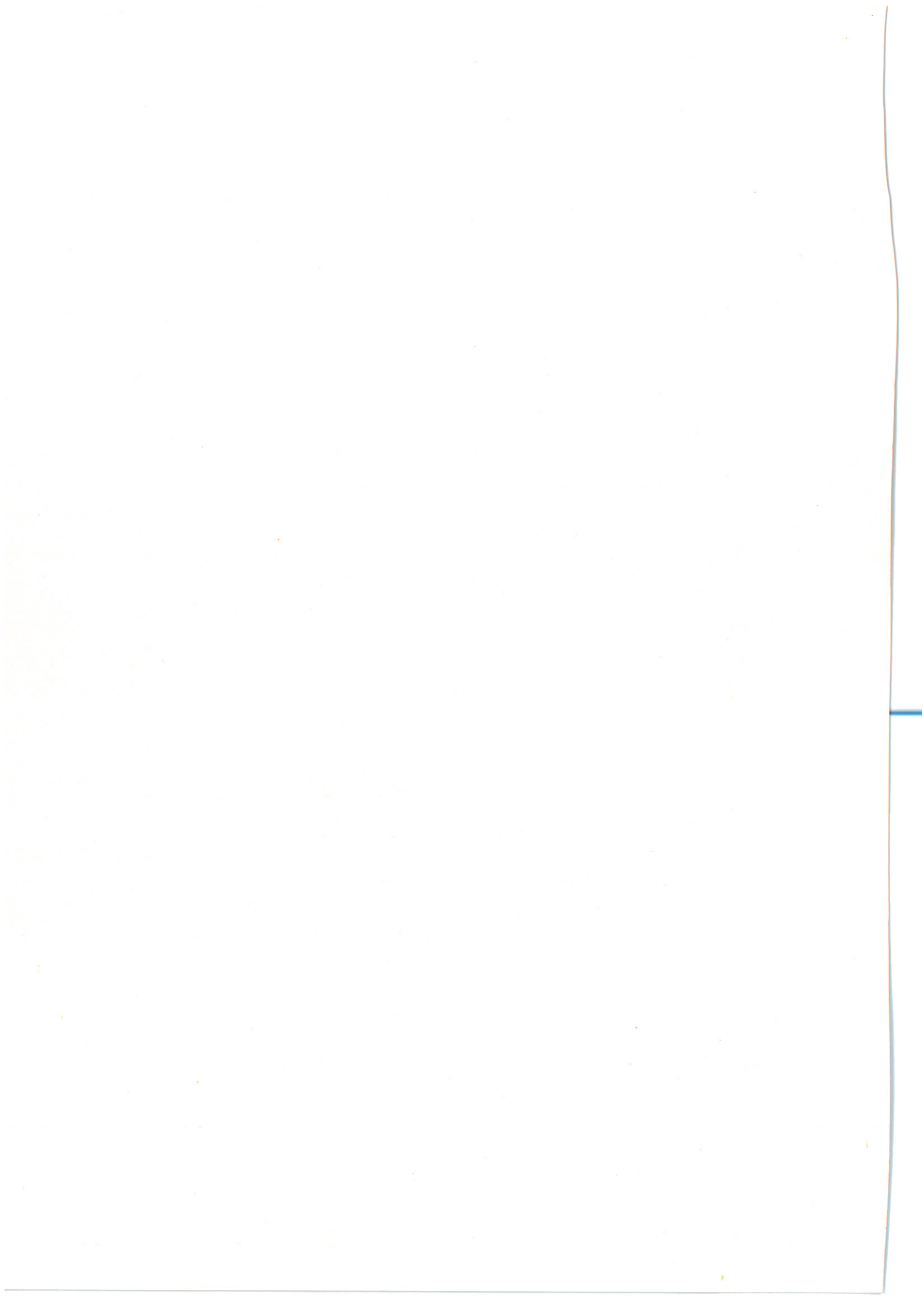
met:

$$\eta_q = \frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} \eta(x) \exp(j \frac{2\pi q x}{L}) dx \quad (79)$$

Na substitutie van $\eta(x)$ (form 78) in form.(77) en na uitdeling van $\exp(-j\alpha_0 x)$ verkrijgen we:

$$j\beta_0 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j\beta_n) R_n \exp(-j \frac{2\pi n x}{L}) - jk \sum_{q=-\infty}^{\infty} \eta_q \exp(-j \frac{2\pi q x}{L}) + jk \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_q R_n \exp(-j \frac{2\pi(q+n)x}{L}) = 0 \quad \forall x \quad (80)$$

M.b.v. een fouriertransformatie brengen we deze vergelijking naar het k_x -domein. Hiertoe maken we gebruik van de operator:



$$\frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} \exp \left(j \frac{m2\pi x}{L} \right) dx \quad (81)$$

Voor de operator geldt:

$$\frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} \exp \left(j \frac{m2\pi x}{L} \right) dx = \delta_{m,0} \quad (82)$$

waarin δ de Kroneckerdelta voorstelt:

$$\delta_{m,n} = \begin{cases} 1 & \text{voor } m=n \\ 0 & \text{voor } m \neq n \end{cases} \quad (83)$$

De operator toegepast op een konstante K levert:

$$\frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} K \exp \left(j \frac{m2\pi x}{L} \right) dx = K \delta_{m,0} \quad (84)$$

De operator toegepast op een som

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n \exp \left(-j \frac{2\pi n x}{L} \right) \quad (85)$$

levert:

$$\frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n \exp \left(j \frac{2\pi(m-n)x}{L} \right) dx = \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n \delta_{m,n} = K_m \quad (86)$$

De operator toegepast op een dubbelsom

$$\sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n L_q \exp \left(-j \frac{2\pi(q+n)x}{L} \right) \quad (87)$$

levert:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n L_q \exp \left(j \frac{2\pi(m-q-n)x}{L} \right) dx = \\ & = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n L_q \delta_{q,m-n} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n L_{m-n} \end{aligned} \quad (88)$$

Ervaring met "optimal plane diffusers": matix moet
veel groter dan lopende golven. Hoe lay dat hier?

Als we nu de operator toepassen op de vergelijking in form.(80) dan vinden we:

$$j\beta_0 \delta_{m,0} - j\beta_m R_m - jk\eta_m - jk \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \eta_{m-n} = 0 \quad \forall m \quad (89)$$

Wanneer we R_m herschrijven als:

$$R_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \delta_{m,n} \quad (90)$$

kunnen we form (89) schrijven als:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (k\eta_{m-n} + \beta_m \delta_{m,n}) R_n = -k\eta_m + \beta_0 \quad \forall m \quad (91)$$

Dit stelsel vergelijkingen is alleen oplosbaar voor eindige m en n

Wanneer we stellen:

$$-N_1 \leq m \leq N_2 \quad (92)$$

$$-N_1 \leq n \leq N_2 \quad (93)$$

ontstaat de volgende matrixvergelijking:

$$\begin{bmatrix} (k\eta_0 + \beta_{-N_1}) k\eta_{-1} & k\eta_{-2} & \dots & k\eta_{-N_1-N_2} \\ k\eta_1 (k\eta_0 + \beta_{-N_1+1}) & k\eta_{-1} & \dots & k\eta_{-N_1-N_2+1} \\ k\eta_2 & k\eta_1 (k\eta_0 + \beta_{-N_1+2}) & \dots & k\eta_{-N_1-N_2+2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ (k\eta_{N_1+N_2}) & (k\eta_{N_1+N_2-1}) & \dots & k\eta_0 + \beta_{N_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{-N_1} \\ R_{-N_1+1} \\ R_{-N_1+2} \\ \dots \\ R_0 \\ \dots \\ R_{N_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -k\eta_{-N_1} \\ -k\eta_{-N_1+1} \\ -k\eta_{-N_2+2} \\ \dots \\ -k\eta_0 + \beta_0 \\ \dots \\ -k\eta_{N_2} \end{bmatrix} \quad (94)$$

De grootte van N_1 en N_2 hangt af van het aantal coëfficiënten R_n dat bij lopende golven hoort (de overige R_n vertegenwoordigen het nabijheidsveld) en van de nauwkeurigheid waarmee we deze R_n willen bepalen. In ieder geval moet gelden:

$$-N_1 < -n_1 \quad \text{en} \quad N_2 > n_2 \quad (95)$$

(Afstraling voor $-n_1 \leq n \leq n_2$)



Bijlage II

De computerprogramma's

KWSTR .

KWEVG

KWVBR

KWONT

Subroutines:

KWSUB

De subroutines CSIMQ, CMADS en LOC bevinden zich op &CSSP en zijn overgenomen van &SSP (Scientific Software Package) en herschreven voor complexe matrices.

CSIMQ lost complexe matrixvergelijkingen op.

CMADS bepaalt de som van een matrix en een diagonaalmatrix.

(Deze subroutine is niet van &SSP afkomstig).

LOC kent aan indices van een matrixelement een nieuwe index toe ten behoeve van de subroutines voor matrixbewerkingen.

Deze drie subroutines zijn niet in deze bijlage opgenomen.

De datafile #KWVBR wordt gecreëerd met:

CR,#KWVBR::23:2:256:128

De datafile #KW01 wordt met het TS-Software-Package (4) gecreëerd. (Blok lengte 512).



&KWSTR : : 1.3 * 10:59 AM MON., 22 OCT., 1979

```
0001 FTN4
0002 PROGRAM KWSTR(3,82)
0003 C-----
0004 C Dit programma is een stuurprogramma. Hiermee kunnen de rekenprogram-
0005 C ma's KWEVG, KWVBR en KWONT gestart worden. Verdere informatie volgt
0006 C bij draaien van dit programma. Start dit programma met SYRU.
0007 C-----
0008 DIMENSION I(5),X(7),II(2),XINP1(512),XINP2(512),XOUT(512)
0009 DIMENSION ITIME(5),IMONTH(12),INAME(3),INAMF(3),INAMG(3),INAMH(3)
0010 DIMENSION IDCB(144),IBUF(128)
0011 DATA INAME/2HKW,2HVB,1HR/
0012 DATA INAMF/2HKW,2HON,1HT/
0013 DATA INAMG/2HKW,2HEV,1HG/
0014 DATA INAMH/2H#K,2HW0,1H1/
0015 DATA IMONTH/31,28,31,30,31,30,31,31,30,31,30,31/
0016 CALL RMPAR(I)
0017 LU=I(1)
0018 IF(LU.EQ.0)LU=1
0019 CALL ERROR(LU)
0020 CALL OPEN(IDCB,IERR,INAMH,3,2HAK,23)
0021 CALL FMERR(IERR,LU,49)
0022 CALL SPOP(6,LA)
0023 CALL EXEC(11,ITIME,IYEAR)
0024 MONTH=1
0025 1 IF(ITIME(5)-IMONTH(MONTH).LE.0)GOTO 2
0026 ITIME(5)=ITIME(5)-IMONTH(MONTH)
0027 MONTH=MONTH+1
0028 GOTO 1
0029 2 WRITE(LA,3)IYEAR,MONTH,ITIME(5),ITIME(4),ITIME(3)
0030 3 FORMAT(" Hier volgt een opsomming van wat met KWSTR gedaan is op:"
0031 &3I4" vanaf:"2I3" v.")
0032 ITIME(4)=ITIME(4)/12+1
0033 GOTO(4,6) ITIME(4)
0034 4 WRITE(LU,5)
0035 5 FORMAT(" GOEDE MORGEN")
0036 GOTO 8
0037 6 WRITE(LU,7)
0038 7 FORMAT(" GOEDE MIDDAG")
0039 8 WRITE(LU,9)
0040 9 FORMAT("/"Dit programma is een stuurprogramma."/"Hiermee kunnen de
0041 &rekenprogramma's KWVBR, KWONT en KWEVG gestart worden."/
0042 &"Tevens kunnen bewerkingen op gemeten signalen aangeroepen worden.
0043 & "/"Het programma KWVBR berekent bij gegeven broncoördinaten en ge-
0044 &geven"/"structuur van het reflekterende oppervlak voor een groot a
0045 &antal"/"frequenties een aantal virtuele bronnen met complexe ampli
0046 &tude- en "/"faseinformatie en bergt dit alles op in #KWVBR."/
0047 &"Het programma KWONT haalt de gegevens van #KWVBR op en kan voor a
0048 &gegeven"/"ontvangercoördinaten het spectrum van het gereflecteerde
0049 &veld t.o.v."/"het door een vlakke plaat gereflecteerde veld bereke
0050 &nen. Dit spectrum"/"wordt opgeborgen in een gegeven record van #KW
0051 &01. (Deze file bevat 20"/"records). De door dit programma bewerkte
0052 & signalen worden ook als spectrum"/"in #KW01 opgeborgen. Met het T
0053 &S-SOFTWARE-PACKAGE kunnen dan berekende"/"en gemeten signalen in e
0054 &en plot bekeken worden."/"Het programma KWEVG berekent het door ee
0055 &n eindige vlakke gevel gereflek-"/"teerde veld t.o.v het door een
0056 &oneindige vlakke gevel gereflecteerde veld"/"(voor de gevel bevind
0057 &t zich een akoestisch harde bodem)."/"Wil je eerst rekenen? _")
0058 READ(LU,10) J
```



```
059 10 FORMAT(A2)
060 IF(J.NE.2HJA) GO TO 200
061 15 WRITE(LU,20)
062 20 FORMAT(/"Met welk programma,KWVBR, KWONT of KWEVG?-Geef resp. VBR,
063 &ONT, of EVG _")
064 READ(LU,10) J
065 CALL EXEC(15,1,ISTRK,IDISC,ISECT)
066 IF(J.EQ.2HON) GO TO 70
067 IF(J.EQ.2HEV) GO TO 120
068 29 WRITE(LU,30)
069 30 FORMAT(/"Is het programma al geladen? Zo niet, dan gaat KWSTR susp
070 &end. (Weer starten met SYGO KWSTR). _")
071 READ(LU,10) J
072 IF(J.NE.2HNE) GOTO 40
073 CALL EXEC(7)
074 40 WRITE(LU,50)
075 50 FORMAT(/"Invoer van de broncoordinaten: X0,Y0,Z0 _")
076 READ(LU,*)X(1),X(2),X(3)
077 WRITE(LU,60)
078 60 FORMAT(/"Invoer van AL (periode in m.), HMAX (diepte van de 'sleuf
079 &' in m.) en"/"D2 (breedte van de 'sleuf' in m.) _")
080 READ(LU,*)X(4),X(5),X(6)
081 CALL EXEC(2,IDISC,X,12,ISTRK,0)
082 CALL EXEC(10,INAME,LU,IDISC,ISTRK)
083 WRITE(LA,65)(X(K),K=1,6)
084 65 FORMAT(/" Het programma KWVBR heeft gedraaid, de broncoordinaten (
085 &X0,Y0,Z0) zijn resp."3F7.3 /" De periode bedraagt:"F5.3"
086 &m."/" De diepte van de 'sleuf' bedraagt:"F5.3" m."/" De breedte v
087 &an de 'sleuf' bedraagt:"F5.3" m.")
088 GOTO 200
089 70 WRITE(LU,80)
090 80 FORMAT(/"Zijn er al virtuele bronnen berekend m.b.v. KWVBR ? _")
091 READ(LU,10) J
092 IF(J.EQ.2HNE) GO TO 29
093 WRITE(LU,30)
094 READ(LU,10) J
095 IF(J.NE.2HNE) GOTO 85
096 CALL EXEC(7)
097 85 WRITE(LU,90)
098 90 FORMAT(/"Invoer van de ontvangercoordinaten X1,Y1,Z1: _")
099 READ(LU,*)X(1),X(2),X(3)
100 WRITE(LU,100)
101 100 FORMAT(/"Het berekende spectrum wordt opgeborgen in #KW01 in recor
102 &dnr.: _")
103 READ(LU,*)II(1)
104 CALL EXEC(2,IDISC,X,8,ISTRK,0)
105 CALL EXEC(2,IDISC,II,2,ISTRK,2)
106 CALL EXEC(10,INAMF,LU,IDISC,ISTRK)
107 WRITE(LA,110)II(1),X(1),X(2),X(3)
108 110 FORMAT(/" recnr"13": Berekend spectrum,de ontvangercoordinaten (X
109 &1,Y1,Z1) zijn resp.:"3F7.3)
110 GOTO 200
111 120 WRITE(LU,30)
112 READ(LU,10)
113 IF(J.NE.2HNE) GOTO 130
114 CALL EXEC(7)
115 130 WRITE(LU,140)
116 140 FORMAT(/"Invoer van de broncoordinaten X0,Y0,Z0, de ontvangercoord
117 &inaten X1,Y1,Z1,"/"en de hoogte van de gevel H _")
118 READ(LU,*)(X(K),K=1,7)
```



```
19      WRITE(LU,100)
20      READ(LU,*)II(1)
21      CALL EXEC(2,IDISC,X,14,ISTRK,0)
22      CALL EXEC(2,IDISC,II,2,ISTRK,2)
23      CALL EXEC(10,INAMG,LU,IDISC,ISTRK)
24      WRITE(LA,150)II(1),(X(K),K=1,7)
125 150 FORMAT(/" recnr"13": Berekend spectrum van KWEVG, de broncoördinat
126      &en zijn:"3F7.3/"           De ontvanger coördinaten zijn:"3F7.3/"
127      &           De hoogte van de gevel is:"F7.3)
128 200 WRITE(LU,210)
129 210 FORMAT(/"Geef een van de volgende opdrachten!"
130      &/"Rekenen:           RE"
131      &/"Shift:            SHI"
132      &/"Start zero:       STZ"
133      &/"Remove average:  RMA"
134      &/"Window:           WND"
135      &/"Inverteren:       INV"
136      &/"Convolveren:      CVL"
137      &/"Onderbreken:      SUS"
138      &/"Stoppen:         SP"/)
139      READ(LU,10) J
140      IF(J.EQ.2HRE) GOTO 15
141      IF(J.EQ.2HSH) GOTO 230
142      IF(J.EQ.2HST) GOTO 260
143      IF(J.EQ.2HRM) GOTO 290
144      IF(J.EQ.2HWN) GOTO 320
145      IF(J.EQ.2HIN) GOTO 350
146      IF(J.EQ.2HCV) GOTO 380
147      IF(J.EQ.2HSU) GOTO 217
148      IF(J.EQ.2HSP) GOTO 998
149 217 WRITE(LU,218)
150 218 FORMAT(/"Het programma gaat suspend, het is weer te starten met SY
151      &GO KWSTR"/"Er kunnen nu signalen van #KW01 bekeken worden")
152      CALL CLOSE (IDCB,IERR)
153      CALL EXEC(7)
154      CALL OPEN(IDCB,IERR,INAMH,3,2HAK,23)
155      GOTO 200
156 230 WRITE(LU,240)
157 240 FORMAT(/"Van recordnr. naar recordnr. en over hoeveel punten?"
158      &/"pos. naar rechts)  _")
159      READ(LU,*)IREC1,IREC2,NPNTS
160      CALL RDDF(IDCB,IBUF,XINP1,512,IREC1,0,LEN,IDT,SR)
161      IF(IDT.NE.1) CALL TSFFT(XINP1,512,-1,XINP1)
162      CALL TSSHI(XINP1,512,NPNTS,XOUT)
163      CALL WRDF(IDCB,IBUF,XOUT,512,IREC2,0,LEN,1,SR)
164      WRITE(LA,245)IREC2,IREC1,NPNTS
165 245 FORMAT(/" recnr"13": shift toegepast op recnr"13" over"14" punten:
166      & (pos. naar rechts)")
167      GO TO 200
168 260 WRITE(LU,270)
169 270 FORMAT(/"Van recordnr. naar recordnr.?  _")
170      READ(LU,*)IREC1,IREC2
171      CALL RDDF(IDCB,IBUF,XINP1,512,IREC1,0,LEN,IDT,SR)
172      IF(IDT.NE.1) CALL TSFFT(XINP1,512,-1,XINP1)
173      CALL TSSTZ(XINP1,512,XOUT)
174      CALL WRDF(IDCB,IBUF,XOUT,512,IREC2,0,LEN,1,SR)
175      WRITE(LA,275)IREC2,IREC1
176 275 FORMAT(/" recnr"13": startzero toegepast op recnr"13)
177      GOTO 200
178 290 WRITE(LU,270)
```




```
179 READ(LU,*)IREC1,IREC2
180 CALL RDDF(IDCIB,IBUF,XINP1,512,IREC1,0,LEN,IDT,SR)
181 IF(IDT.NE.1) CALL TSFFT(XINP1,512,-1,XINP1)
182 CALL TSRMA(XINP1,512,XOUT)
183 CALL WRDF(IDCIB,IBUF,XOUT,512,IREC2,0,LEN,1,SR)
184 WRITE(LA,305)IREC2,IREC1
185 305 FORMAT(/" recnr"13": remove average toegepast op recnr"13)
186 GO TO 200
187 320 WRITE(LU,270)
188 READ(LU,*)IREC1,IREC2
189 CALL RDDF(IDCIB,IBUF,XINP1,512,IREC1,0,LEN,IDT,SR)
190 CALL TSWND(XINP1,512,3,257,256,XOUT)
191 CALL WRDF(IDCIB,IBUF,XOUT,512,IREC2,0,LEN,IDT,SK)
192 WRITE(LA,335)IREC2,IREC1
193 335 FORMAT(/" recnr"13": rechts cosinuswindow (startpunt 257, eindpunt
194 & 512) toegepast op recnr"13)
195 GO TO 200
196 350 WRITE(LU,270)
197 READ(LU,*)IREC1,IREC2
198 CALL RDDF(IDCIB,IBUF,XINP1,512,IREC1,0,LEN,IDT,SR)
199 IF(IDT.NE.2) CALL TSFFT(XINP1,512,1,XINP1)
200 CALL TSINV(XINP1,512,50,XOUT)
201 CALL WRDF(IDCIB,IBUF,XOUT,512,IREC2,0,LEN,2,SR)
202 WRITE(LA,365)IREC2,IREC1
203 365 FORMAT(/" recnr"13": inverteren toegepast op recnr"13)
204 GOTO 200
205 380 WRITE(LU,390)
206 390 FORMAT(/"Recordnr. en recordnr. naar recordnr. _")
207 READ(LU,*)IREC1,IREC2,IREC3
208 CALL RDDF(IDCIB,IBUF,XINP1,512,IREC1,0,LEN,IDT1,SR)
209 CALL RDDF(IDCIB,IBUF,XINP2,512,IREC2,0,LEN,IDT2,SR)
210 IF(IDT1.NE.2) CALL TSFFT(XINP1,512,1,XINP1)
211 IF(IDT2.NE.2) CALL TSFFT(XINP2,512,1,XINP2)
212 CALL TSCVL(XINP1,512,XINP2,XOUT)
213 CALL WRDF(IDCIB,IBUF,XOUT,512,IREC3,0,LEN,2,SR)
214 WRITE(LA,395)IREC3,IREC1,IREC2
215 395 FORMAT(/" recnr"13": convolutie van recnr"13" en recnr"13)
216 GOTO 200
217 998 CALL CLOSE(IDCIB,IERR)
218 CALL FMERR(IERR,LU,99)
219 WRITE(LA,999)
220 999 FORMAT(//" EINDE PROGRAMMA KWSTR")
221 CALL SPCL(LA)
222 WRITE(LU,1000)
223 1000 FORMAT(/"Einde van het programma KWSTR, op de regeldrukker verschi
224 &jnt een lijstje van"/"de berekeningen en de bewerkingen die we uit
225 &gevoerd hebben.")
226 END
227 END$
```

*KWEVG : : 1.3 * 10:59 AM MON., 22 OCT., 1979

```
001 FTN4
002 PROGRAM KWEVG(3,90)
003 C-----
004 C Dit programma kan alleen gestart worden met het programma KWSTR
005 C-----
006 DIMENSION I(5),NAMF(3),IDCB(144),IBUF(128),X(7),II(2)
007 REAL K,L11,L21,L12,L22,KR
```



```
0008 COMPLEX D11,D21,D12,D22
0009 COMPLEX PD11,PD21,PD12,PD22
0010 COMPLEX PREFL,PRAC,PON,PEIN,QUO(256)
0011 DATA PIE/3.141592653/
0012 DATA NAMF/2H#K,2HW0,1H1/
0013 CALL RMPAR(I)
0014 LU=I(1)
0015 IDISC=I(2)
0016 ISTRK=I(3)
0017 CALL ERROR (LU)
0018 CALL EXEC(1,IDISC,X,14,ISTRK,0)
0019 CALL EXEC(1,IDISC,II,2,ISTRK,2)
0020 CALL EXEC(16,1,ISTRK,IDISC)
0021 X0=X(1)
0022 Y0=X(2)
0023 Z0=X(3)
0024 X1=X(4)
0025 Y1=X(5)
0026 Z1=X(6)
0027 H=X(7)
0028 WRITE(LU,10)(X(KK),KK=1,7),II(1)
0029 10 FORMAT("KWEVG is gestart met"7F7.3,14)
0030 C-----
0031 C INVOER VAN COORDINATEN BRON:X0,Y0,Z0
0032 C ONTVANGER:X1,Y1,Z1
0033 C X = AFSTAND BOVEN BODEM
0034 C Y = AFSTAND VOOR GEVEL
0035 C Z = AFSTAND IN DE LENGTERICHTING VAN DE GEVEL
0036 C H = HOOGTE VAN DE GEVEL
0037 C WE BESCHOUWEN VELD IN SITUATIE MET EINDIGE GEVEL: PEIN
0038 C T.O.V. VELD IN SITUATIE MET ONEINDIGE GEVEL: PON
0039 C IN BEIDE SITUATIES VERONDERSTELLEN WE EEN HARDE BODEM.
0040 C II(1): RECORDNUMMER WAARIN GESCHREVEN WORDT
0041 C-----
0042 C COORDINATENTRANSFORMATIE
0043 C-----
0044 CALL COORD(H-X0,Y0,R0,F0)
0045 CALL COORD(H+X0,Y0,R0AC,F0AC)
0046 CALL COORD(H-X1,Y1,R1,F1)
0047 CALL COORD(H+X1,Y1,R1AC,F1AC)
0048 C-----
0049 C BEREKENING VAN RMN,RPL,L EN SIG VOOR DE DIFFRAKTIES
0050 C-----
0051 CALL RPLMN(R0,F0,Z0,R1,F1,Z1,RMN11,RPL11,L11,SIG11)
0052 CALL RPLMN(R0AC,F0AC,Z0,R1,F1,Z1,RMN21,RPL21,L21,SIG21)
0053 CALL RPLMN(R0,F0,Z0,R1AC,F1AC,Z1,RMN12,RPL12,L12,SIG12)
0054 CALL RPLMN(R0AC,F0AC,Z0,R1AC,F1AC,Z1,RMN22,RPL22,L22,SIG22)
0055 ETA1=1.
0056 IF(SIG11.LT.0.)ETA1=0.
0057 ETA2=1.
0058 IF((SIG12.LT.0.).OR.(SIG21.LT.0.))ETA2=0.
0059 DO 100 J=1,129
0060 FR=(J-1)*1250.
0061 K=2.*PIE*FR/343.
0062 C-----
0063 C BEREKENING VAN DE DIFFRAKTIEKOEFFICIENTEN
0064 C-----
0065 CALL DIFFR(D11,RPL11,RMN11,K,L11,SIG11)
0066 CALL DIFFR(D21,RPL21,RMN21,K,L21,SIG21)
0067 CALL DIFFR(D12,RPL12,RMN12,K,L12,SIG12)
```



```
068 CALL DIFFR(D22,RPL22,RMN22,K,L22,SIG22)
069 C-----
070 C BEREKENING VAN DE AANWEZIGE GOLVEN
071 C-----
072 PREFL=CEXP((0.,-1.)*KR(K,RPL11))/RPL11
073 PRAC=CEXP((0.,-1.)*KR(K,RPL21))/RPL21
074 PD11=D11*CEXP((0.,-1.)*KR(K,L11))/L11
075 PD21=D21*CEXP((0.,-1.)*KR(K,L21))/L21
076 PD12=D12*CEXP((0.,-1.)*KR(K,L12))/L12
077 PD22=D22*CEXP((0.,-1.)*KR(K,L22))/L22
078 PON=PREFL+PRAC
079 PEIN=ETA1*PREFL+ETA2*PRAC+PD11+PD21+PD12+PD22
080 QUO(J)=PEIN/PON
081 100 CONTINUE
082 QUO(1)=CABS(QUO(1))
083 C-----
084 C Het quotient van PEIN en PON als functie van de frequentie opgeslagen
085 C in de array QUO wordt geschreven naar een record op #KW01.
086 C Met het TS-PACKAGE kan deze geplot worden.
087 C-----
088 CALL OPEN(IDCIB,IERR,NAMF,3,2HAK,23)
089 CALL FMERR(IERR,LU,01)
090 CALL WRDF(IDCIB,IBUF,QUO,512,II(1),0,LEN,2,.15625E-5)
091 CALL CLOSE(IDCIB,IERR)
092 CALL FMERR(IERR,LU,02)
093 WRITE(LU,1000)
094 1000 FORMAT(// " EINDE PROGRAMMA KWEVG"/)
095 END
096 END$
```

&KWVBR : : 1.33 * 10:59 AM MON., 22 OCT., 1979

```
001 FTN4
002 PROGRAM KWVBR(3,94)
003 C-----
004 C Dit programma kan alleen gestart worden met het programma KWSTR
005 C-----
006 DIMENSION I(5),IDCB(144),NAME(3),X(6)
007 COMPLEX CY(37),XY(37),META(1369),CD(37),ETA(128)
008 DATA PIE/3.141592653/
009 DATA NAME/2H#K,2HWV,2HBR/
010 CALL RMPAR(I)
011 I1=I(1)
012 IDISC=I(2)
013 ISTRK=I(3)
014 CALL EXEC(1,IDISC,X,12,ISTRK,0)
015 CALL EXEC(16,1,ISTRK,IDISC)
016 CALL ERROR(I1)
017 AL=X(4)
018 HMAX=X(5)
019 D1=X(4)-X(6)
020 5 WRITE(I1,6)(X(K),K=1,6)
021 6 FORMAT(/"Het programma KWVBR is gestart met de parameters:"6F7.3)
022
023 C TETA0: HOEK VAN INVAL
024
025 TETA0=-ATAN(SQRT(X(1)**2+X(3)**2)/X(2))
026 RBRON=SQRT(X(1)**2+X(2)**2+X(3)**2)
027 CALL OPEN(IDCIB,IERR,NAME,2,0,23)
```



```
028      CALL FMERR(IERR,11,1)
029
030 C ETA: DE FOURIER-GETRANSFORMEERDE VAN DE ADMITTANTIEVERDELING
031
032      CALL ETAK(ETA,AL,D1)
033
034 C NABYHV: AANTAL NABYHEIDSVELDTERMEN. (HIER NIET VARIABEL).
035
036      NABYHV=14
0037      DO 600 NFR=1,128
0038      FR=NFR*1250.
0039      AK=2.*PIE*FR/343.
0040      ETAMAX=COS(TETA0)*TAN(AK*HMAX*COS(TETA0))
0041      ALFA0=-AK*X(1)/RBRON
0042      GAMMA0=-AK*X(3)/RBRON
0043
0044 C BEREKENING VIRTUELE BRONCOORDINATEN
0045
0046      CALL VBRC(D,AK,ALFA0,GAMMA0,RBRON,XY,CD,ETAMAX,NABYHV,AL)
0047      IF(NFR.NE.1) GOTO 20
0048      XY(29)=X(1)+(0.,1.)*X(2)
0049      XY(30)=X(3)
0050      20 N=REAL(XY(31))
0051      IQ=AIMAG(XY(31))
0052      M1=REAL(XY(32))
0053      M2=AIMAG(XY(32))
0054
0055 C OPSTELLEN VAN DE MATRIX META EN HET RECHTERLID CY.
0056
0057      CALL CMETA(ETA,META,CY,N,IQ)
0058
0059 C OPTELLEN VAN DE MATRIX META EN DE DIAGONAALMATRIX CD
0060
0061      CALL CMADS(META,CD,N)
0062      NRBR=(N+1)/2+IQ
0063      CY(NRBR)=CY(NRBR)+CD(NRBR)
0064
0065 C OPLOSSEN VAN DE MATRIXVERGELYKING. UITKOMST: CY
0066
0067      CALL CSIMQ(META,CY,N,KS)
0068      IF(KS.EQ.1)GOTO 98
0069      DO 100 NUM=M1,N
0070      M3=NUM-M1+1
0071      CY(M3)=CY(NUM)
0072      100 CONTINUE
0073      599 IREC1=2*NFR-1
0074      IREC2=2*NFR
0075      CALL WRITF(IDC, IERR, XY, 0, IREC1)
0076      CALL FMERR(IERR,11,2)
0077      CALL WRITF(IDC, IERR, CY, 0, IREC2)
0078      CALL FMERR(IERR,11,3)
0079      600 CONTINUE
0080      CALL CLOSE(IDC, IERR)
0081      CALL FMERR(IERR,11,4)
0082      GOTO 1001
0083      98 WRITE(I1,99)FR
0084      99 FORMAT(" DE MATRIXVERGELYKING IS SINGULIER BY DE FREQUENTIE"F10.2)
0085      1001 WRITE(I1,1000)
0086      1000 FORMAT(// " EINDE PROGRAMMA KWVBR"//)
0087      END
```



888 END\$

*KWONT : : 1.3 * 10:59 AM MON., 22 OCT., 1979

```

001 FTN4
002 PROGRAM KWONT(3,90)
003 C-----
004 C Dit programma kan alleen gestart worden met het programma KWSTR
005 C-----
006 DIMENSION I(5),IDCB(144),NAME(3),IBUF(128),NAMF(3),XX(3)
007 DIMENSION II(2)
008 COMPLEX RN(32),XY(32),PDIFF,PREFL,QUO(256),PDIF
009 DATA PIE/3.141592653/
010 DATA ARG/314.1592653/
011 DATA NAME/2H#K,2HWV,2HBR/
012 DATA NAMF/2H#K,2HW0,1H1/
013 CALL RMPAR(I)
014 LU=I(1)
015 IDISC=I(2)
016 ISTRK=I(3)
017 CALL ERROR(LU)
018 C-----
019 C INVOER VAN DE COORDINATEN VAN DE ONTVANGER,VIA PROGRAMMA KWSTR
020 C MET:XX(1)=XONT, XX(2)=YONTV, XX(3)=ZONTV, II=IREC
021 C IREC GEEFT AAN NAAR WELKE RECORD VAN #KW01 HET BEREKENDE SPECTRUM
022 C GESCHREVEN WORDT,
023 C-----
024 CALL EXEC(1,IDISC,XX,6,ISTRK,0)
025 CALL EXEC(1,IDISC,II,2,ISTRK,2)
026 CALL EXEC(16,1,ISTRK,IDISC)
027 CALL OPEN(IDCB,IERR,NAME,2,0,23)
028 CALL FMERR(IERR,LU,1)
029 QUO(1)=(1.,0.)
030 DO 600 NFR=1,128
031 FR=1250.*NFR
032 AK=2.*PIE*FR/343.
033 IREC1=2*NFR-1
034 IREC2=2*NFR
035 C-----
036 C ER WORDEN TWEE RECORDS VAN #KWVBR GELEZEN BEHORENDE BY DE FREQUENTIE
037 C DIE DOOR DE LUSVARIABLE NFR BEPAALD IS,NL.:
038 C XY, EEN COMPLEXE NOTATIE VOOR DE VIRTUELE BRONCOORDINATEN X EN Y
039 C RN, DE COMPLEXE AMPLITUDE BEHORENDE BY (X,Y)
040 C-----
041 CALL READF(IDCB,IERR,XY,128,LEN,IREC1)
042 CALL FMERR(IERR,LU,2)
043 IF(NFR.NE.1) GOTO 10
044 XBR=REAL(XY(29))
045 YBR=AIMAG(XY(29))
046 ZBR=REAL(XY(30))
047 WRITE(LU,6)(XX(K),K=1,3),II(1),XBR,YBR,ZBR
048 6 FORMAT(/"Het programma KWONT draait met de parameters:"3F7.3,IS,
049 &/"(De broncoordinaten zijn:"3F7.3,")")
050 10 CALL READF(IDCB,IERR,RN,128,LEN,IREC2)
051 CALL FMERR(IERR,LU,3)
052 N=REAL(XY(31))
053 IQ=AIMAG(XY(31))
054 M1=REAL(XY(32))
055 M2=AIMAG(XY(32))

```



```

056      M5=M2-M1+2
057      M6=N-M1+1
058      519 NRBR=(N+1)/2+IQ-M1+1
059      568 CONTINUE
060      PDIFF=(0.,0.)
061      M4=M2-M1+1
062      DO 500 K=1,M4
0063 C-----
0064 C IN DEZE LUS WORDT DE SOM VAN DE DRUKKEN T.G.V. DE VIRTUELE BRONNEN
0065 C (X,Y),MET AMPLITUDE RN BEPAALD.
0066 C PREFL IS DE DRUK DIE ZOU OPTREDEN BY EEN VLAKKE REFLEKTOR
0067 C-----
0068      XBR=REAL(XY(K))
0069      YBR=AIMAG(XY(K))
0070      RR=SQRT((XBR-XX(1))**2+(YBR-XX(2))**2+(ZBR-XX(3))**2)
0071
0072 C TER VOORKOMING VAN OVERFLOW VAN CEXP WORDT AK*RR GEREDUCEERD.
0073
0074      AKRR=AK*RR
0075      333 IF(AKRR.LT.ARG)GOTO 444
0076      AKRR=AKRR-ARG
0077      GOTO 333
0078      444 PDIF=CEXP((0.,-1.)*AKRR)/RR
0079      IF(K.EQ.NRBR)PREFL=PDIF
0080      PDIFF=PDIFF+RN(K)*PDIF
0081      500 CONTINUE
0082      QUO(NFR+1)=PDIFF/PREFL
0083      600 CONTINUE
0084      CALL CLOSE(IDC B,IERR)
0085      CALL FMERR(IERR,LU,4)
0086 C-----
0087 C HET QUOTIENT VAN PREFL EN PDIFF ALS FUNKTIE VAN DE FREQUENTIE
0088 C OPGESLAGEN IN DE ARRAY QUO WORDT GESCHREVEN NAAR EEN RECORD OP #KW01.
0089 C HET HET TS-PACKAGE KAN DEZE GEPLUT WORDEN.
0090 C-----
0091      CALL OPEN(IDC B,IERR,NAMF,3,2HAK,23)
0092      CALL FMERR(IERR,LU,11)
0093      CALL WRDF(IDC B,IBUF,QUO,512,II,0,LEN,2,.15625E-5)
0094      CALL CLOSE(IDC B,IERR)
0095      CALL FMERR(IERR,LU,12)
0096      WRITE(LU,1000)
0097      1000 FORMAT(// " EINDE PROGRAMMA KWONT"/)
0098      END
0099      END$

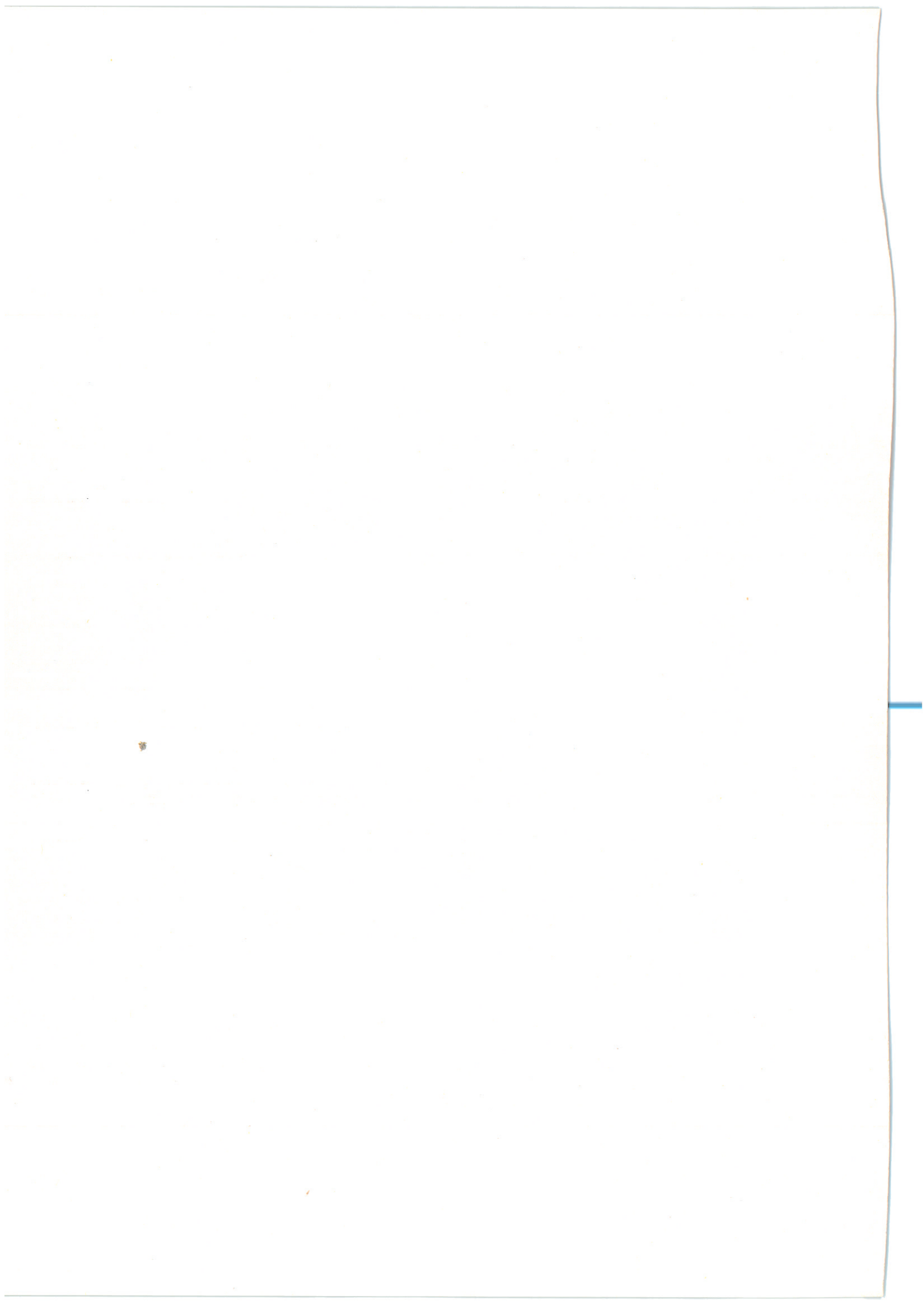
```

&KWSUB : : 1.33 * 10:59 AM MON., 22 OCT., 1979

```

0001 FTN4
0002 SUBROUTINE CS(C,S,X)
0003 C-----
0004 C DEZE SUBROUTINE BEREKENT DE FRESNELINTEGRAAL
0005 C-----
0006      Z=ABS(X)
0007      2 IF(Z-4.)3,3,4
0008      3 C=SQRT(Z)
0009      S=Z*C
0010      Z=Z*Z
0011      C=C*(((.50998348E-10*Z-.10140729E-7)*Z+.11605284E-5)*Z
0012      1 -.85224622E-4)*Z+.36938586E-2)*Z-.079788405)*Z+.79788455)

```



```
0013      S=S*((( (-.66777447E-9*Z+.11225331E-6)*Z-.10525853E-4)*Z
0014      1 +.60435371E-3)*Z-.18997110E-1)*Z+.26596149)
0015      RETURN
0016      4 D=COS(Z)
0017      S=SIN(Z)
0018      Z=4./Z
0019      A=((( ((( ( (.87682583E-3*Z-.41692894E-2)*Z+.79709430E-2)*Z-
0020      1.67928011E-2)*Z-.30953412E-3)*Z+.59721508E-2)*Z-.16064281E-4)*Z-
0021      2.024933215)*Z-.44440909E-8
0022      B=((( ((( ( (-.66339256E-3*Z+.34014090E-2)*Z-.72716901E-2)*Z+
0023      1.74282459E-2)*Z-.40271450E-3)*Z-.93149105E-2)*Z-.12079984E-5)*Z+
0024      2.1994711
0025      Z=SQRT(Z)
0026      C=.5+Z*(D*A+S*B)
0027      S=.5+Z*(S*A-D*B)
0028      RETURN
0029      C-----
0030      C EINDE BEREKENING VAN DE FRESNELINTEGRAAL
0031      C-----
0032      END
0033      COMPLEX FUNCTION FRES(W)
0034      C-----
0035      C FUNCTIE SUBPROGRAMMA FRES
0036      C (DEZE FUNCTIE MAAKT GEBRUIK VAN DE FRESNELINTEGRAAL
0037      C-----
0038      COMPLEX FRES
0039      PIE=3.141592653
0040      DUMMY=W*W
0041      CALL CS(CDU,SDU,DUMMY)
0042      FRES=SQRT(PIE/2.)*((.5-CDU)+(0.,-1.)*(.5-SDU))
0043      RETURN
0044      C-----
0045      C EINDE FUNCTIE SUBPROGRAMMA FRES
0046      C-----
0047      END
0048      SUBROUTINE COORD(X,Y,R,F)
0049      C-----
0050      C DEZE SUBROUTINE TRANSFORMEERT CARTHESISISCHE COORDINATEN NAAR
0051      C CILINDERCOORDINATEN
0052      C-----
0053      PIE=3.141592653
0054      R=SQRT(X*X+Y*Y)
0055      IF(X)11,12,13
0056      11 F=PIE+ATAN(Y/X)
0057      GOTO 15
0058      12 F=PIE/2.
0059      GOTO 15
0060      13 F=ATAN(Y/X)
0061      15 RETURN
0062      C-----
0063      C EINDE COORDINATENTRANSFORMATIE
0064      C-----
0065      END
0066      SUBROUTINE RPLMN(R0,F0,Z0,R1,F1,Z1,RMN,RPL,L,SIG)
0067      C-----
0068      C DEZE SUBROUTINE BEREKENT RMN,RPL,L EN SIG
0069      C BIJ GEGEVEN RBRON,FBRON,RONTV,FRONTV EN Z1
0070      C-----
0071      REAL L
0072      PIE=3.141592653
```



```
073      A=R0*R0+R1*R1+(Z1-Z0)*(Z1-Z0)
074      B=2.*R0*R1
075      RMN=SQRT(A-B*COS(F1-F0))
076      RPL=SQRT(A-B*COS(F1+F0))
077      L=SQRT(A+B)
078      IF(PIE-F0-F1)52,53,53
079      52 SIG=-1.
080      GOTO 55
0081     53 SIG=1.
0082     55 RETURN
0083 C-----
0084 C EINDE SUBROUTINE RPLMN
0085 C-----
0086     END
0087     SUBROUTINE DIFFR(D,RPLUS,RMIN,K,L,SIG)
0088 C-----
0089 C DEZE SUBROUTINE BEREKENT DE DIFFRAKTIECOEFFICIENT
0090 C-----
0091     REAL K,L
0092     COMPLEX D,D1,D2,FRES
0093     PIE=3.141592653
0094     XMIN=SQRT(K*(L-RMIN))
0095     D1=SQRT(2.*L/(L+RMIN))*CEXP((0.,1.)*XMIN*XMIN)
0096     &*FRES(XMIN)
0097     XPLUS=SQRT(K*(L-RPLUS))
0098     D2=SIG*SQRT(2.*L/(L+RPLUS))*CEXP((0.,1.)*XPLUS*XPLUS)
0099     &*FRES(XPLUS)
0100     D=(-D1-D2)*CEXP((0.,1.)*PIE/4.)/SQRT(PIE)
0101     RETURN
0102 C-----
0103 C EINDE BEREKENING DIFFRAKTIECOEFFICIENT
0104 C-----
0105     END
0106     REAL FUNCTION KR(K,R)
0107 C-----
0108 C Deze functie trekt van K*R een geheel aantal malen 2*Pie af om over-
0109 C flow van CEXP te voorkomen.
0110 C-----
0111     REAL KR,K
0112     DATA ARG/314.1592653/
0113     KR=K*R
0114     10 IF(KR.LT.ARG) RETURN
0115     KR=KR-ARG
0116     GOTO 10
0117     END
0118     COMPLEX FUNCTION CFETA(X,AL,DD)
0119 C-----
0120 C DEZE FUNKTIE BEREKEND DE GENORMEERDE ETA (D.W.Z. ABS(ETA)<1 )
0121 C ALS FUNKTIE VAN X
0122 C-----
0123     COMPLEX CFETA
0124     IF(X.GE..0000.AND.X.LT.DD/2.)GOTO 1
0125     IF(X.GE.DD/2..AND.X.LT.AL-DD/2.)GOTO 3
0126     IF(X.GE.AL-DD/2..AND.X.LT.AL)GOTO 1
0127     1 CFETA=(0.,0.)
0128     RETURN
0129     3 CFETA=(0.,1.)
0130     RETURN
0131     END
0132     SUBROUTINE VBRCD(AK,ALFA0,GAMMA0,RBRON,XY,CD,ETAMAX,NABYHV,AL)
```



133 C-----
134 C DEZE SUBROUTINE BEREKENT DE COORDINATEN VAN DE VIRTUELE BRONNEN
135 C EN BERGT DEZE IN COMPLEXE VORM OP IN $XY=X+J*Y$
136 C VERDER WORDT HIER DE DIAGONAALMATRIX CD BEREKENT UIT BETA
137 C (BETA STELT DE Y-COMPONENT VAN DE GOLFVECTOR AK VOOR)

138 C-----
139 COMPLEX XY(1),CD(1),BETA
140 DATA PIE/3.141592653/
141 M1=999
142 M2=999
143 N=AK*AL/PIE+NABYHV
144 IF(N.GT.37)N=37
145 IQ=ALFA0*AL/(2.*PIE)+SIGN(0.5,ALFA0)
146 HELP=AK*ETAMAX
147 DO 103 M=1,N
148 XY(M)=(0.,0.)
149 ALFA=ALFA0+2.*PIE*(M-(N+1)/2-IQ)/AL
150 BETAKW=AK**2-ALFA**2-GAMMA0**2
151 IF(BETAKW)101,101,102
152 101 BETA=(0.,-1.)*SQRT(-BETAKW)
153 CD(M)=BETA/HELP
154 IF(M1.NE.999.AND.M2.EQ.999)M2=M-1
155 GOTO 103
156 102 BETA=(1.,0.)*SQRT(BETAKW)
157 CD(M)=BETA/HELP
158 IF(M1.EQ.999)M1=M
159 M3=M-M1+1
160 X=-RBRON*ALFA/AK
161 Y=-RBRON*REAL(BETA)/AK
162 XY(M3)=(1.,0.)*X+(0.,1.)*Y
163 103 CONTINUE
164 XY(31)=(1.,0.)*N+(0.,1.)*IQ
165 XY(32)=(1.,0.)*M1+(0.,1.)*M2
166 RETURN
167 END
168 SUBROUTINE ETAK(ETA,AL,DD)

169 C-----
170 C DEZE SUBROUTINE BEREKENT M.B.V. DE FUNKTIE CFETA EN M.B.V. FFT
171 C ETA ALS FUNKTIE VAN Kx

172 C-----
173 COMPLEX ETA(1),CFETA
174 DO 64 K=1,128
175 64 ETA(K)=CFETA((K-1)*AL/128.,AL,DD)
176 CALL FFT(ETA,8,1)
177 DO 72 K=1,128
178 ETA(K)=ETA(K)/128.
179 72 CONTINUE
180 RETURN
181 END
182 SUBROUTINE CMETA(ETA,META,CY,N,IQ)

183 C-----
184 C DEZE SUBROUTINE STELT DE MATRIX META OP EN HET RECHTERLID CY
185 C (ZY ZYN EEN FACTOR AK*ETAMAX KLEINER DAN IN DE THEORIE.)

186 C-----
187 COMPLEX ETA(1),META(1),CY(1)
188 DO 190 K=1,N
189 DO 150 L=1,N
190 CALL LOC(K,L,KL,N,N,0)
191 IF(K-L)120,130,140
192 120 META(KL)=ETA(K-L+129)



```
0193      GOTO 150
0194     130 META(KL)=ETA(K-L+1)
0195      GOTO 150
0196     140 META(KL)=ETA(K-L+1)
0197     150 CONTINUE
0198      IF(K-(N+1)/2-IQ)160,170,170
0199     160 CY(K)=-ETA(K-(N+1)/2-IQ+129)
0200      GOTO 190
0201     170 CY(K)=-ETA(K-(N+1)/2-IQ+1)
0202     190 CONTINUE
0203      RETURN
0204      END
0205      END*
```

KWOOL : : 1.33 * 11:00 AM MON., 22 OCT., 1979

```
0001 SEA,%CSSP::11
0002 SEA,%KWSUB::13
0003 SEA,%AKLIB::12
0004 EN
```



Literatuurlijst

1. Jong, B.A. de: "Afscherming van geluid door schermen en wallen", T.H.-Delft, vakgroep Geluidsleer en Zintuigfysica, onderzoekgroep Akoestiek, kandidaatsverslag 1976
2. Jong, B.A. de: "Rekenmodellen om de invloed te voorspellen van een sfalt-gras overgang en van de afscherming van een wal", T.H.-Delft, vakgroep Geluidsleer en Zintuigfysica, onderzoekgroep Akoestiek, afstudeerverslag 1978
3. Wulfften Palthe, D.W. van en Vries, D. de: "Inleiding in de akoestiek (c36)", T.H.-Delft, onderzoekgroep Akoestiek, 1976
4. Boone, R: "Handleiding voor het TS-Software Package", T.H.-Delft, onderzoekgroep Akoestiek, 1979
5. Nijs, L: "The prediction of traffic noise levels with the aid of a scale model", T.H.-Delft, onderzoekgroep Akoestiek, 1977
6. Hoop, A.T. de: "Diffraction of acoustic waves", T.H.-Delft, Laboratorium voor elektromagnetisch onderzoek, 1978
7. Bos, A van den: "Systemen en Signalen II", T.H.-Delft, vakgroep Signaal/Systeem techniek, 1977

Berkhout, A.J.; Wulfften Palthe, D.W.v.; de Vries, D
"On the theory of optimal plane deflexors" *Jour. Acoust. Soc. Am.* 65, 1334 (1979).

