

MASTER

Analyse van een oneindig array bestaande uit meerlagen microstrip antennes

Arts, M.J.

Award date:
1995

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

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

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

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

TECHNISCHE UNIVERSITEIT EINDHOVEN

FACULTEIT ELEKTROTECHNIEK

VAKGROEP Elektromagnetisme

Analyse van een oneindig array
bestaande uit meerlagen microstrip antennes

door

M.J. Arts

EM-14-92

Verslag van een afstudeeronderzoek,
verricht in de vakgroep EM, onder
leiding van ir. A.B. Smolders en
Dr. M.E.J. Jeuken, in de
periode januari 1992 - december 1992.

Eindhoven, 10 december 1992.

Samenvatting

In dit rapport worden de resultaten weergegeven van een onderzoek naar oneindige arrays bestaande uit microstripantennes. Het substraat van de gebruikte microstripantennes bestaat uit twee lagen. Bij de bestudeerde arrays bevinden de patches zich op het grensvlak tussen de twee lagen, zodat de bovenste laag in feite fungeert als afdeklaag. Voor de analyse is gebruik gemaakt van de momentenmethode in het spectrale domein. Er is aangenomen dat de stroomverdeling langs de probe constant is. Uit de resultaten blijkt dat de bandbreedte van het array bij broadside toeneemt t.g.v. de afdeklaag. Hoe hoger de diëlectrische constante van de afdeklaag of hoe dikker de afdeklaag is, des te groter is de bandbreedte bij broadside. De bandbreedte van het berekende array zonder afdeklaag is 9.1%. De maximaal gehaalde bandbreedte voor een array met afdeklaag is 14.3%. Indien we de bandbreedte bekijken als de bundel onder een bepaalde hoek gestuurd wordt, blijkt de bandbreedte bij bepaalde hoeken toe te nemen terwijl bij andere hoeken de bandbreedte afneemt ten opzichte van een array zonder afdeklaag met een bundel die onder dezelfde hoek gestuurd wordt. Het scangedrag (reflectiecoëfficiënt als functie van de scanhoek θ) van het array blijkt in sommige vlakken positief en in andere vlakken negatief beïnvloed te worden door de aanwezigheid van een afdeklaag.

Tenslotte is een oneindige microstriparray met gestapelde patches bestudeerd. De resultaten hiervan zijn vergeleken met de literatuur. Het reële deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie in voorwaartse richting heeft twee maxima. De verhouding tussen de hoogten van deze maxima wordt bepaald door de verhouding tussen de afmetingen van de bovenste en onderste patches. Verandering van deze verhouding heeft nauwelijks effect op frequenties waar de maxima optreden. Indien we de bundel sturen blijkt dat de resonantiefrequentie van de oppervlaktegolf afneemt naarmate de scanhoek θ groter wordt. Dit heeft een ongunstige invloed op de bandbreedte omdat de resonantiefrequentie van de oppervlaktegolf dichterbij de gebruikte frequentieband komt te liggen. Deze bevindingen komen overeen met de bevindingen uit de literatuur.

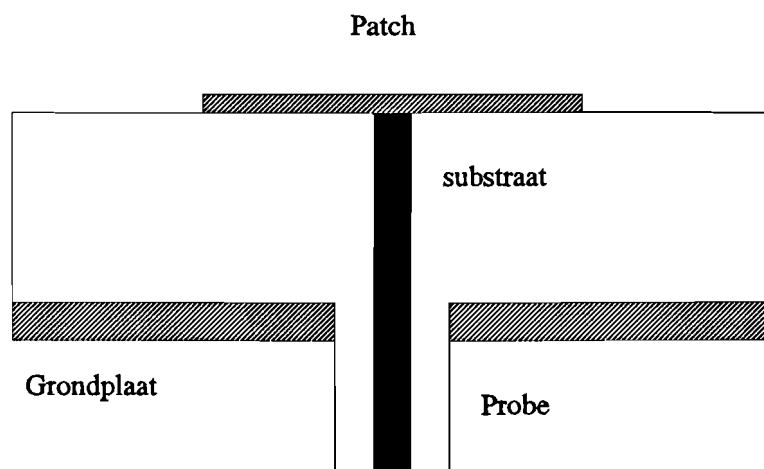
Inhoudsopgave

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Inleiding | 5 |
| 2 | Analyse van een oneindige microstripantenne array met twee lagen | 7 |
| 2.1 | Greense functions | 7 |
| 2.2 | Het elektrisch veld van een oneindige array | 11 |
| 2.3 | De momenten methode | 13 |
| 2.4 | Stromen op de patch en de probe | 17 |
| 3 | Analyse van een oneindige microstrip array bestaande uit twee lagen met gestapelde microstrip antennes | 19 |
| 3.1 | De toepassing van de momenten methode | 19 |
| 3.2 | De basisfuncties op de patches | 26 |
| 4 | Resultaten van het microstriparray met enkele patch als element | 29 |
| 4.1 | Inleiding | 29 |
| 4.2 | De ingangsimpedantie en reflectiecoëfficiënt bij $\theta = 0$ en $\phi = 0$ | 29 |
| 4.3 | Het scangedrag van twee antennes bij optimale frequentie | 31 |
| 4.4 | Bandbreedte van de single patch microstrip array | 37 |
| 5 | Resultaten van de gestapelde microstripantenne | 45 |
| 5.1 | De ingangsimpedantie bij broadside | 45 |
| 5.2 | Het scangedrag van het microstriparray met gestapelde patches | 48 |
| 5.3 | Vergelijking met de literatuur | 49 |
| 6 | Conclusies en aanbevelingen | 51 |
| 6.1 | Conclusies | 51 |
| 6.2 | Aanbevelingen | 52 |
| A | Reciprociteit van het Elektrisch veld | 53 |
| B | Software gebruikershandleiding | 57 |
| B.1 | De berekening van de ingangsimpedantie van een oneindige array | 57 |
| B.2 | Berekening van de reflectie coëfficiënt | 58 |

Hoofdstuk 1

Inleiding

Voor toepassingen in de mobiele communicatie en de radartechniek staan microstripantennes de laatste jaren volop in de belangstelling. Een microstripantenne bestaat uit een substraat met aan de onderzijde een geleidende grondplaat. Bovenop of in het substraat bevinden zich stukjes metaal, de zogenaamde patches. In figuur 1 is de dwarsdoorsnede van een microstripantenne met een coaxiale aankoppeling weergegeven. Naast microstripanten-



Figuur 1.1: Dwarsdoorsnede van een microstripantenne met een coaxiale aankoppeling

nes met een coaxiale aankoppeling bestaan er ook microstripantennes met een microstrip aankoppeling. Deze blijven in dit verslag echter buiten beschouwing. De analyse van

microstripantennes gebeurt vaak aan de hand van het zogenaamde cavity-model. Hierin wordt de ruimte tussen de patch en de grondplaat beschouwd als een trilholt. Dit model is echter alleen geldig voor dunne substraten [1]. Voor microstripantennes met dikkere substraten moeten we gebruik maken van numerieke methoden. Wij maken gebruik van de momenten methode in het spectrale domein. In [2] wordt een enkele microstripantenne volgens deze methode geanalyseerd.

Microstripantennes met een enkele patch hebben een lage antennewinst. Door arrays te gebruiken kan de antennewinst vergroot worden. Een bijkomend voordeel is dat de uitgezonden bundel elektronisch gestuurd kan worden. Dit type wordt phased array genoemd. Vooral voor radar toepassingen is dit van belang. Bij mobiele communicatie kan bundelsturing gebruikt worden om de bundel naar de satelliet te richten.

Een nadeel van microstripantennes (en arrays) is hun smalbandigheid in relatie tot deingangsimpedantie. Bij radar is breedbandigheid vereist omdat er korte (dus breedbandige) pulsen uitgezonden worden. Bij mobiele communicatie willen we dezelfde antenne gebruiken voor de up- en downlink frequentie (bijvoorbeeld 1,5 en 1,6 GHz), zodat ook hier breedbandigheid vereist is. Het onderzoek naar microstripantennes richt zich tegenwoordig dan ook voor een belangrijk deel op het breedbandiger maken van deze antennes.

Omdat de numerieke analyse van microstriparrays veel rekentijd kost analyseren we vaak oneindige arrays. Omdat er geen randeffecten optreden is de stroomverdeling op iedere patch hetzelfde, waardoor de analyse eenvoudiger wordt. Oneindige arrays zijn geanalyseerd door onder andere Pozar [3] en Pouwels [4]. Naast smalbandigheid is het optreden van een zogenaamde blinde scanhoek een typisch nadeel van arrays. Bij een blinde scanhoek zijn de mutuele koppelingen tussen de elementen zodanig dat er geen vermogen uitgezonden wordt.

Door op de microstripantenne een afdeklaag te leggen kunnen we de bandbreedte vergroten. Op deze afdeklaag kunnen we eventueel ook nog parasitair gevoede patches leggen. In dit verslag wordt de invloed van een afdeklaag op de bandbreedte en het scangedrag van een oneindige microstrip array onderzocht. Daartoe wordt eerst een antenne zonder afdeklaag bekeken. Vervolgens wordt de invloed van de dikte van de afdeklaag en de invloed van de relatieve diëlectrische constante van de afdeklaag op de bandbreedte en het scangedrag bestudeerd. De resultaten worden vergeleken met die van de antenne zonder afdeklaag. Tenslotte worden in dit rapport de resultaten weergegeven van een onderzoek naar de eigenschappen van een antenne met parasitair gevoede patches op de afdeklaag (een zogenaamde gestapelde (eng.: stacked) antenne).

Hoofdstuk 2

Analyse van een oneindige microstripantenne array met twee lagen

Voor de analyse van een oneindige array van microstrip antennes met twee lagen kunnen we de theorie, die voor een enkele laag afgeleid is en door Pouwels [4] gebruikt is, toepassen. Alleen moeten de Greense functies die voor een enkele laag gelden vervangen worden door de Greense functies van een tweelagenstructuur. In figuur 2 is de dwarsdoorsnede van een tweelagenstructuur weergegeven. d_1 is de hoogte van de onderste substraatlaag (laag 1), d_2 is de hoogte van de bovenste substraatlaag (laag 2). We veronderstellen dat de patches altijd in laag 2 liggen op een hoogte z_p . De relative diëlectrische constante van de onderste laag is gelijk aan ϵ_1 . De relative diëlectrische constante van de bovenste laag is gelijk aan ϵ_2 .

2.1 Greense functions

Zoals in alle electromagnetische problemen gaan we uit van de Maxwell vergelijkingen:

$$\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -j\omega\mu_0\vec{\mathcal{H}} \quad (2.1)$$

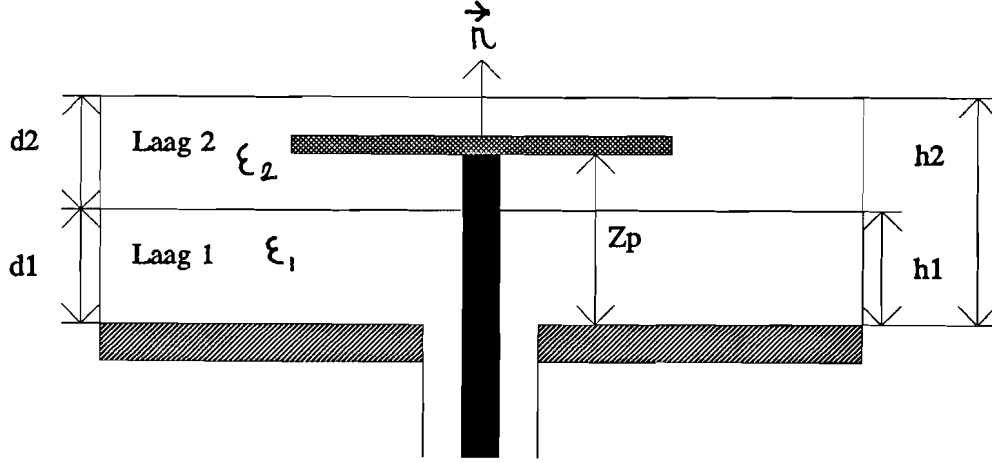
$$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} = j\omega\epsilon\vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{J}} \quad (2.2)$$

Hierbij is een $e^{j\omega t}$ afhankelijkheid verondersteld. Verder is ω de hoekfrequentie, ϵ de permittiviteit en μ_0 de permeabiliteit van het vacuum. Met behulp van de Lorentz ijk kunnen we de velden $\vec{\mathcal{E}}$ en $\vec{\mathcal{H}}$ uitdrukken in een vectorpotentiaal $\vec{\mathcal{A}}$ [5],

$$\vec{\mathcal{H}} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{\mathcal{A}} \quad (2.3)$$

$$\vec{\mathcal{E}} = \frac{-j\omega}{k^2} [k^2\vec{\mathcal{A}} + \nabla(\nabla \cdot \vec{\mathcal{A}})] \quad (2.4)$$

waar $k^2 = \omega^2\epsilon\mu$.



Figuur 2.1: Dwarsdoorsnede van een eenheidscel van een tweelagenstructuur met een enkele patch

Voor de analyse van microstrip antennes maken we gebruik van Greense functies. Greense functies zijn vectorpotentialen die geassocieerd worden met een eenheidsdipool. De Greense functie hangt af van de structuur van de antenne. In ons geval moeten we de Greense functie van een tweelagenstructuur bepalen. Indien we immers het veld t.g.v. een elektrische dipool kennen, kunnen we het veld t.g.v. een willekeurige stroomverdeling berekenen en daarmee ook de ingangsimpedantie. Als we de Greense dyade $\vec{\bar{G}}$ en de stroomverdeling \vec{J} van een antenne weten, kunnen we de vectorpotentiaal schrijven als

$$\vec{A}(\vec{r}) = \iiint_S \vec{\bar{G}}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') dS' \quad (2.5)$$

hierin is $\vec{r} = (x, y, z)$ het observatiepunt, $\vec{r}' = (x', y', z')$ het bronpunt en $dS' = dx' dy' dz'$.

Met behulp van de Helmholtz vergelijking en de randvoorwaarden voor de velden op de grensvlakken kunnen we de Greense functie voor een tweelagenstructuur uitrekenen (zie [6]). Van alle relevante grootheden nemen we de Fourier getransformeerde over x en y . De Fourier getransformeerde van een algemene functie $\mathcal{F}(x, y)$ is gedefinieerd als

$$F(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(x, y) e^{jk_x x} e^{jk_y y} dx dy \quad (2.6)$$

met als inverse getransformeerde,

$$\mathcal{F}(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \quad (2.7)$$

Indien de bronnen zich in laag twee bevinden hebben de elementen van de Greense functie in het spectrale domein de volgende vorm:

In laag 1 ($0 \leq z' \leq d_1$):

$$\begin{aligned}
G_{xx}^1 &= \mu_0 G_1 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{zx}^1 &= -\mu_0 k_x G_3 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{yy}^1 &= \mu_0 G_1 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{zy}^1 &= -\mu_0 k_y G_3 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{xy}^1 &= 0 \\
G_{yx}^1 &= 0
\end{aligned} \tag{2.8}$$

In laag 2 ($d_1 \leq z' \leq d_1 + d_2$):

$$\begin{aligned}
G_{xx}^2 &= \mu_0 G_2 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{zx}^2 &= -\mu_0 k_x G_4 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{yy}^2 &= \mu_0 G_2 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{zy}^2 &= -\mu_0 k_y G_4 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \\
G_{xy}^2 &= 0 \\
G_{yx}^2 &= 0
\end{aligned} \tag{2.9}$$

met [6]

$$G_1 = \frac{Ne_1 \sin(k_1 z)}{T_e} \quad 0 \leq z \leq h_1 \tag{2.10}$$

$$G_3 = \frac{Ne_2 \cos(k_1 z)}{T_e T_m} \quad 0 \leq z \leq h_1 \tag{2.11}$$

$$G_2 = \left[\begin{array}{l} \frac{Ne_3(z') \sin(k_2 z)}{T_e k_2} + \frac{Ne_4(z') \cos(k_2 z)}{T_e k_2} \quad h_1 \leq z \leq z' \\ \frac{Ne_3(z) \sin(k_2 z')}{T_e k_2} + \frac{Ne_4(z) \cos(k_2 z')}{T_e k_2} \quad z' \leq z \leq h_2 \end{array} \right] \tag{2.12}$$

$$G_4 = \frac{Ne_5 \cos(k_2 z)}{T_e T_m} + \frac{Ne_6 \sin(k_2 z)}{T_e T_m} \quad h_1 \leq z \leq h_2 \tag{2.13}$$

Waarbij T_e en T_m de karakteristieke vergelijkingen van de oppervlakte golven zijn:

$$T_e = jk_2 k_3 \sin(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) + k_1 k_2 \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - k_2^2 \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) + jk_1 k_3 \cos(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) \tag{2.14}$$

$$T_m = k_2 k_3 \epsilon_1 \epsilon_2 \cos(k_2 d_2) \cos(k_1 d_1) + jk_2^2 \epsilon_1 \cos(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) - k_1 k_3 \epsilon_2^2 \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) + jk_1 k_2 \epsilon_2 \sin(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) \tag{2.15}$$

De functies Ne_1 tot en met Ne_6 worden gegeven door:

$$Ne_1 = k_2 \cos k_2(h_2 - z') + jk_3 \sin k_2(h_2 - z') \tag{2.16}$$

$$\begin{aligned}
Ne_2 = & (jk_2 \sin k_1 h_1 \cos k_2(h_1 - z') - jk_1 \cos k_1 h_1 \sin k_2(h_1 - z')) \\
& (\epsilon_1 k_2)j(1 - \epsilon_2) + (k_2 \cos k_2 d_2 + j\epsilon_2 k_3 \sin k_2 d_2) \\
& (jk_3 \sin k_2(h_2 - z') + k_2 \cos k_2(h_2 - z')) \sin k_1 h_1 (\epsilon_1 - \epsilon_2)
\end{aligned} \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned}
Ne_3(x) = & (k_1 k_2 \cos k_1 h_1 \cos k_2 h_1 + k_2^2 \sin k_1 h_1 \sin k_2 h_1) \cos k_2(h_2 - x) \\
& + (k_1 k_3 \cos k_1 h_1 \cos k_2 h_1 + k_2 k_3 \sin k_1 h_1 \sin k_2 h_1)j \sin k_2(h_2 - x)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

$$\begin{aligned}
Ne_4(x) = & (-k_1 k_2 \cos k_1 h_1 \sin k_2 h_1 + k_2^2 \sin k_1 h_1 \cos k_2 h_1) \cos k_2(h_2 - x) + \\
& (-k_1 k_3 \cos k_1 h_1 \sin k_2 h_1 + k_2 k_3 \sin k_1 h_1 \cos k_2 h_1)j \sin k_2(h_2 - x)
\end{aligned} \tag{2.19}$$

$$\begin{aligned}
Ne_5 = & (k_2 \cos k_2 h_2 + j\epsilon_2 k_3 \sin k_2 h_2)(\sin k_1 h_1 \cos k_1 h_1) \\
& (jk_3 \sin k_2(h_2 - z') + k_2 \cos k_2(h_2 - z'))(\epsilon_1 - \epsilon_2) \\
& + j(\epsilon_1 k_2 \cos k_1 h_1 \cos k_2 h_1 + k_1 \epsilon_2 \sin k_1 h_1 \sin k_2 h_1)(1 - \epsilon_2) \\
& (jk_2 \sin k_1 h_1 \cos k_2(h_1 - z') - jk_1 \cos k_1 h_1 \sin k_2(h_1 - z'))
\end{aligned} \tag{2.20}$$

$$\begin{aligned}
Ne_6 = & (k_2 \sin k_2 h_2 - j\epsilon_2 k_3 \cos k_2 h_2)(\sin k_1 h_1 \cos k_1 h_1) \\
& (jk_3 \sin k_2(h_2 - z') + k_2 \cos k_2(h_2 - z'))(\epsilon_1 - \epsilon_2) \\
& + j(\epsilon_1 k_2 \cos k_1 h_1 \sin k_2 h_1 - k_1 \epsilon_2 \sin k_1 h_1 \cos k_2 h_1)(1 - \epsilon_2) \\
& (jk_2 \sin k_1 h_1 \cos k_2(h_1 - z') - jk_1 \cos k_1 h_1 \sin k_2(h_1 - z'))
\end{aligned} \tag{2.21}$$

De Greense functie voor een dipool in laag 1 kan op analoge wijze afgeleid worden. We kunnen de afzonderlijke componenten van de dyadische Greense functie in laag 1 en 2 (vergelijking (2.8) en (2.9)) schrijven in matrixvorm:

$$\bar{\bar{G}}_i = \mu_0 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \begin{bmatrix} G_i & 0 & 0 \\ 0 & G_i & 0 \\ -k_x G_{i+2} & -k_y G_{i+2} & 0 \end{bmatrix} = \mu_0 e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} \bar{\bar{G}}_{ir} \tag{2.22}$$

met $i = 1, 2$. Met behulp van vergelijking (2.5) en de definitie van de Fourier getransformeerde kan de vectorpotentiaal \vec{A}_i in laag i ten gevolge van een stroom in laag 2 geschreven worden als:

$$\begin{aligned}
\vec{A}_i(x, y, z) = & \iint_S \bar{\bar{G}}_i(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') dx' dy' \\
= & \frac{1}{4\pi^2} \iint_S \left[\iint_{-\infty}^{\infty} \bar{\bar{G}}_i(k_x, k_y, z, z') e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \right] \cdot \vec{J}(\vec{r}') dx' dy' \\
= & \frac{\mu_0}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{\bar{G}}_{ir}(k_x, k_y, z, z') \cdot \left[\iint_S \vec{J}(\vec{r}') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \right] e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \\
= & \frac{\mu_0}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{\bar{G}}_{ir}(k_x, k_y, z, z') \cdot \vec{J}(k_x, k_y, z') e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y
\end{aligned} \tag{2.23}$$

met,

$$\bar{G}_i = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{G}_i e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \quad (2.24)$$

en

$$\vec{J}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{J}(\vec{r}') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad (2.25)$$

de Fourier getransformeerde van een stroomverdeling in laag 2. Indien we vergelijking (2.4) uitdrukken in het spectrale domein krijgen we:

$$\begin{aligned} \vec{E}^i &= \frac{-j\omega}{k_{\epsilon_i}^2} [(k_{\epsilon_i}^2 - k_x^2)A_{ix} - k_x k_y A_{iy} - jk_x \partial_z A_{iz}] \hat{e}_x \\ &+ [(k_{\epsilon_i}^2 - k_y^2)A_{iy} - k_y k_x A_{ix} - jk_y \partial_z A_{iz}] \hat{e}_y \\ &+ [(k_{\epsilon_i}^2 + \partial_z^2)A_{iz} - jk_x \partial_z A_{ix} - jk_y \partial_z A_{iy}] \hat{e}_z \end{aligned} \quad (2.26)$$

met $k_{\epsilon_i} = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_i \mu_0$ Substitutie van (2.23) in (2.26) en toepassing van inverse Fouriertransformatie geeft:

$$\vec{E}^i = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_i e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{Q}^i \cdot \vec{J} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \quad (2.27)$$

De matrix \bar{Q}^i heeft de vorm:

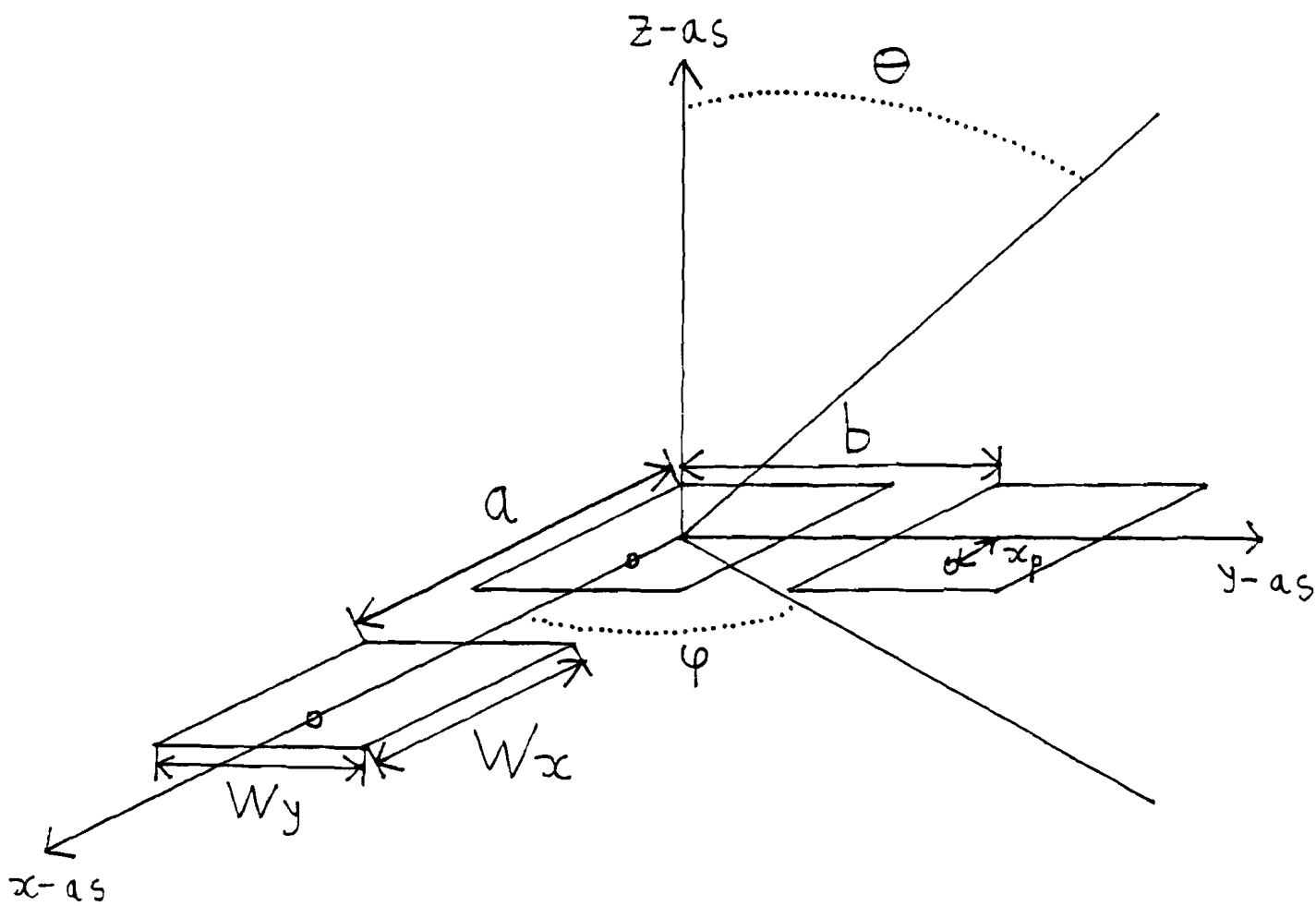
$$\bar{Q}^i(k_x, k_y, z, z') = \begin{bmatrix} Q_{xx}^i & Q_{xy}^i & Q_{xz}^i \\ Q_{yx}^i & Q_{yy}^i & Q_{yz}^i \\ Q_{zx}^i & Q_{zy}^i & 0 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Q_{zz}^i wordt gelijk genomen aan 0 omdat deze component niet gebruikt wordt. De acht componenten van \bar{Q}^i worden gegeven door:

$$\begin{aligned} Q_{xx}^i &= \frac{-j\omega\mu_0}{k_{\epsilon_i}^2} [(k_{\epsilon_i}^2 - k_x^2)G_i + jk_x^2 \partial_z G_{i+2}] \\ Q_{xy}^i &= Q_{yx}^i = \frac{-j\omega\mu_0}{k_{\epsilon_i}^2} [-k_x k_y G_i + jk_x k_y \partial_z G_{i+2}] \\ Q_{yy}^i &= \frac{-j\omega\mu_0}{k_{\epsilon_i}^2} [(k_{\epsilon_i}^2 - k_y^2)G_i + jk_y^2 \partial_z G_{i+2}] \\ Q_{zx}^i &= -Q_{xz}^i = \frac{j\omega\mu_0}{k_{\epsilon_i}^2} [k_x k_{\epsilon_i}^2 G_{i+2} + k_x \partial_z^2 G_{i+2} + jk_x \partial_z G_i] \\ Q_{zy}^i &= -Q_{yz}^i = \frac{j\omega\mu_0}{k_{\epsilon_i}^2} [k_y k_{\epsilon_i}^2 G_{i+2} + k_y \partial_z^2 G_{i+2} + jk_y \partial_z G_i] \end{aligned} \quad (2.29)$$

2.2 Het elektrisch veld van een oneindige array

De geometrie van een oneindige array is weergegeven in figuur 2.2. De afstand tussen de middelpunten van de patches in de \hat{x} -richting is a . In de \hat{y} -richting is de afstand tussen de middelpunten van de patches gelijk aan b . (x_p, y_p) is het bevestigingspunt van de probe



Figuur 2.2: Geometrie van een oneindige array met enkele patches

aan de patch die in het punt $(0,0)$ ligt. Indien we de hoofdbundel willen afbuigen onder een hoek θ, ϕ , dan moet de m, n de bron aangestuurd worden met de stroom,

$$e^{-jk_0(mau+nbv)} \quad (2.30)$$

met,

$$u = \sin \theta \cos \phi \quad v = \sin \theta \sin \phi \quad (2.31)$$

Het elektrisch veld in laag i kan berekend worden door superpositie en toepassing van de Poisson somformule [4]:

$$\vec{\mathcal{E}}^i = \iiint_S \vec{\mathcal{E}}^i \cdot \vec{\mathcal{J}}(\vec{r}') dx' dy' dz' \quad (2.32)$$

met

$$\vec{\mathcal{E}}^i = \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{Q}^i(k_x, k_y, z, z') e^{jk_x(x'-x)} e^{jk_y(y'-y)} \quad (2.33)$$

De golfgetallen k_x en k_y kunnen nu alleen discrete waarden aannemen:

$$k_x = k_0 u + \frac{2\pi m}{a} \quad k_y = k_0 v + \frac{2\pi n}{b} \quad (2.34)$$

2.3 De momenten methode

Om de stromen op de patches te berekenen maken we gebruik van de momenten methode. De stromen op de patches worden dan uitgedrukt als de som van een eindig aantal (bekende) orthogonale basisfuncties met onbekende coëfficiënten. Het probleem wordt teruggebracht tot een stelsel lineaire vergelijkingen met de coëfficiënten van de basisfuncties als onbekenden. Voor de afleiding van dit stelsel beginnen we met de randvoorwaarde dat de tangentiële component van het elektrisch veld op de patches gelijk moet zijn aan nul. Dit elektrisch veld bestaat uit de som van het elektrisch veld t.g.v. de stroom op de probe en het elektrisch veld t.g.v. de stromen op de patches. We nemen aan dat de patches zich in laag 2 bevinden (of op een grensvlak tussen laag 2 en een ander gebied). In formule vorm krijgen we dan,

$$\vec{n} \times (\vec{\mathcal{E}}_p + \vec{\mathcal{E}}_s) = \vec{0} \quad \text{op het oppervak van de patches} \quad (2.35)$$

met $\vec{\mathcal{E}}_p$ het elektrisch veld in laag 2 t.g.v. de stromen op de patches, $\vec{\mathcal{E}}_s$ het elektrisch veld in laag 2 t.g.v. de stroom op de probe en \vec{n} de normaalvector. Vervolgens ontwikkelen we de onbekende stromen op de patches, $\vec{\mathcal{J}}_p$, in een som van basisfuncties:

$$\vec{\mathcal{J}}_p = \sum_{j=1}^{\infty} I_j \vec{\mathcal{J}}_{pj} \quad \text{op patch}(0,0) \quad (2.36)$$

Het elektrisch veld $\vec{\mathcal{E}}_p$ kan nu geschreven worden als:

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}_p &= \iint_{S_p} \vec{\mathcal{E}}^2 \cdot \vec{\mathcal{J}}_p dS' = \iint_{S_p} \vec{\mathcal{E}}^2 \cdot \sum_{j=1}^{\infty} I_j \vec{\mathcal{J}}_{pj} dS' \\ &= \sum_{j=1}^{\infty} I_j \iint_{S_p} \vec{\mathcal{E}}^2 \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj} dS' = \sum_{j=1}^{\infty} I_j \cdot \vec{\mathcal{E}}_{pj} \end{aligned} \quad (2.37)$$

met

$$\vec{\mathcal{E}}_{pj} = \iint_{S_p} \vec{\mathcal{E}}^2 \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj} dS' \quad (2.38)$$

Substitutie van (2.37) in (2.35) geeft,

$$\vec{n} \times \left(\sum_{j=1}^{\infty} I_j \vec{\mathcal{E}}_{pj} + \vec{\mathcal{E}}_s \right) = \vec{0} \quad (2.39)$$

voor ieder punt op de patch. We definiëren het residu \vec{R} als,

$$\vec{R} = \vec{n} \times \left(\sum_{j=1}^{\infty} I_j \vec{\mathcal{E}}_{pj} + \vec{\mathcal{E}}_s \right) \quad (2.40)$$

Indien geldt $\vec{R} = \vec{0}$ op ieder punt van de patch, is aan voorwaarde (2.35) voldaan. In de praktijk kan niet exact aan voorwaarde (2.35) voldaan worden. Dus moeten we deze voorwaarde wat afzwakken. We zullen de voorwaarde:

$$\langle \vec{R}; \vec{\mathcal{J}}_{pi} \rangle_{S_p} = \iint_{S_p} \vec{\mathcal{J}}_{pi} \cdot \vec{R} dS = 0 \quad (2.41)$$

gebruiken, met $i = 1, 2, 3, \dots$, en $\vec{\mathcal{J}}_{pi}$ de weeg (test) functies. Substitutie van (2.37) in (2.41) geeft:

$$\sum_{j=1}^{\infty} I_j \iint_{S_p} \iint_{S_p} \vec{\mathcal{J}}_{pi} \cdot \vec{\mathcal{E}}^2 \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj} dS' dS + \iint_{S_p} \vec{\mathcal{J}}_{pi} \cdot \vec{\mathcal{E}}_{s,tan} dS = 0 \quad (2.42)$$

Om de snelste convergentie te verkrijgen van vergelijking (2.42) worden als test functies $\vec{\mathcal{J}}_{pi}$ dezelfde functies genomen als de basisfuncties $\vec{\mathcal{J}}_{pj}$ [2]. Deze keuze staat bekend als de Ritz-Galerkin methode. We definiëren,

$$Z_{ij} = - \iint_{S_p} \iint_{S_p} \vec{\mathcal{J}}_{pi} \cdot \vec{\mathcal{E}}^2 \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj} dS' dS \quad (2.43)$$

$$V_i^t = \iint_{S_p} \vec{\mathcal{J}}_{pi} \cdot \vec{\mathcal{E}}_{s,tan} dS \quad (2.44)$$

Het superscript t in de V_i^t term geeft aan dat deze term is gebaseerd op een test functie. Als we het aantal basis- en testfuncties beperken tot $Nmax$ kunnen we schrijven:

$$\sum_{j=1}^{Nmax} I_j Z_{ij} = V_i^t \quad (2.45)$$

of in matrix vorm:

$$[Z][I] = [V] \quad (2.46)$$

[I] bevat de $Nmax$ onbekende stroom coëfficiënten. Een element van de matrix [Z] kan, met behulp van 2.33 geschreven worden als:

$$\begin{aligned} Z_{ij} &= -\iint_{S_p} \iint_{S_p} \vec{J}_{pi} \cdot \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{Q}^2(k_x, k_y, z_p, z_p) e^{jk_x(x'-x)} e^{jk_y(y'-y)} \cdot \vec{J}_{pj}(\vec{r}') dS' dS \\ &= -\frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^*(k_x, k_y) \cdot \bar{Q}^2(k_x, k_y, z_p, z_p) \cdot \vec{J}_{pj}(k_x, k_y) \end{aligned} \quad (2.47)$$

met,

$$\vec{J}_{pj}(k_x, k_y) = \iint_{S_p} \vec{J}_{pj}(\vec{r}') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad (2.48)$$

de Fourier getransformeerde van de basisfunctie \vec{J}_{pj} en

$$\vec{J}_{pi}^*(k_x, k_y) = \iint_{S_p} \vec{J}_{pi}^*(\vec{r}) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad (2.49)$$

de Fourier getransformeerde van de complex toegevoegde van de basisfunctie \vec{J}_{pi} . In 2.4 zullen we basisfuncties kiezen waarvoor geldt $\vec{J}_{pi}(\vec{r}) = \vec{J}_{pi}^*(\vec{r})$. Een element V_i^t van de testvector wordt gegeven door,

$$\begin{aligned} V_i^t &= \iint_{S_p} \vec{J}_{pi} \cdot \vec{E}_{s,tan} dS \\ &= \iint_{S_p} \iint_{S_{probe}} \vec{J}_{pi} \cdot \vec{E} \cdot \vec{J}_{probe} dS' dS \\ &= \iint_{S_p} \oint_{C_s} \vec{J}_{pi} \cdot \int_0^{z_p} \vec{E} \cdot \vec{J}_{probe} dz' dC'_s dS \\ &= \oint_{C_s} \iint_{S_p} \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{z_p} \vec{J}_{pi} \cdot \bar{Q}(k_x, k_y, z_p, z') e^{jk_x(x'-x)} e^{jk_y(y'-y)} \cdot \vec{J}_{probe} dz' dS dC'_s \\ &= \oint_{C_s} \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^* \cdot \bar{Q}_{v'} \cdot \vec{J}_{probe} e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dC'_s \\ &= \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^* \cdot \bar{Q}_{v'} \cdot \vec{J}_{probe} \end{aligned} \quad (2.50)$$

met,

$$\bar{Q}_{v'} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & Q_{vzx} \\ 0 & 0 & Q_{vyz} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

$$Q_{vzx} = \int_0^{d_1} Q_{xz}^{21}(k_x, k_y, z_p, z') dz' + \int_{d_1}^{z_p} Q_{xz}^{22}(k_x, k_y, z_p, z') dz' \quad (2.52)$$

$$Q_{vyz} = \int_0^{d_1} Q_{yz}^{21}(k_x, k_y, z_p, z') dz' + \int_{d_1}^{z_p} Q_{yz}^{22}(k_x, k_y, z_p, z') dz' \quad (2.53)$$

waar Q_{xz}^{21} het elektrisch veld in de x-richting in laag 2 t.g.v. een z-gerichte eenheidsdipool in regio 1 voorstelt en Q_{xz}^{22} het elektrisch veld in de x-richting in laag 2 t.g.v. een z-gerichte eenheidsdipool in laag 2. De grootheden Q_{yz}^{21} en Q_{yz}^{22} zijn op soortgelijke wijze gedefinieerd. De Fourier getransformeerden van de stromen worden gegeven door,

$$\vec{J}_{probe}(k_x, k_y, z) = \oint_{C_s} \vec{J}_{probe} e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dC'_s \quad (2.54)$$

en,

$$\vec{J}_{pi}^*(k_x, k_y) = \iint_{S_p} \vec{J}_{pi}^* e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad (2.55)$$

De ingangsimpedantie kan berekend worden m.b.v.:

$$Z_{in} = -\frac{1}{I_0^2} \iiint \vec{E}_p \cdot \vec{J}_{probe} dV \quad (2.56)$$

waar \vec{E}_p het elektrisch veld t.g.v. de stromen op de patches voorstelt. De probe stroom \vec{J}_{probe} wordt uniform in de \hat{z} -richting verondersteld. We kiezen voor de grootte van de stroom I_0 1 A. Dit mag als dit ook in \vec{J}_{probe} (vergelijking 2.63) gebeurt. We krijgen dan:

$$\begin{aligned} Z_{in} &= -\iint_{S_{probe}} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{E}_p dS \\ &= -\iint_{S_{probe}} \iint_{S_p} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{E} \cdot \vec{J}_p dS' dS_{probe} \\ &= -\iint_{S_p} \oint_{C_s} \vec{J}_{probe} \cdot \int_0^{z_p} \vec{E} \cdot \sum_{i=1}^{Nmax} I_i \cdot \vec{J}_{pi} dz dC_s dS' \\ &= -\sum_{i=1}^{Nmax} I_i \oint_{C_s} \iint_{S_p} \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{z_p} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{Q}(k_x, k_y, z, z') e^{jk_x(x'-x)} e^{jk_y(y'-y)} \cdot \vec{J}_{pi} dz dS' dt \\ &= -\sum_{i=1}^{Nmax} I_i \cdot \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{Q}_v \cdot \vec{J}_{pi} \\ &= -\sum_{i=1}^{Nmax} I_i V_i^e \end{aligned} \quad (2.5)$$

met

$$\vec{Q}_v = \begin{bmatrix} 0 & 0 & Q_{vzx} \\ 0 & 0 & Q_{vzy} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} Q_{vzx} &= \int_0^{d_1} Q_{zx}^{12}(k_x, k_y, z, z_p) dz + \int_{d_1}^{z_p} Q_{zx}^{22}(k_x, k_y, z, z_p) dz \\ Q_{vzy} &= \int_0^{d_1} Q_{zy}^{12}(k_x, k_y, z, z_p) dz + \int_{d_1}^{z_p} Q_{zy}^{22}(k_x, k_y, z, z_p) dz \end{aligned} \quad (2.59)$$

Merk op dat we de grootheden Q_{xz}^{21} en Q_{yz}^{21} niet berekend hebben in dit hoofdstuk (omdat we verondersteld hebben dat de bronnen in laag 2 liggen). Dus we kunnen de grootheden Q_{vzx} en Q_{vyz} niet rechtstreeks berekenen. Met behulp van het reciprociteits theorema kunnen we echter een relatie berekenen tussen Q_{vzx} en Q_{vzx} en tussen Q_{vyz} en Q_{vzy} :

$$\begin{aligned}
Q_{vzx} &= \int_0^{d_1} Q_{xz}^{21}(k_x, k_y, z_p, z') dz' + \int_{d_1}^{z_p} Q_{xz}^{22}(k_x, k_y, z_p, z') dz' \\
&= \int_0^{d_1} -Q_{zx}^{12}(k_x, k_y, z, z_p) dz + \int_{d_1}^{z_p} -Q_{zx}^{22}(k_x, k_y, z, z_p) dz \\
&= -Q_{vzx}
\end{aligned} \tag{2.60}$$

Op een soortgelijke manier kan aangetoond worden dat $Q_{vyz} = -Q_{vzy}$. Voor het bewijs dat $Q_{xz}^{21} = -Q_{zx}^{12}$ en $Q_{xz}^{22} = -Q_{zx}^{22}$ zie bijlage A. De excitatie vector V_i^e wordt gegeven door,

$$V_i^e = \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{probe}^* \cdot \vec{Q}_v \cdot \vec{J}_{pi} \tag{2.61}$$

2.4 Stromen op de patch en de probe

De binnengeleider van de coaxiale kabel is verbonden met de patches. Ten gevolge van het skineffect zal er alleen een stroom op de rand van de binnengeleider lopen. We veronderstellen dat de stroomverdeling constant is langs de \hat{z} -richting. Dit is een redelijke aanname voor probe lengten kleiner dan ongeveer $0.02\lambda_0$ [3]. De stroomverdeling op de probe is dan gelijk aan,

$$\vec{J}_{probe} = \hat{e}_z \frac{I_0}{2\pi r_0} \delta \left(\sqrt{(x - x_p)^2 + (y - y_p)^2} - r_0 \right) \tag{2.62}$$

met r_0 de straal van de binnengeleider van de coaxiale kabel en (x_p, y_p) het bevestigingspunt van de probe. De Fourier getransformeerde van de stroom op de probe wordt gegeven door,

$$\begin{aligned}
\vec{J}_{probe} &= \oint_{C_s} \vec{J}_{probe} e^{jk_x x} e^{jk_y y} dC_s = \hat{e}_z \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{I_0}{2\pi r_0} \delta \left(\sqrt{(x - x_p)^2 + (y - y_p)^2} - r_0 \right) e^{jk_x x} e^{jk_y y} dx dy \\
&= \hat{e}_z I_0 J_0(r_0 \sqrt{k_x^2 + k_y^2}) e^{jk_x x_p} e^{jk_y y_p}
\end{aligned} \tag{2.63}$$

waarbij $J_0(x)$ de Bessel functie van de eerste soort en de orde nul is.

De basisfuncties van de stromen op de patch zijn dezelfde als die van Pozar [3]. We veronderstellen dat de \hat{x} -gerichte stromen \hat{y} -onafhankelijk zijn en dat de \hat{y} -gerichte stromen \hat{x} -onafhankelijk zijn. De test/basis functies op de patch hebben de volgende vorm:

1. \hat{x} -gerichte basisfuncties

$$\mathcal{J}_{pix}(x) = \frac{1}{W_y} \sin \left(\frac{i\pi}{W_x} \left(x + \frac{W_x}{2} \right) \right), \text{ met } \begin{cases} -W_x/2 \leq x \leq W_x/2 \\ -W_y/2 \leq y \leq W_y/2 \end{cases} \tag{2.64}$$

2. \hat{y} -gerichte basisfuncties

$$\mathcal{J}_{piy}(y) = \frac{1}{W_x} \sin\left(\frac{i\pi}{W_y} \left(y + \frac{W_y}{2}\right)\right), \text{ met } \begin{cases} -W_x/2 \leq x \leq W_x/2 \\ -W_y/2 \leq y \leq W_y/2 \end{cases} \quad (2.65)$$

De bijbehorende Fourier transformaties zijn,

$$J_{pix}(k_x, k_y) = F_s(i, k_x, W_x) F_c(k_y, W_y) \quad (2.66)$$

$$J_{piy}(k_x, k_y) = F_s(i, k_y, W_y) F_c(k_x, W_x) \quad (2.67)$$

met,

$$F_s(i, k_x, W_x) = \begin{cases} \frac{2i\pi W_x \cos(k_x W_x/2)}{(i\pi)^2 - (k_x W_x)^2} & \text{i oneven} \\ \frac{-j2i\pi W_x \sin(k_x W_x/2)}{(i\pi)^2 - (k_x W_x)^2} & \text{i even} \end{cases} \quad (2.68)$$

$$F_c(k_y, W_y) = \frac{2 \sin(k_y W_y/2)}{k_y W_y} \quad (2.69)$$

Merk op dat $\lim_{k_y \rightarrow 0} F_c(k_y, W_y) = 1$.

Hoofdstuk 3

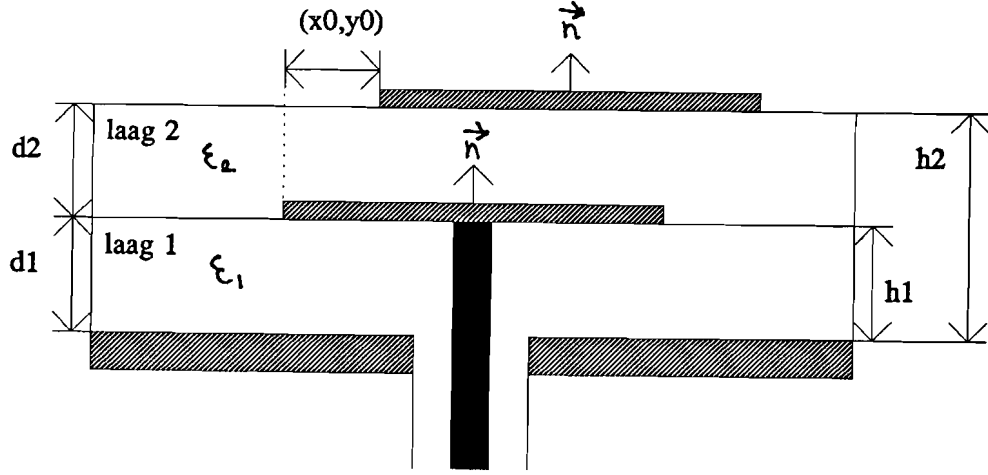
Analyse van een oneindige microstrip array bestaande uit twee lagen met gestapelde microstrip antennes

Om de bandbreedte van microstrip antennes te vergroten kan men gebruik maken van gestapelde microstrip antennes. In figuur 3.1 is de dwarsdoorsnede van een eenheidscel van een gestapelde microstrip array weergegeven. De bovenste patch is niet verbonden met de coaxiale probe maar is electromagnetisch gekoppeld. De patches bevinden zich op hoogten h_1 en h_2 , maar in de praktijk kunnen ze overal in laag 2 liggen (Bij de afleiding van de Greense functie is immers aangenomen dat de bronnen zich in laag 2 bevinden). De bovenste patches kunnen met een vector (x_0, y_0) verschoven zijn t.o.v. de onderste patches (zie figuur 3.1).

3.1 De toepassing van de momenten methode

De analyse van een microstriparray met gestapelde patches vindt op dezelfde manier plaats als de analyse van een microstriparray met enkele patches (zie hoofdstuk 2). We moeten de N coëfficiënten I_j , van de basisfuncties \vec{J}_{pj} bepalen. De basisfuncties op patch 1 zijn die met de indices $j = 1$ t/m M . De basisfuncties op patch 2 zijn die met de indices $j = M + 1$ t/m N . Met behulp van vergelijking (2.37) kunnen we de elektrische velden, \vec{E}_{p1} en \vec{E}_{p2} , in laag 2 t.g.v. de stromen op de patches uitdrukken in basisfuncties,

$$\begin{aligned}\vec{E}_{p1} &= \sum_{j=1}^M I_j \vec{E}_{pj} \\ &= \sum_{j=1}^M I_j \iint_{S_{p1}} \vec{E}^2(x, y, z, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{J}_{pj}^1(x', y') dx' dy'\end{aligned}\quad (3.1)$$



Figuur 3.1: Dwarsdoorsnede van een eenheidscel van een oneindige array met een gestapelde structuur bestaande uit twee lagen

$$\begin{aligned}
\vec{\mathcal{E}}_{p2} &= \sum_{j=M+1}^N I_j \vec{\mathcal{E}}_{pj} \\
&= \sum_{j=M+1}^N I_j \iint_{S_{p2}} \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z, x', y', z_{p2}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^2(x', y') dx' dy' \quad (3.2)
\end{aligned}$$

met z_{p1} en z_{p2} de hoogten van respectievelijk patch 1 en patch 2. De randvoorwaarde op patch 1 is,

$$\hat{n} \times (\vec{\mathcal{E}}_{p1} + \vec{\mathcal{E}}_{p2} + \vec{\mathcal{E}}_s) = \vec{0} \quad \text{op patch 1} \quad (3.3)$$

met \hat{n} de normaal vector en $\vec{\mathcal{E}}_s$ het veld in laag 2 t.g.v. de stromen op het buitenoppervlak van de probe. We definiëren het residu op patch 1 als,

$$\begin{aligned}
\vec{R}_1 &= \hat{n} \times (\vec{\mathcal{E}}_{p1} + \vec{\mathcal{E}}_{p2} + \vec{\mathcal{E}}_s) \\
&= \hat{n} \times \left(\sum_{j=1}^M I_j \iint_{S_{p1}} \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p1}, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^1(x', y') dx' dy' \right. \\
&\quad \left. + \sum_{j=M+1}^N I_j \iint_{S_{p2}} \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p1}, x', y', z_{p2}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^2(x', y') dx' dy' + \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p1}) \right) \quad (3.4)
\end{aligned}$$

Naar analogie met vergelijking (2.41) wegen we het residu \vec{R}_1 met de basisfuncties van patch 1,

$$\langle \vec{R}_1; \vec{J}_{pi} \rangle_{Sp1} = \iint_{Sp1} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{R}_1(x, y) dx dy \quad \text{voor } i=1 \text{ t/m } M \quad (3.5)$$

Substitutie van (3.4) in (3.5) geeft,

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^M I_j \iint_{Sp1} \iint_{Sp1} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p1}, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{J}_{pj}^1(x', y') dx' dy' dx dy \\ & + \sum_{j=M+1}^N I_j \iint_{Sp1} \iint_{Sp2} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p1}, x', y', z_{p2}) \cdot \vec{J}_{pj}^2(x', y') dx' dy' dx dy \\ & + \iint_{Sp1} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p1}) dx dy = 0 \quad \text{voor } i=1 \text{ t/m } M \end{aligned} \quad (3.6)$$

We definiëren nu:

$$Z_{ij}^{11} = - \iint_{Sp1} \iint_{Sp1} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p1}, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{J}_{pj}^1(x', y') dx' dy' dx dy \quad (3.7)$$

$$Z_{ij}^{12} = - \iint_{Sp1} \iint_{Sp2} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p1}, x', y', z_{p2}) \cdot \vec{J}_{pj}^2(x', y') dx' dy' dx dy \quad (3.8)$$

$$V_i^{t1} = \iint_{Sp1} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p1}) dx dy \quad (3.9)$$

We kunnen vergelijking (3.6) dan schrijven als,

$$\sum_{j=1}^M I_j Z_{ij}^{11} + \sum_{j=M+1}^N I_j Z_{ij}^{12} = V_i^{t1} \quad \text{voor } i=1 \text{ t/m } M \quad (3.10)$$

De randvoorwaarde op patch 2 is,

$$\hat{n} \times (\vec{\mathcal{E}}_{p1} + \vec{\mathcal{E}}_{p2} + \vec{\mathcal{E}}_s) = \vec{0} \quad \text{op patch 2} \quad (3.11)$$

met \hat{n} de normaal vector en $\vec{\mathcal{E}}_s$ het veld in laag 2 t.g.v. een stroom op het buitenoppervlak van de probe. Het residu van patch 2 is,

$$\begin{aligned} \vec{R}_2 &= \hat{n} \times (\vec{\mathcal{E}}_{p1} + \vec{\mathcal{E}}_{p2} + \vec{\mathcal{E}}_s) \\ &= \hat{n} \times \left(\sum_{j=1}^M I_j \iint_{Sp1} \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p2}, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{J}_{pj}^1(x', y') dx' dy' \right. \\ & \quad \left. + \sum_{j=M+1}^N I_j \iint_{Sp2} \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p2}, x', y', z_{p2}) \cdot \vec{J}_{pj}^2(x', y') dx' dy' + \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p2}) \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

We definiëren de weegfunctie voor het residu op patch 2 als,

$$\langle \vec{R}_2; \vec{J}_{pi}^2 \rangle_{Sp2} = \iint_{Sp2} \vec{J}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{R}_2(x, y) dx dy \quad \text{voor } i=M+1 \text{ t/m } N \quad (3.13)$$

Substitutie van (3.12) in (3.13) geeft,

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^M I_j \iint_{S_{p2}} \iint_{S_{p1}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p2}, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^1(x', y') dx' dy' dx dy \\
& + \sum_{j=M+1}^N I_j \iint_{S_{p2}} \iint_{S_{p2}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p2}, x', y', z_{p2}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^2(x', y') dx' dy' dx dy \\
& + \iint_{S_{p2}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p2}) dx dy = 0 \quad \text{voor } i=M+1 \text{ t/m } N
\end{aligned} \tag{3.14}$$

We definiëren nu

$$Z_{ij}^{21} = - \iint_{S_{p2}} \iint_{S_{p1}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p2}, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^1(x', y') dx' dy' dx dy \tag{3.15}$$

$$Z_{ij}^{22} = - \iint_{S_{p2}} \iint_{S_{p2}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p2}, x', y', z_{p2}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^2(x', y') dx' dy' dx dy \tag{3.16}$$

$$V_i^{t2} = \iint_{S_{p2}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p2}) dx dy \tag{3.17}$$

We kunnen vergelijking (3.14) dan schrijven als,

$$\sum_{j=1}^M I_j Z_{ij}^{21} + \sum_{j=M+1}^N I_j Z_{ij}^{22} = V_i^{t2} \quad \text{voor } i=M+1 \text{ t/m } N \tag{3.18}$$

Combinatie van de vergelijkingen (3.10) en (3.18) in een matrix geeft,

$$\begin{bmatrix} [Z^{11}] & [Z^{12}] \\ [Z^{21}] & [Z^{22}] \end{bmatrix} [I] = \begin{bmatrix} [V^{t1}] \\ [V^{t2}] \end{bmatrix} \tag{3.19}$$

waarbij de vector [I] de coëfficiënten voor de stromen op beide patches bevat. Naar analogie van de berekeningen in hoofdstuk 2 kunnen we de elementen van de Z-matrix uitdrukken in termen van test/basis functies en de dyade \vec{Q} ,

$$\begin{aligned}
Z_{ij}^{11} &= - \iint_{S_{p1}} \iint_{S_{p1}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}^2(x, y, z_{p1}, x', y', z_{p1}) \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^1(x', y') dx' dy' dx dy \\
&= - \iint_{S_{p1}} \iint_{S_{p1}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^1(x, y) \cdot \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{Q}^2(k_x, k_y, z_{p1}, z_{p1}) e^{jk_x(x'-x)} e^{jk_y(y'-y)} \\
&\quad \cdot \vec{\mathcal{J}}_{pj}^1(x', y') dx' dy' dx dy \\
&= - \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^{1*}(k_x, k_y) \cdot \vec{Q}^2(k_x, k_y, z_{p1}, z_{p1}) \cdot \vec{J}_{pj}^1(k_x, k_y)
\end{aligned} \tag{3.20}$$

met,

$$\vec{J}_{pi}^{1*}(k_x, k_y) = \iint_{S_{p1}} \vec{\mathcal{J}}_{pi}^1(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad i=1 \text{ t/m } M \tag{3.21}$$

en,

$$\vec{J}_{pj}^1(k_x, k_y) = \iint_{S_{p1}} \vec{\mathcal{J}}_{pj}^1(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad j=1 \text{ t/m } M \tag{3.22}$$

Op soortgelijke wijze kunnen we afleiden:

$$Z_{ij}^{12} = -\frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^{1*}(k_x, k_y) \cdot \vec{Q}^2(k_x, k_y, z_{p1}, z_{p2}) \cdot \vec{J}_{pj}^2(k_x, k_y) \quad (3.23)$$

met,

$$\vec{J}_{pi}^{1*}(k_x, k_y) = \iint_{S_{p1}} \vec{J}_{pi}^1(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad i=1 \text{ t/m } M \quad (3.24)$$

en,

$$\vec{J}_{pj}^2(k_x, k_y) = \iint_{S_{p2}} \vec{J}_{pj}^2(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad j=M+1 \text{ t/m } N \quad (3.25)$$

$$Z_{ij}^{21} = -\frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^{2*}(k_x, k_y) \cdot \vec{Q}^2(k_x, k_y, z_{p2}, z_{p1}) \cdot \vec{J}_{pj}^1(k_x, k_y) \quad (3.26)$$

met,

$$\vec{J}_{pi}^{2*}(k_x, k_y) = \iint_{S_{p2}} \vec{J}_{pi}^2(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad i=M+1 \text{ t/m } N \quad (3.27)$$

en,

$$\vec{J}_{pj}^1(k_x, k_y) = \iint_{S_{p1}} \vec{J}_{pj}^1(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad j=1 \text{ t/m } M \quad (3.28)$$

$$Z_{ij}^{22} = -\frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^{2*}(k_x, k_y) \cdot \vec{Q}^2(k_x, k_y, z_{p2}, z_{p2}) \cdot \vec{J}_{pj}^2(k_x, k_y) \quad (3.29)$$

met,

$$\vec{J}_{pi}^{2*}(k_x, k_y) = \iint_{S_{p2}} \vec{J}_{pi}^2(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad i=M+1 \text{ t/m } N \quad (3.30)$$

en,

$$\vec{J}_{pj}^2(k_x, k_y) = \iint_{S_{p2}} \vec{J}_{pj}^2(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad j=M+1 \text{ t/m } N \quad (3.31)$$

Voor de elementen V_i^{t1} en V_i^{t2} van de V^t -vector vinden we,

$$\begin{aligned} V_i^{t1} &= \iint_{S_{p1}} \vec{J}_{pi}^1(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p1}) dx dy \\ &= \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^{1*}(k_x, k_y) \cdot \vec{Q}_{v_1'}(k_x, k_y, z_{p1}) \cdot \vec{J}_{probe}(k_x, k_y) \end{aligned} \quad (3.32)$$

met,

$$\vec{J}_{pi}^{1*}(k_x, k_y) = \iint_{S_{p1}} \vec{J}_{pi}^1(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad (3.33)$$

$$\vec{J}_{probe}(k_x, k_y) = \oint_{C_s} \vec{J}_{probe}(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dC_s' \quad (3.34)$$

$$\vec{Q}_{v_1'}(k_x, k_y, z) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & Q_{v_{xz}}^1 \\ 0 & 0 & Q_{v_{yz}}^1 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

$$Q_{vzx}^1 = \int_0^{d_1} Q_{xz}^{21}(k_x, k_y, d_1, z') dz' \quad (3.36)$$

en,

$$Q_{vyz}^1 = \int_0^{d_1} Q_{yz}^{21}(k_x, k_y, d_1, z') dz' \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} V_i^{t2} &= \iint_{S_{p2}} \vec{J}_{pi}^2(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_s(x, y, z_{p2}) dx dy \\ &= \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}^{2*}(k_x, k_y) \cdot \vec{Q}_{v_2'}(k_x, k_y, z_{p2}) \cdot \vec{J}_{probe}(k_x, k_y) \end{aligned} \quad (3.38)$$

met,

$$\vec{J}_{pi}^{2*}(k_x, k_y) = \iint_{S_{p2}} \vec{J}_{pi}^2(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad (3.39)$$

$$\vec{J}_{probe}(k_x, k_y) = \oint_{C_s} \vec{J}_{probe}(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dC_s' \quad (3.40)$$

$$\vec{Q}_{v_2'} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & Q_{vzx}^2 \\ 0 & 0 & Q_{vyz}^2 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.41)$$

$$Q_{vzx}^2 = \int_0^{d_1} Q_{xz}^{21}(k_x, k_y, d_2, z') dz' \quad (3.42)$$

en,

$$Q_{vyz}^2 = \int_0^{d_1} Q_{yz}^{21}(k_x, k_y, d_2, z') dz' \quad (3.43)$$

Voor de ingangsimpedantie kunnen we schrijven [2],

$$Z_{in} = -\frac{1}{I_0^2} \iiint \vec{\mathcal{E}}_p(x, y, z) \cdot \vec{J}_{probe}(x, y, z) dV \quad (3.44)$$

Als we kiezen $I_0 = 1$ Ampere kunnen we schrijven,

$$Z_{in} = -\iint_{S_{probe}} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{\mathcal{E}}_{p1} dS - \iint_{S_{probe}} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{\mathcal{E}}_{p2} dS \quad (3.45)$$

Uitwerken van de eerste term van vergelijking (3.45) geeft,

$$\begin{aligned} & -\iint_{S_{probe}} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{\mathcal{E}}_{p1} dS \\ &= -\sum_{i=1}^M I_i \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{probe}^*(k_x, k_y) \cdot \vec{Q}_{v_1} \cdot \vec{J}_{pi}^1(k_x, k_y) \end{aligned} \quad (3.46)$$

met,

$$\vec{J}_{probe}^*(k_x, k_y) = \oint_{C_s} \vec{J}_{probe}(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dC_s \quad (3.47)$$

$$\vec{J}_{pi}^1(k_x, k_y) = \iint_{Sp1} \vec{J}_{pi}^1(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad (3.48)$$

$$\bar{\bar{Q}}_{v_1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ Q_{vzx}^1 & Q_{vzy}^1 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

$$Q_{vzx}^1 = \int_0^{d_1} Q_{zx}^{12}(k_x, k_y, z, d_1) dz \quad (3.50)$$

en,

$$Q_{vzy}^1 = \int_0^{d_1} Q_{zy}^{12}(k_x, k_y, z, d_1) dz \quad (3.51)$$

Uitwerken van de tweede van vergelijking 3.45 term geeft,

$$\begin{aligned} & - \iint_{S_{probe}} \vec{J}_{probe} \cdot \vec{E}_{p2} dS \\ = & - \sum_{i=M+1}^N I_i \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{probe}^*(k_x, k_y) \cdot \bar{\bar{Q}}_{v_2} \cdot \vec{J}_{pi}^2(k_x, k_y) \end{aligned} \quad (3.52)$$

met,

$$\vec{J}_{probe}^*(k_x, k_y) = \oint_{C_s} \vec{J}_{probe}(x, y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dC_s \quad (3.53)$$

$$\vec{J}_{pi}^2(k_x, k_y) = \iint_{Sp2} \vec{J}_{pi}^2(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy' \quad (3.54)$$

$$\bar{\bar{Q}}_{v_2} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ Q_{vzx}^2 & Q_{vzy}^2 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.55)$$

$$Q_{vzx}^2 = \int_0^{d_1} Q_{zx}^{12}(k_x, k_y, z, d_2) dz \quad (3.56)$$

en,

$$Q_{vzy}^2 = \int_0^{d_1} Q_{zy}^{12}(k_x, k_y, z, d_2) dz \quad (3.57)$$

Met behulp van vergelijking (3.46) en (3.52) we voor de ingangsimpedantie schrijven,

$$Z_{in} = - \sum_{i=1}^M I_i V_i^{e1} - \sum_{i=M+1}^N I_i V_i^{e2} \quad (3.58)$$

met,

$$V_i^{e1} = \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{probe}^*(k_x, k_y) \cdot \bar{\bar{Q}}_{v_1} \cdot \vec{J}_{pi}^1(k_x, k_y) \quad (3.59)$$

en,

$$V_i^{e2} = \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{probe}^*(k_x, k_y) \cdot \bar{\bar{Q}}_{v_2} \cdot \vec{J}_{pi}^2(k_x, k_y) \quad (3.60)$$

3.2 De basisfuncties op de patches

De basisfuncties op de onderste patch hebben de volgende vorm,

1. \hat{x} -gerichte basisfuncties

$$\mathcal{J}_{pix}^1 = \frac{1}{W_{y1}} \sin\left(\frac{i\pi}{W_{x1}}\left(x + \frac{W_{x1}}{2}\right)\right), \text{ met } \begin{cases} -W_{x1}/2 \leq x \leq W_{x1}/2 \\ -W_{y1}/2 \leq y \leq W_{y1}/2 \end{cases} \quad (3.61)$$

2. \hat{y} -gerichte basisfuncties

$$\mathcal{J}_{piy}^1 = \frac{1}{W_{x1}} \sin\left(\frac{i\pi}{W_{y1}}\left(y + \frac{W_{y1}}{2}\right)\right), \text{ met } \begin{cases} -W_{x1}/2 \leq x \leq W_{x1}/2 \\ -W_{y1}/2 \leq y \leq W_{y1}/2 \end{cases} \quad (3.62)$$

De Fourier getransformeerde van deze stromen wordt gegeven door,

$$J_{pix}^1(k_x, k_y) = F_s(i, k_x, W_{x1})F_c(k_y, W_{y1}) \quad (3.63)$$

$$J_{piy}^1(k_x, k_y) = F_s(i, k_y, W_{y1})F_c(k_x, W_{x1}) \quad (3.64)$$

waarbij de functies F_s en F_c gegeven zijn in vergelijking (2.68) en (2.69). De basis functies voor de bovenste patch hebben de vorm,

1. \hat{x} -gerichte basisfuncties

$$\mathcal{J}_{pix}^2 = \frac{1}{W_{y2}} \sin\left(\frac{i\pi}{W_{x2}}\left(x - x_0 + \frac{W_{x2}}{2}\right)\right), \text{ met } \begin{cases} -W_{x2}/2 + x_0 \leq x \leq W_{x2}/2 + x_0 \\ -W_{y2}/2 + y_0 \leq y \leq W_{y2}/2 + y_0 \end{cases} \quad (3.65)$$

2. \hat{y} -gerichte basisfuncties

$$\mathcal{J}_{piy}^2 = \frac{1}{W_{x2}} \sin\left(\frac{i\pi}{W_{y2}}\left(y - y_0 + \frac{W_{y2}}{2}\right)\right), \text{ met } \begin{cases} -W_{x2}/2 + x_0 \leq x \leq W_{x2}/2 + x_0 \\ -W_{y2}/2 + y_0 \leq y \leq W_{y2}/2 + y_0 \end{cases} \quad (3.66)$$

De Fourier getransformeerde van deze stromen wordt gegeven door,

$$J_{pix}^2(k_x, k_y) = F_s(i, k_x, W_{x2})F_c(k_y, W_{y2})e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0} \quad (3.67)$$

$$J_{piy}^2(k_x, k_y) = F_s(i, k_y, W_{y2})F_c(k_x, W_{x2})e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0} \quad (3.68)$$

De term $e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0}$ is het gevolg van de verschuiving van de bovenste patches met een vector (x_0, y_0) t.o.v. de onderste patches. De inverse Fourier getransformeerde van een basisfunctie $\vec{\mathcal{J}}_{pi}(x, y)$ wordt namelijk gegeven door

$$\vec{\mathcal{J}}_{pi}(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}(k_x, k_y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \quad (3.69)$$

De inverse Fourier getransformeerde van $\vec{J}_{pi}(x - x_0, y - y_0)$ is dan,

$$\vec{J}_{pi}(x - x_0, y - y_0) = \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}(k_x, k_y) e^{-jk_x(x-x_0)} e^{-jk_y(y-y_0)} dk_x dk_y \quad (3.70)$$

$$= \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{J}_{pi}(k_x, k_y) e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \quad (3.71)$$

$$= \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{J}'_{pi}(k_x, k_y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y \quad (3.72)$$

met $\vec{J}'_{pi}(k_x, k_y) = \vec{J}_{pi}(k_x, k_y) e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0}$ de Fourier getransformeerde van $\vec{J}_{pi}(x - x_0, y - y_0)$.

Hoofdstuk 4

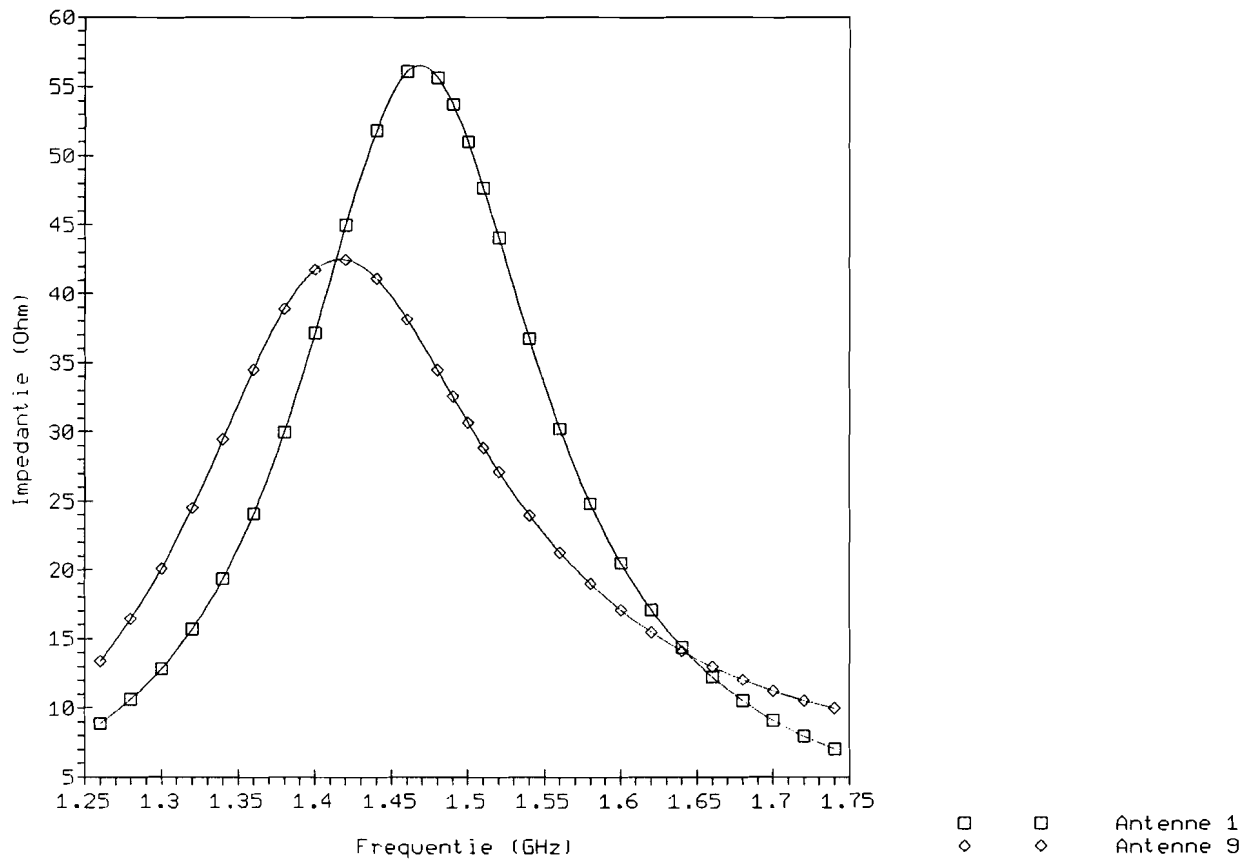
Resultaten van het microstriparray met enkele patch als element

4.1 Inleiding

Om de invloed van een afdeklaag op het gedrag van een oneindige microstrip array te onderzoeken is eerst een array zonder afdeklaag bekeken. Dit array is ontworpen voor een resonantiefrequentie van 1,505 GHz. De parameters van deze antenne zijn $d = 6$ mm, $\epsilon_r' = 2,55$, $a = b = 7$ cm, $W_x = W_y = 5,7$ cm, $x_p = 2,85$ cm, $y_p = 0$ en $f_{res} = 1,505$ GHz. Vervolgens werden antennes met een afdeklaag met verschillende diktes en diëlectrische constantes bekeken. Deze zijn zo gekozen dat er geen blinde scanhoek optreedt bij 1.5 GHz. De dikte en diëlectrische constante van de onderste laag werden constant gehouden. Om de resonantiefrequentie ongeveer 1,5 GHz te houden werden de afmetingen van de patches wel aangepast. Alle configuraties worden aan de rand ($x_p = W_x/2$) aangekoppeld. De diameter van de probe is nul. De overige parameters van de berekende antennes zijn in tabel 4.1 weergegeven. De antenne zonder afdeklaag is antenne 1. In de \hat{x} -richting worden de basisfuncties gebruikt waarvoor $i=1,3,5,7$. In de \hat{y} -richting worden de basisfuncties gebruikt waarvoor $i=1,2$. De sommatie over m en n in de uitdrukkingen voor de V-vector en de Z-matrix loopt van -120 t/m 120 .

4.2 De ingangsimpedantie en reflectiecoëfficiënt bij $\theta = 0$ en $\phi = 0$

In figuur 4.1 is het reële deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie weergegeven voor antenne 1 en 9. Het maximum van het reële deel van de ingangsimpedantie is voor antenne 1 ongeveer 57 Ohm en voor antenne 9 ongeveer 42 Ohm. Dit maximum wordt voor antenne 1 bij 1,47 GHz en voor antenne 9 bij ongeveer 1,42 GHz bereikt. Verder valt op dat, in de buurt van de resonantiefrequentie, het reële deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie voor antenne 9 vlakker verloopt dan voor antenne 1.



Figuur 4.1: Het reële deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie voor antenne 1 en 9

Tabel 4.1: Parameters van de berekende antennes

| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|------------------|-------|------|--------|--------|-------|------|-------|-------|------|
| d_1 (mm) | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 |
| d_2 (mm) | — | 3 | 3 | 3 | 3 | 6 | 6 | 6 | 6 |
| ϵ'_{r1} | 2.55 | 2.55 | 2.55 | 2.55 | 2.55 | 2.55 | 2.55 | 2.55 | 2.55 |
| ϵ'_{r2} | — | 2.55 | 5.0 | 8.0 | 12.8 | 2.55 | 5.0 | 8.0 | 12.8 |
| $\tan \delta_1$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\tan \delta_2$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| a (cm) | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 |
| b (cm) | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 |
| W_x (cm) | 5.7 | 5.4 | 5.075 | 4.725 | 4.25 | 5.3 | 4.75 | 4.25 | 3.6 |
| W_y (cm) | 5.7 | 5.4 | 5.075 | 4.725 | 4.25 | 5.3 | 4.75 | 4.25 | 3.6 |
| x_p (cm) | 2.85 | 2.7 | 2.5375 | 2.3625 | 2.125 | 2.65 | 2.375 | 2.125 | 1.8 |
| f_{res} (GHz) | 1.505 | 1.51 | 1.505 | 1.505 | 1.5 | 1.5 | 1.51 | 1.5 | 1.5 |

Het verloop van de reactantie als functie van de frequentie voor antenne 1 en 9 is weergegeven in figuur 4.2. De resonantiefrequentie van beide antennes is 1,5 GHz. De resonantiefrequentie is gedefiniëerd als de frequentie waar de reactantie gelijk aan nul is en de afgeleide van de reactantie als functie van de frequentie negatief is. In de buurt van de resonantiefrequentie verloopt de reactantie als functie van de frequentie voor antenne 9 vlakker dan voor antenne 1.

In figuur 4.3 is de reflectiecoëfficiënt als functie van de frequentie, voor beide antennes, weergegeven.

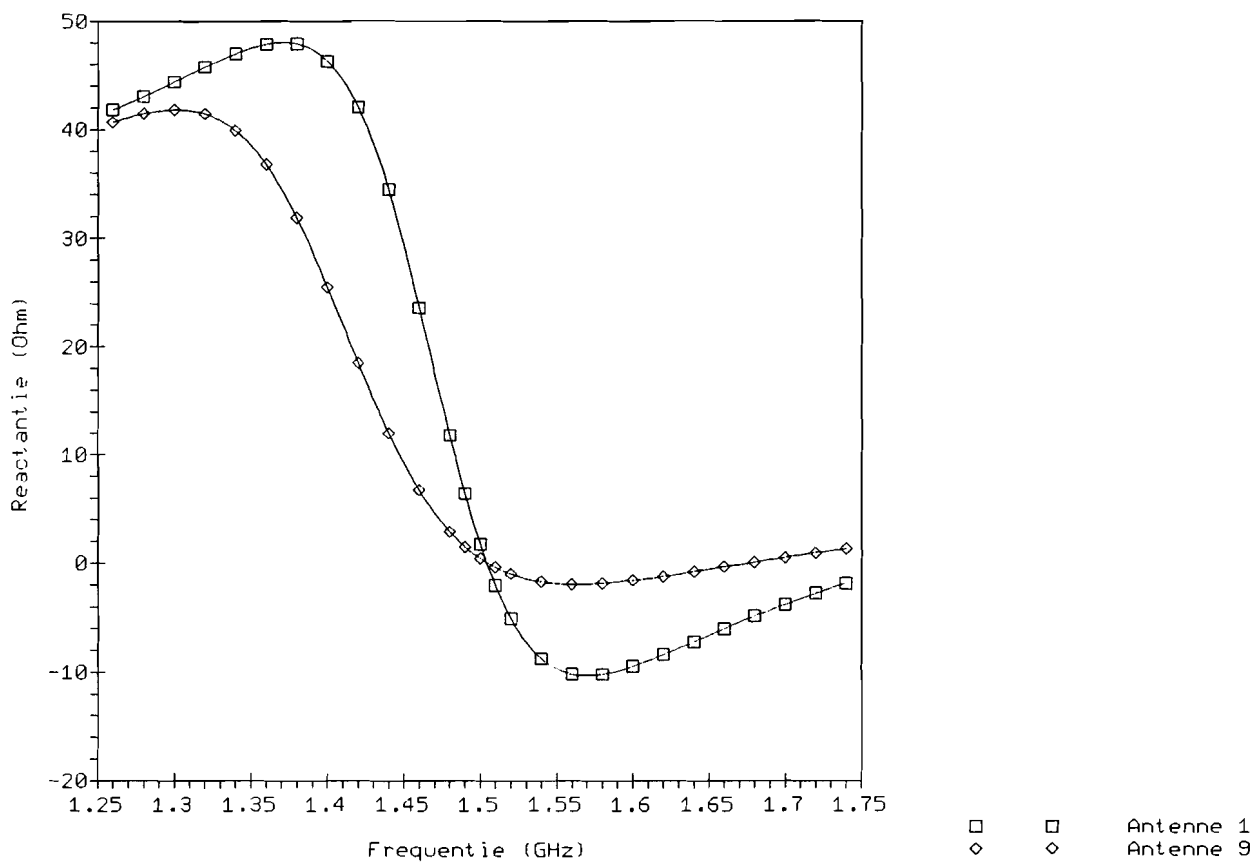
De reflectiecoëfficiënt is berekend met behulp van de formule,

$$R(f) = \frac{Z_{in}(f) - Z_{in}(f_0)}{Z_{in}(f) + Z_{in}(f_0)} \quad (4.1)$$

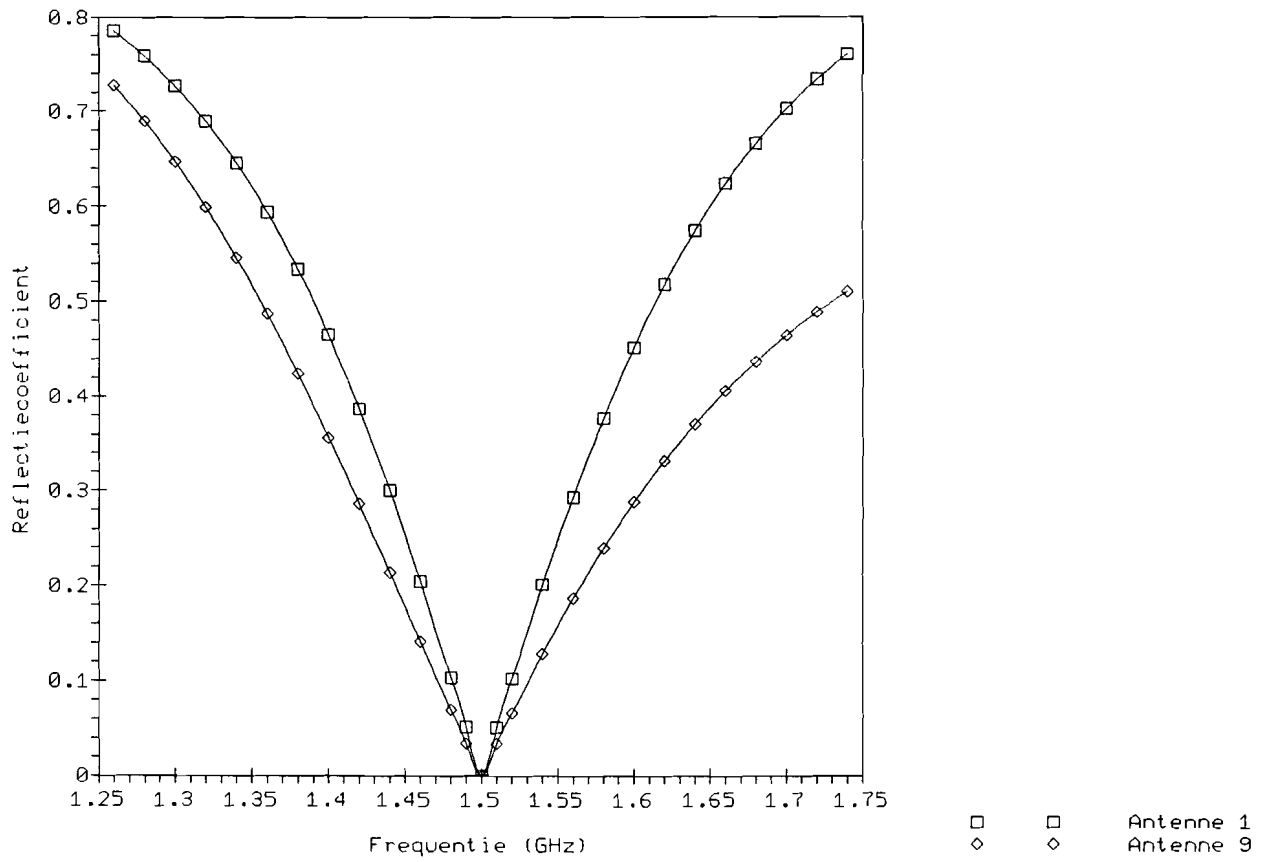
waar f_0 de resonantiefrequentie voorstelt. Voor antenne 1 is $Z_{in}(f_0)$ gelijk aan 54 Ohm, voor antenne 9 is $Z_{in}(f_0)$ gelijk aan 31 Ohm. De bandbreedte wordt gedefiniëerd als het frequentiegebied waarover de reflectiecoëfficiënt kleiner is dan $\frac{1}{3}$. In figuur 4.3 is te zien dat de bandbreedte van antenne 9 groter is dan die van antenne 1 voor $\theta = 0$ en $\phi = 0$.

4.3 Het scangedrag van twee antennes bij optimale frequentie

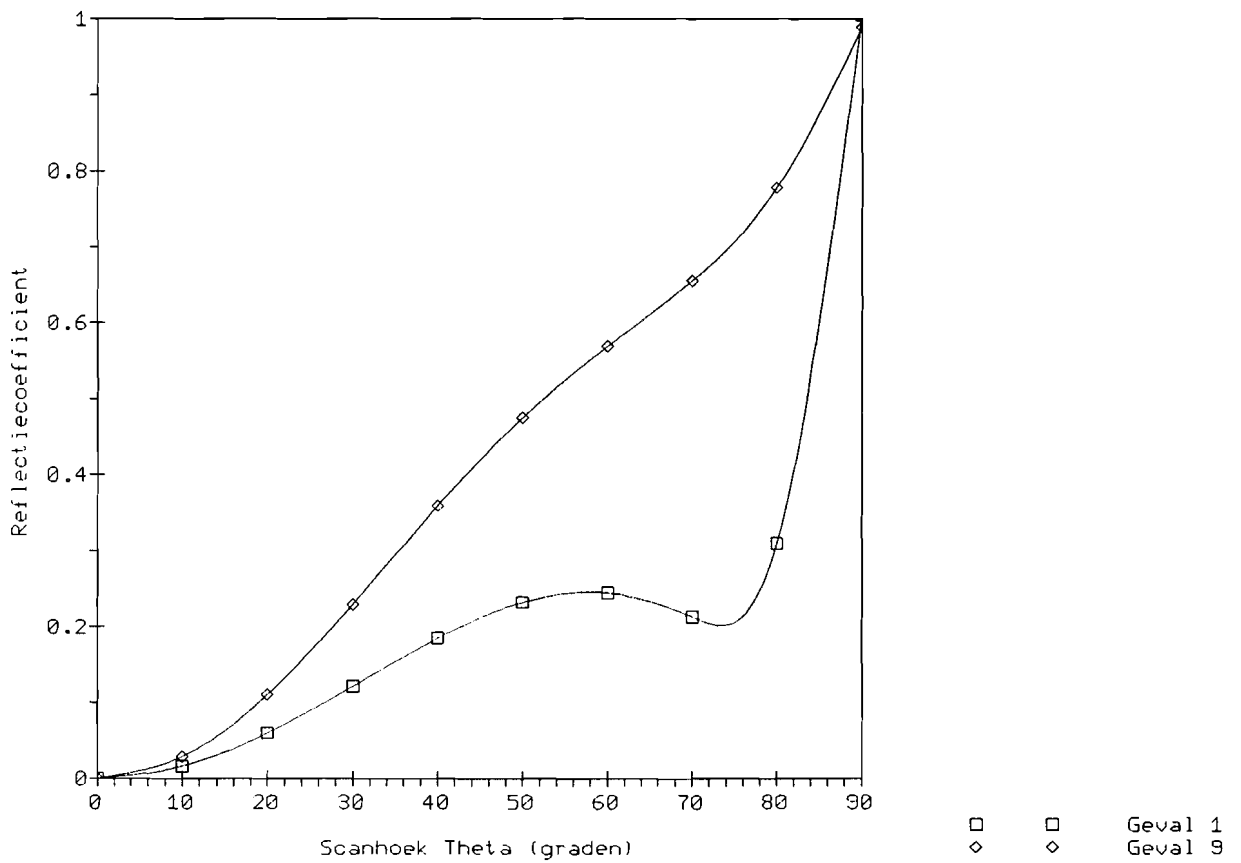
In deze paragraaf wordt het scangedrag van de antenne zonder afdeklaag (antenne 1) vergeleken met antenne 9. De bandbreedte van antenne 9 wijkt namelijk het meest af van de antenne zonder afdeklaag. In de figuren 4.4, 4.5 en 4.6 is de reflectiecoëfficiënt van antenne 1 en 9 als functie van de scanhoek θ weergegeven voor resp. $\phi = 0^\circ$, $\phi = 45^\circ$ en $\phi = 90^\circ$. We definiëren het scanbereik als de verzameling van scanhoeken waarvoor geldt dat de reflectiecoëfficiënt kleiner is dan $\frac{1}{3}$. Voor $\phi = 0^\circ$ zien we dat een afdeklaag



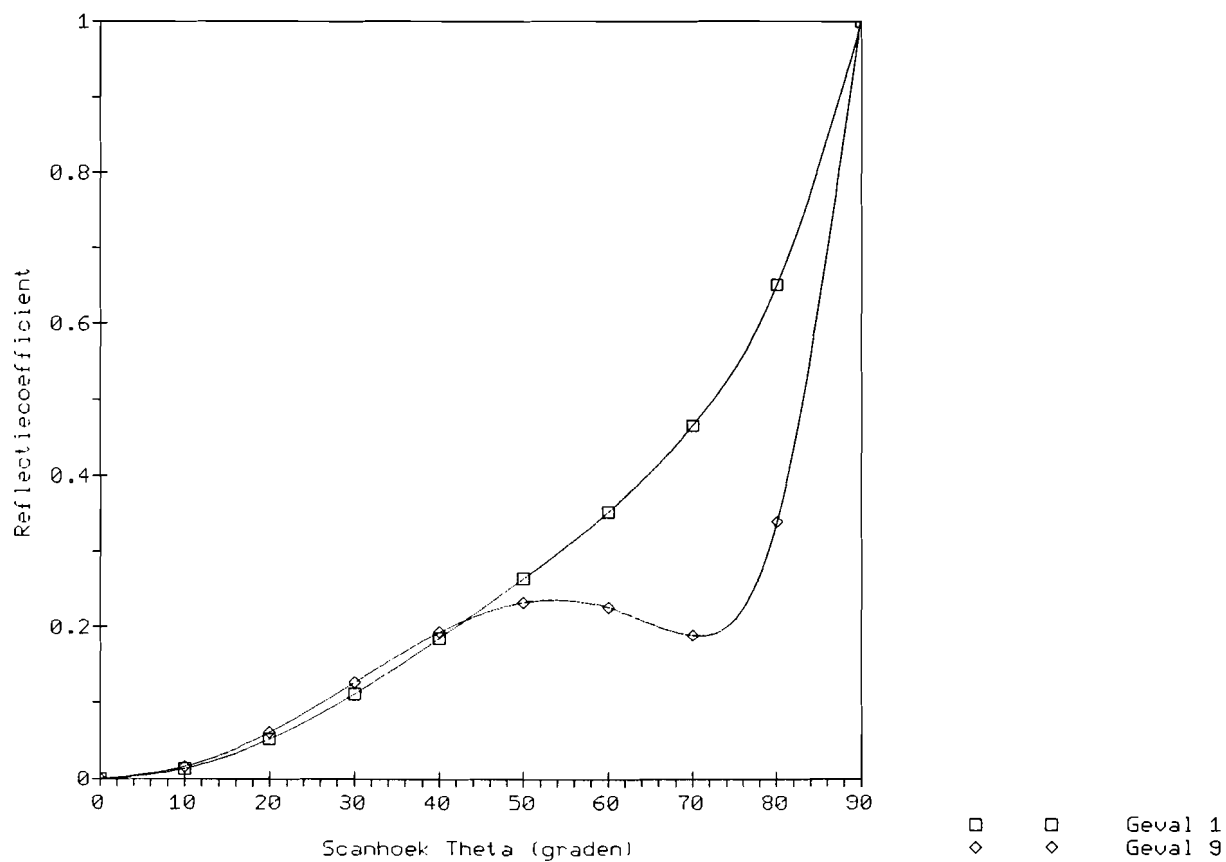
Figuur 4.2: De reactantie als functie van de frequentie voor antenne 1 en 9



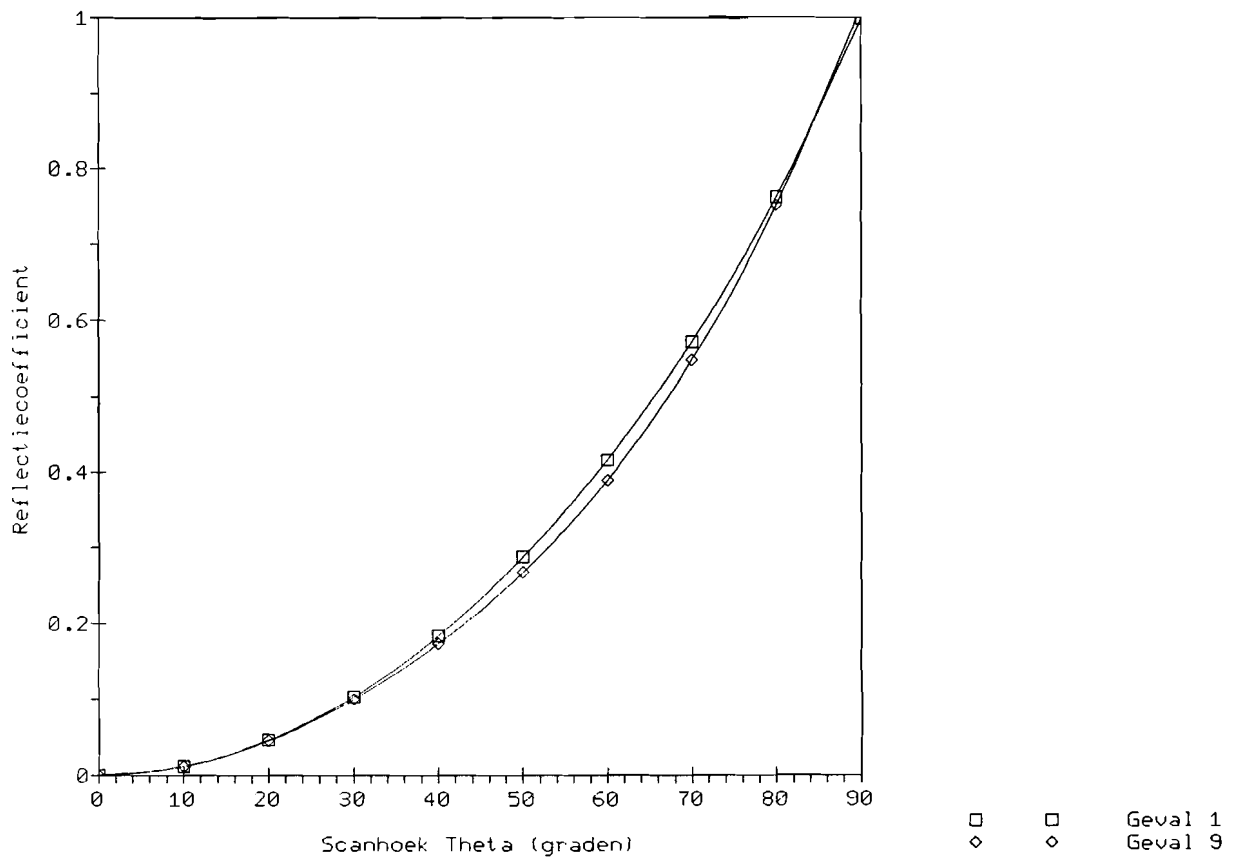
Figuur 4.3: De reflectiecoëfficiënt als functie van de frequentie voor antenne 1 en 9



Figuur 4.4: Reflectiecoëfficiënt als functie van θ voor $\phi = 0^\circ$



Figuur 4.5: Reflectiecoëfficiënt als functie van θ voor $\phi = 45^\circ$



Figuur 4.6: Reflectiecoëfficiënt als functie van θ voor $\phi = 90^\circ$

met hoge diëlectrische constante het scanbereik nadelig beïnvloed. Bij $\phi = 45^\circ$ is het juist de antenne met de afdeklaag die het grootste scanbereik heeft. Terwijl bij $\phi = 90^\circ$ de afdeklaag het scangedrag niet wezenlijk beïnvloed. In tabel 4.3 is voor $\phi = 0^\circ$, $\phi = 45^\circ$ en $\phi = 90^\circ$ het scanbereik voor antenne 1 en 9 weergegeven.

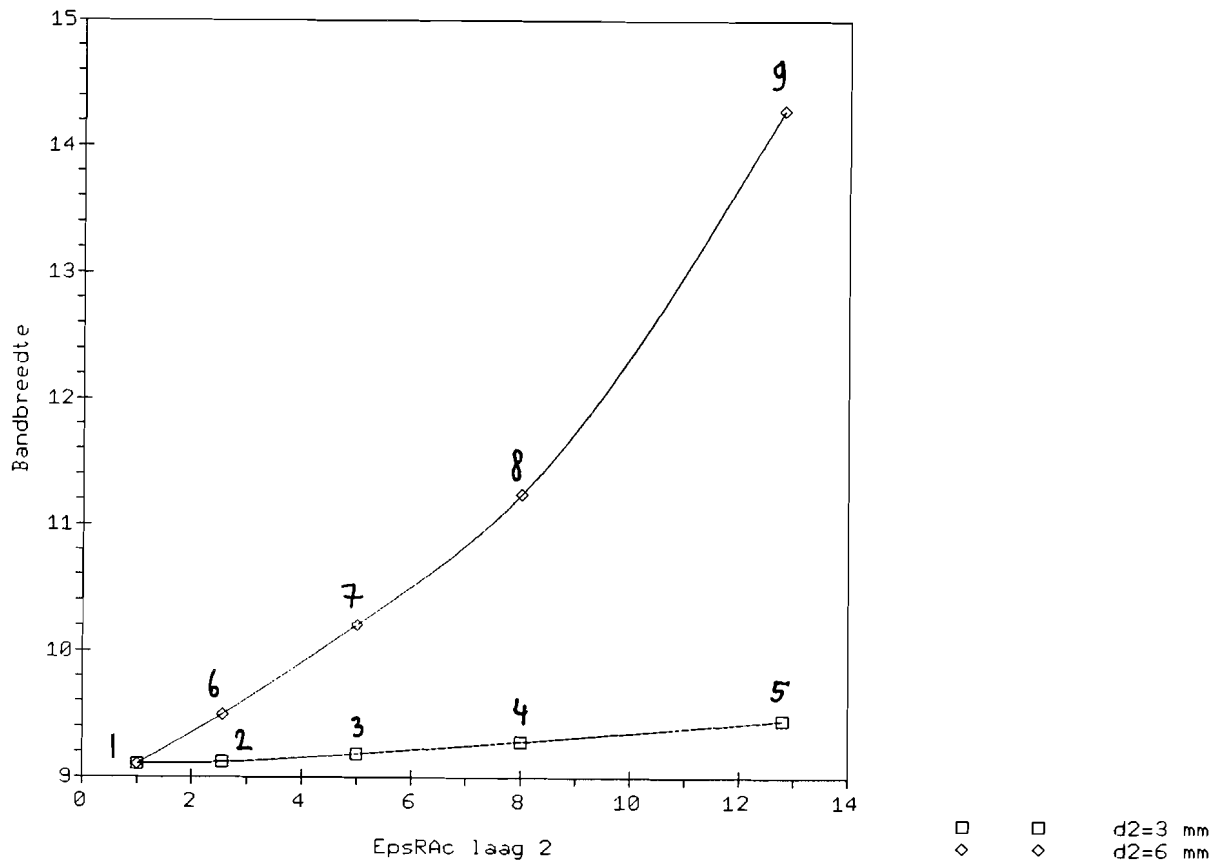
Tabel 4.2: Het scanbereik van antenne 1 en 9 voor $\phi = 0^\circ$, $\phi = 45^\circ$ en $\phi = 90^\circ$

| | $\phi = 0^\circ$ | $\phi = 45^\circ$ | $\phi = 90^\circ$ |
|-----------|---------------------|---------------------|---------------------|
| antenne 1 | $\theta = 80^\circ$ | $\theta = 58^\circ$ | $\theta = 54^\circ$ |
| antenne 9 | $\theta = 38^\circ$ | $\theta = 80^\circ$ | $\theta = 56^\circ$ |

4.4 Bandbreedte van de single patch microstrip array

De bandbreedte van een antenne bij een bepaalde scanhoek (θ, ϕ) is gedefiniëerd als het frequentiegebied waarover de reflectiecoëfficiënt kleiner is dan $\frac{1}{3}$ ($VSWR < 2$). De bandbreedte wordt uitgedrukt in een percentage van de resonantiefrequentie. In de figuren 4.7 t/m 4.9 is de bandbreedte, in het vlak waarvoor $\phi = 0^\circ$, weergegeven als functie van de diëlectrische constante voor respectievelijk $\theta = 0^\circ$, $\theta = 30^\circ$ en $\theta = 60^\circ$. We zien dat voor $\theta = 0^\circ$, $\phi = 0^\circ$ de bandbreedte toeneemt bij toenemende dikte en toenemende diëlectrische constante van de afdeklaag. De bandbreedte van de antenne zonder afdeklaag is 9,1%. Bij een afdeklaag van 3 mm hoog wordt een bandbreedte gehaald van 9,5% bij een relatieve diëlectrische constante van 12,8. Als de afdeklaag tot 6 mm verhoogd wordt, wordt een bandbreedte van 14,3% gehaald. Voor $\theta = 30^\circ$ is het verloop ongeveer hetzelfde. Bij $\theta = 60^\circ$ is het verloop echter anders. Een afdeklaag van 3 mm heeft nu nauwelijks invloed op de bandbreedte. Terwijl bij een afdeklaag van 6 mm de bandbreedte als functie van de diëlectrische constante afneemt. De afdeklaag heeft in dit geval dus een negatieve invloed op de bandbreedte.

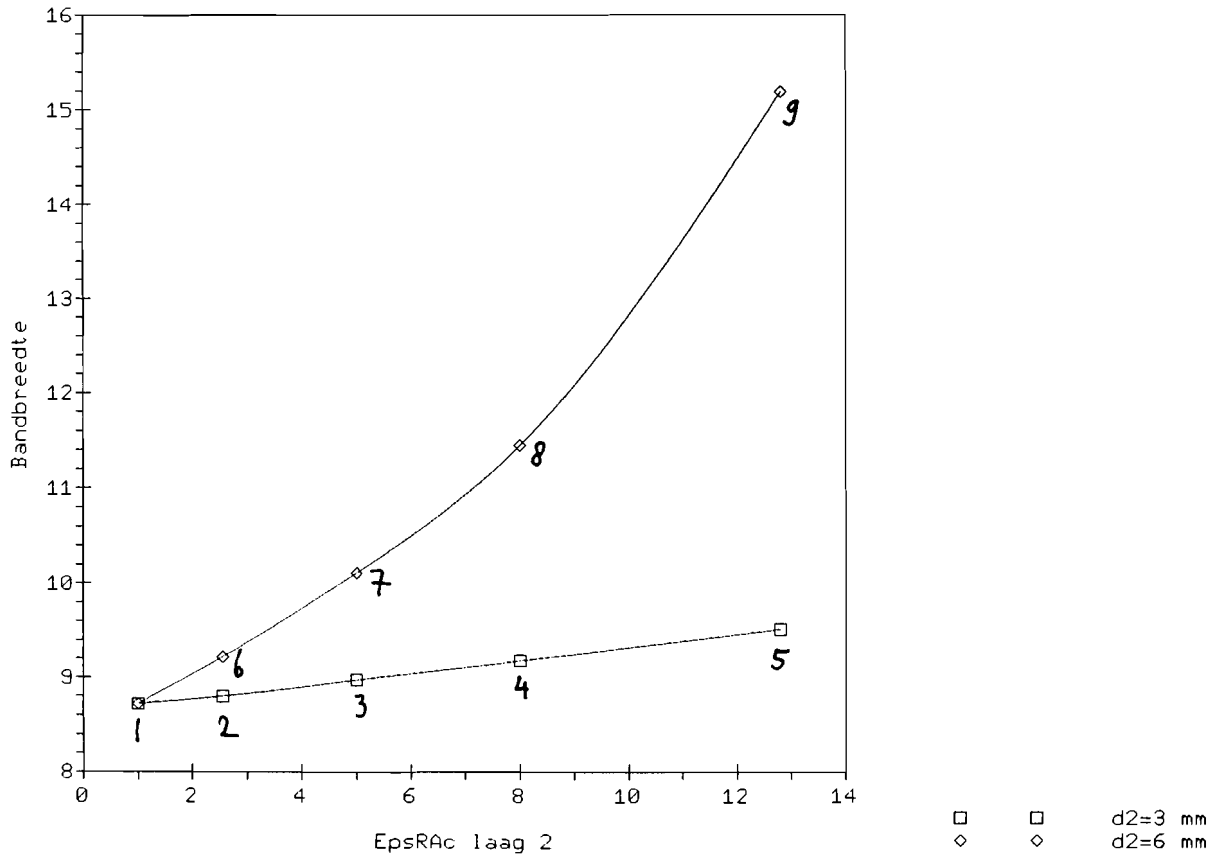
Voor de vlakken waarvoor $\phi = 45^\circ$ en $\phi = 90^\circ$ neemt de bandbreedte voor hogere diëlectrische constante en dikkere afdeklaag toe bij $\theta = 0^\circ$ en $\theta = 30^\circ$. In tabel 4.3 is de maximale bandbreedte weergegeven bij de bekeken scanhoeken voor een afdeklaag van 3 mm en 6 mm. In de figuur 4.10 en 4.11 is de bandbreedte als functie van de relatieve diëlectrische constante weergegeven voor $\phi = 45^\circ$. De bandbreedte als functie van de relatieve diëlectrische constante voor $\phi = 90^\circ$ is weergegeven in figuur 4.12. De bandbreedte voor de scanhoek $\phi = 90^\circ$, $\theta = 60^\circ$ is voor alle onderzochte antennes gelijk aan nul.



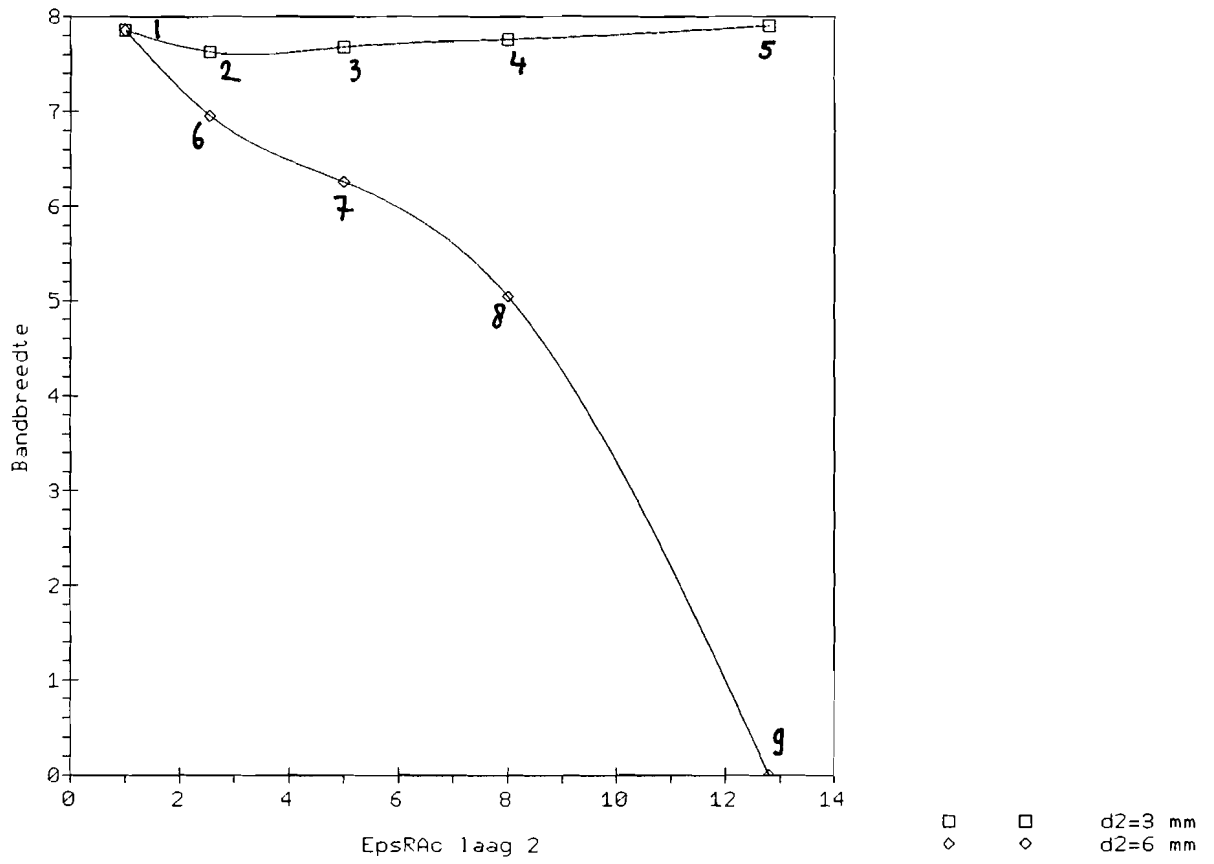
Figuur 4.7: De bandbreedte als functie van de diëlectrische constante van de afdeklaag voor $\theta = 0^\circ$, $\phi = 0^\circ$

Tabel 4.3: Maximale bandbreedte voor een afdeklaag van 3 en 6 mm

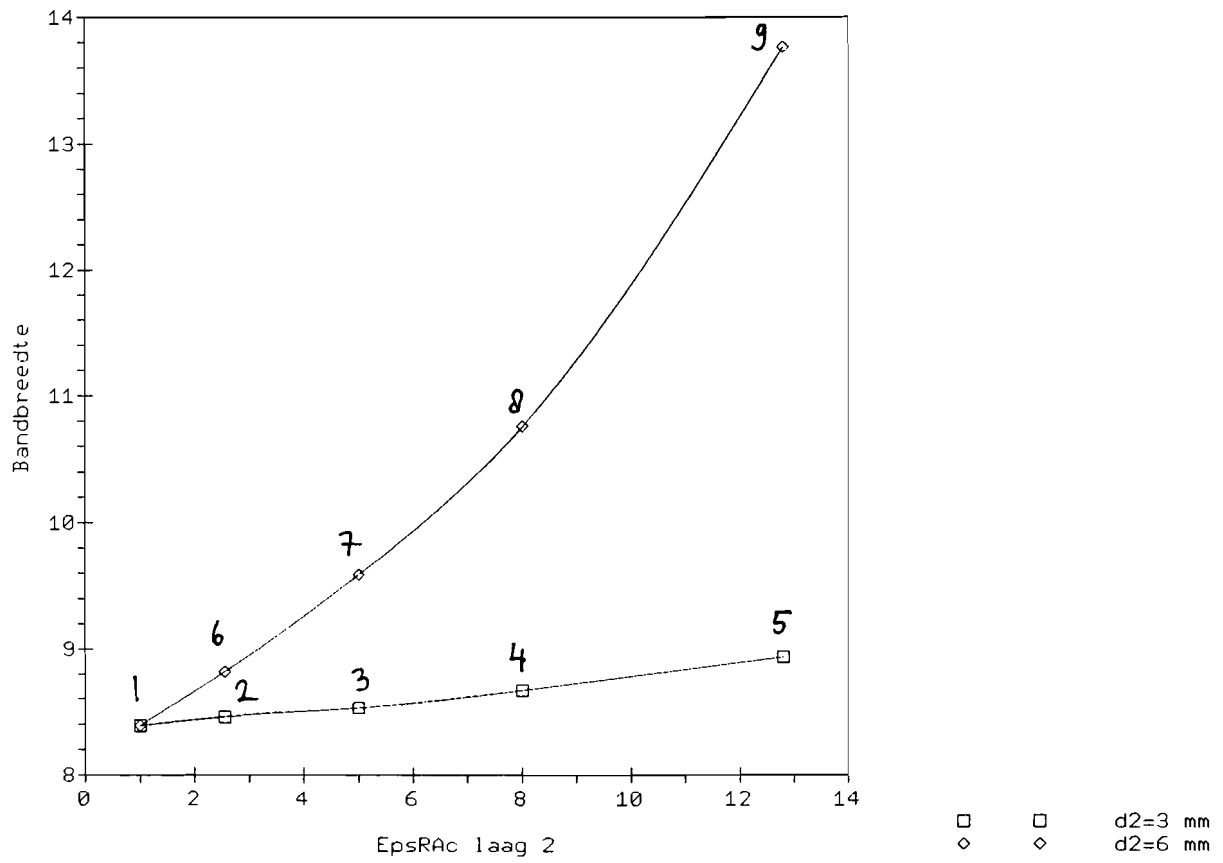
| Scanhoek | BW voor $d_2 = 0$ mm | BW voor $d_2 = 3$ mm | BW voor $d_2 = 6$ mm |
|--------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $\phi = 0^\circ, \theta = 0^\circ$ | 9.1 | 9.5 | 14.3 |
| $\phi = 0^\circ, \theta = 30^\circ$ | 8.7 | 9.5 | 15.2 |
| $\phi = 0^\circ, \theta = 60^\circ$ | 7.9 | 7.9 | 7.9 |
| $\phi = 45^\circ, \theta = 0^\circ$ | 9.1 | 9.5 | 14.3 |
| $\phi = 45^\circ, \theta = 30^\circ$ | 8.4 | 8.9 | 13.8 |
| $\phi = 45^\circ, \theta = 60^\circ$ | 3.1 | 4.3 | 11.8 |
| $\phi = 90^\circ, \theta = 0^\circ$ | 9.1 | 9.5 | 14.3 |
| $\phi = 90^\circ, \theta = 30^\circ$ | 8.0 | 8.2 | 11.9 |



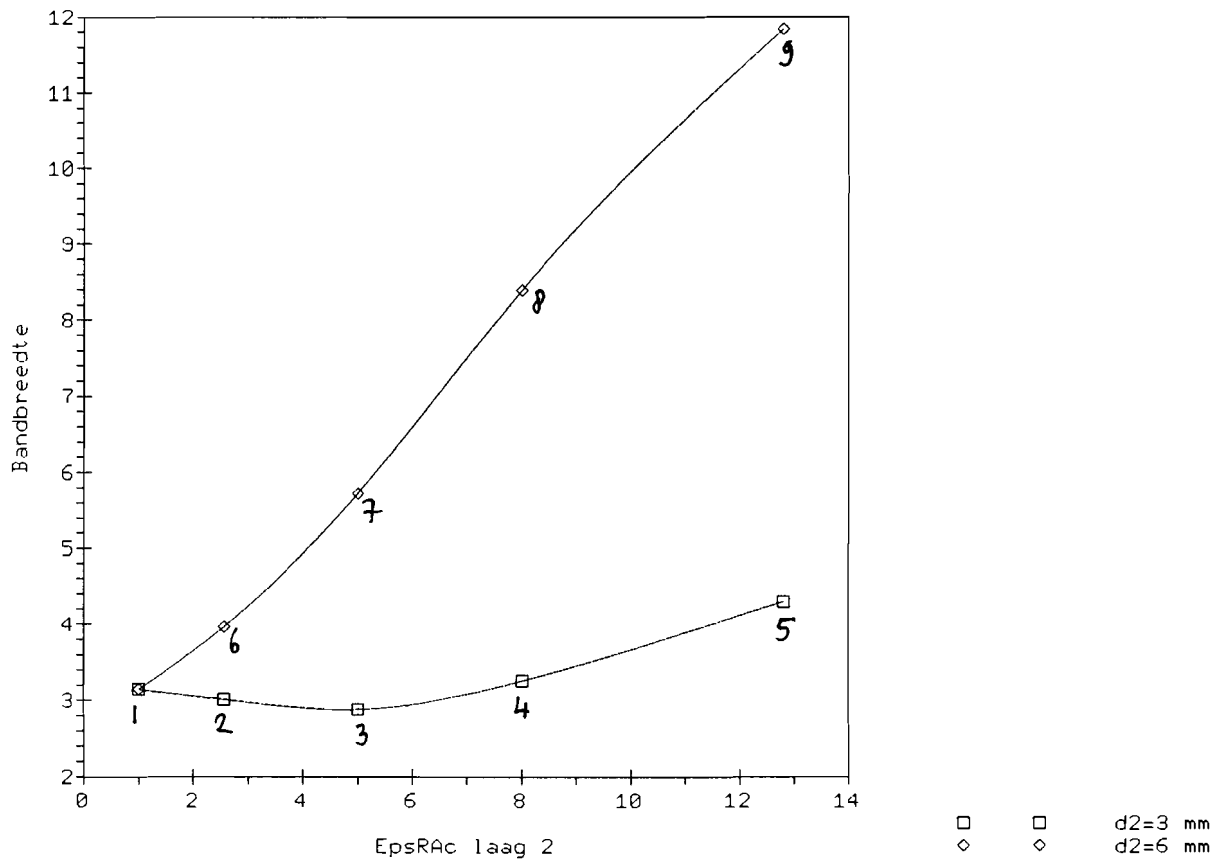
Figuur 4.8: De bandbreedte als functie van de diëlectrische constante van de afdeklaag voor $\theta = 30^\circ$, $\phi = 0^\circ$



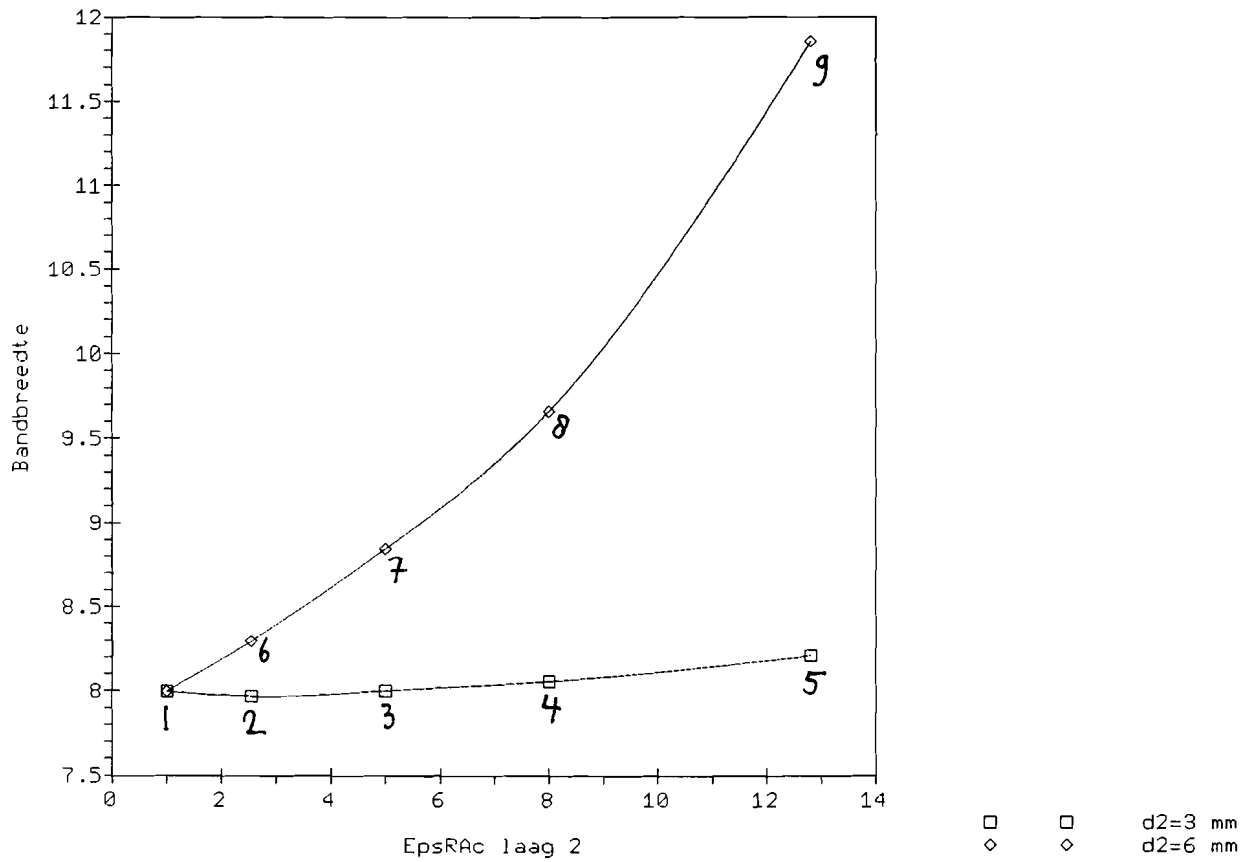
Figuur 4.9: De bandbreedte als functie van de diëlectrische constante van de afdeklaag voor $\theta = 60^\circ$, $\phi = 0^\circ$



Figuur 4.10: De bandbreedte als functie van de diëlectrische constante van de afdeklaag voor $\theta = 30^\circ$, $\phi = 45^\circ$



Figuur 4.11: De bandbreedte als functie van de diëlectrische constante van de afdeklaag voor $\theta = 60^\circ$, $\phi = 45^\circ$



Figuur 4.12: De bandbreedte als functie van de diëlectrische constante van de afdeklaag voor $\theta = 30^\circ$, $\phi = 90^\circ$

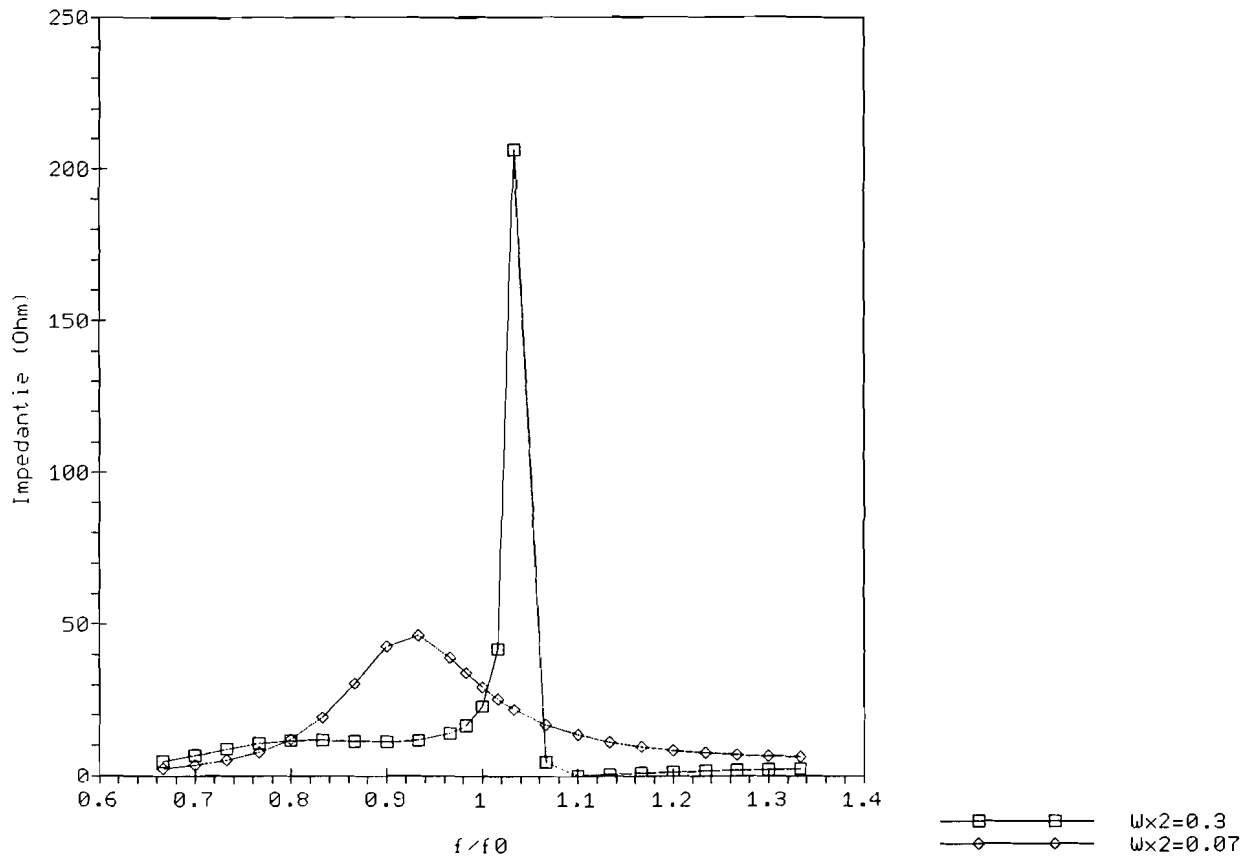
Hoofdstuk 5

Resultaten van de gestapelde microstripantenne

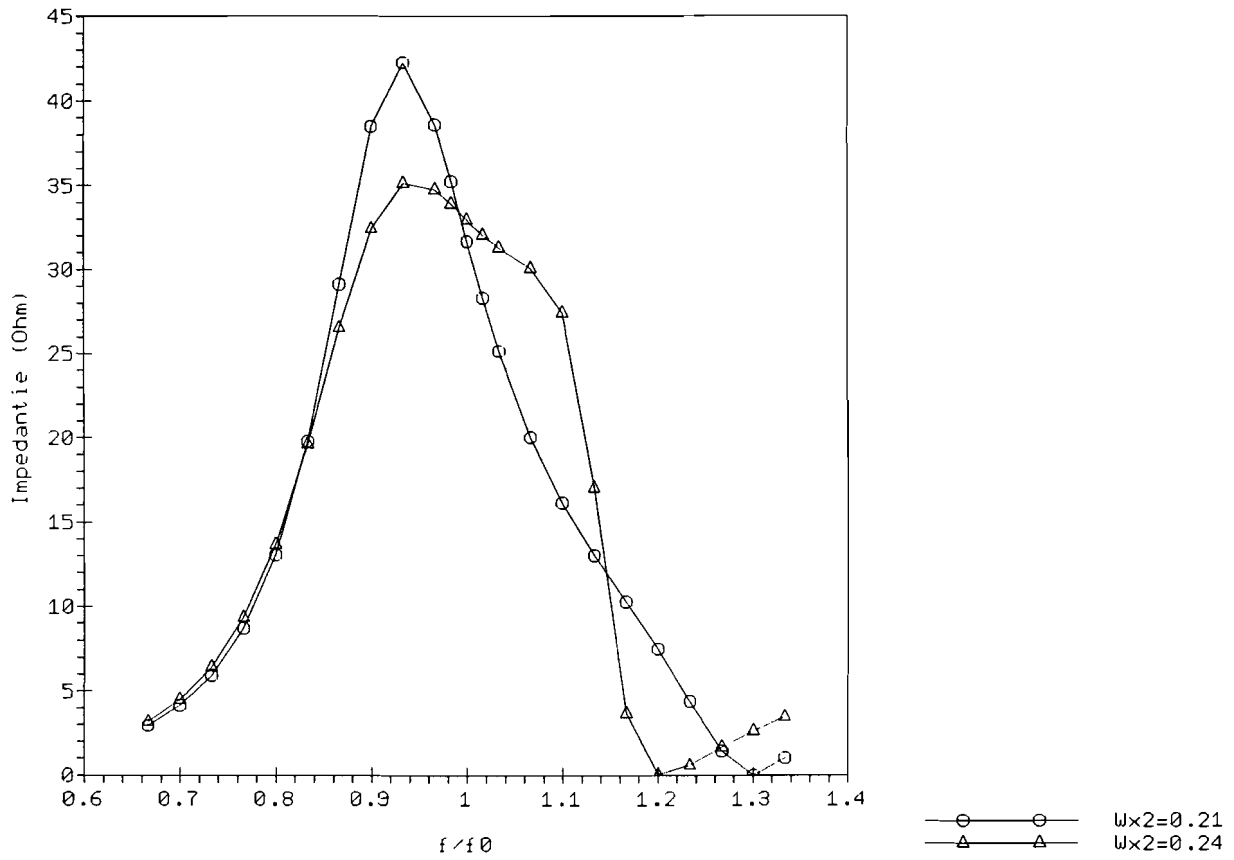
In dit hoofdstuk worden de resultaten weergegeven van het onderzoek van oneindige arrays met gestapelde patches. Deze worden vergeleken met eerder gepubliceerde resultaten [7]. De in [7] beschreven methode wijkt op enkele punten af van de in hoofdstuk 3 beschreven methode. Zo wordt in plaats van een cirkelcilindrische probe een oneindig dunne metaalen strip gebruikt. Ook de gebruikte basisfuncties wijken af van de door ons gebruikte basisfuncties.

5.1 De ingangsimpedantie bij broadside

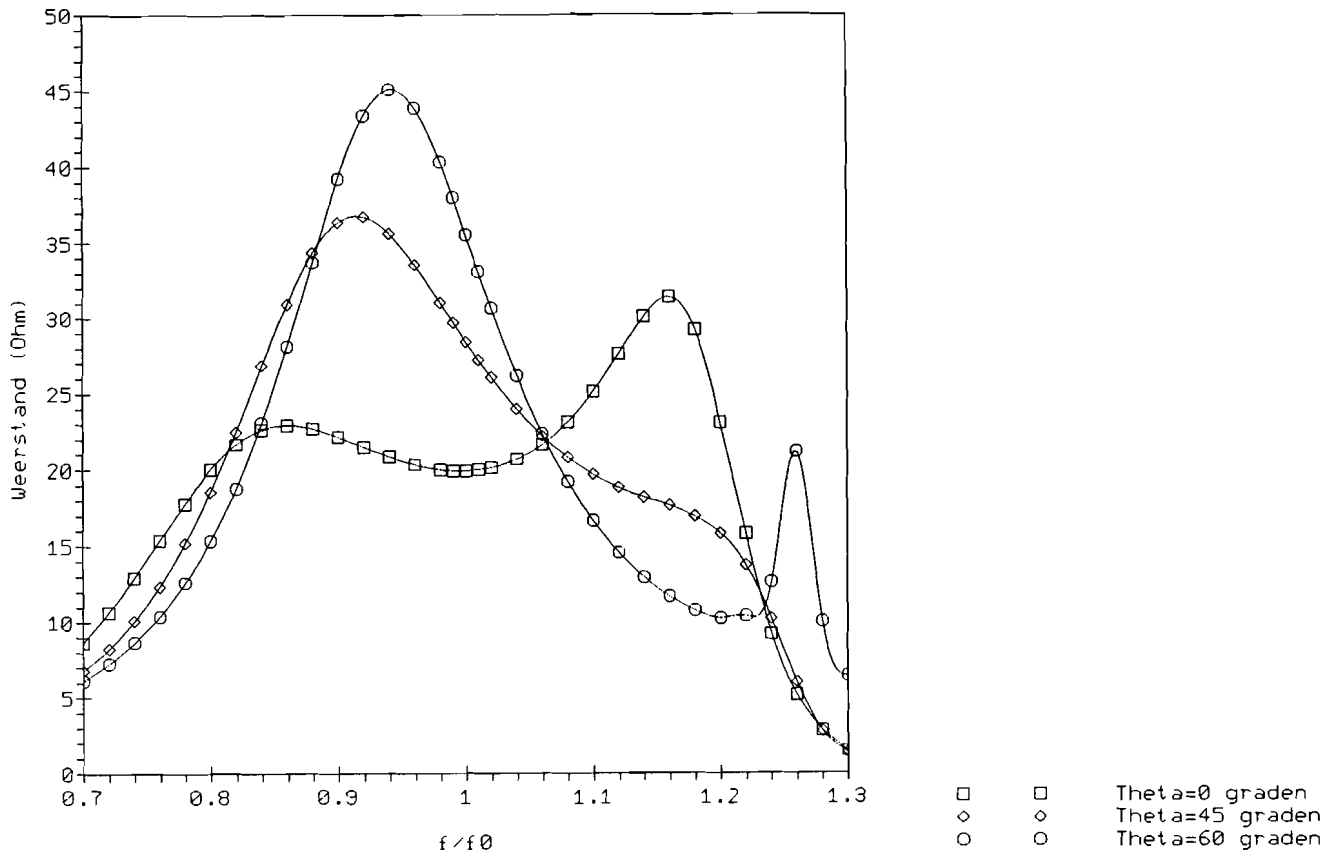
In figuur 5.1 en 5.2 is het reële deel van de ingangsimpedantie van een microstriparray met gestapelde patches weergegeven als functie van de frequentie. De parameters van deze antenne zijn $W_{x1} = W_{y1} = 0.27\lambda_0$, $a = b = 0.46\lambda_0$, $d_1 = d_2 = 0.46\lambda_0$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5$. λ_0 is de golflengte in de vrije ruimte van de centrale frequentie. De afmetingen van de bovenste patches worden gevarieerd van $W_{x2} = W_{y2} = 0.07\lambda_0$ tot $W_{x2} = W_{y2} = 0.3\lambda_0$. We zien dat het maximum bij $f = 0.93f_0$ afneemt, terwijl het maximum bij $f = 1.04f_0$ toeneemt als de bovenste patches groter worden. Verder zien we dat een verandering van de verhouding $W_{x1}/W_{x2} = W_{y1}/W_{y2}$ nauwelijks invloed heeft op de frequenties waar de maxima optreden, maar wel invloed heeft op de grootte van die maxima.



Figuur 5.1: Het reële deel van de ingangsimpedantie van een oneindige microstriparray met gestapelde patches als functie van de frequentie voor $W_{x2} = W_{y2} = 0.07\lambda_0$ en $W_{x2} = W_{y2} = 0.3\lambda_0$.



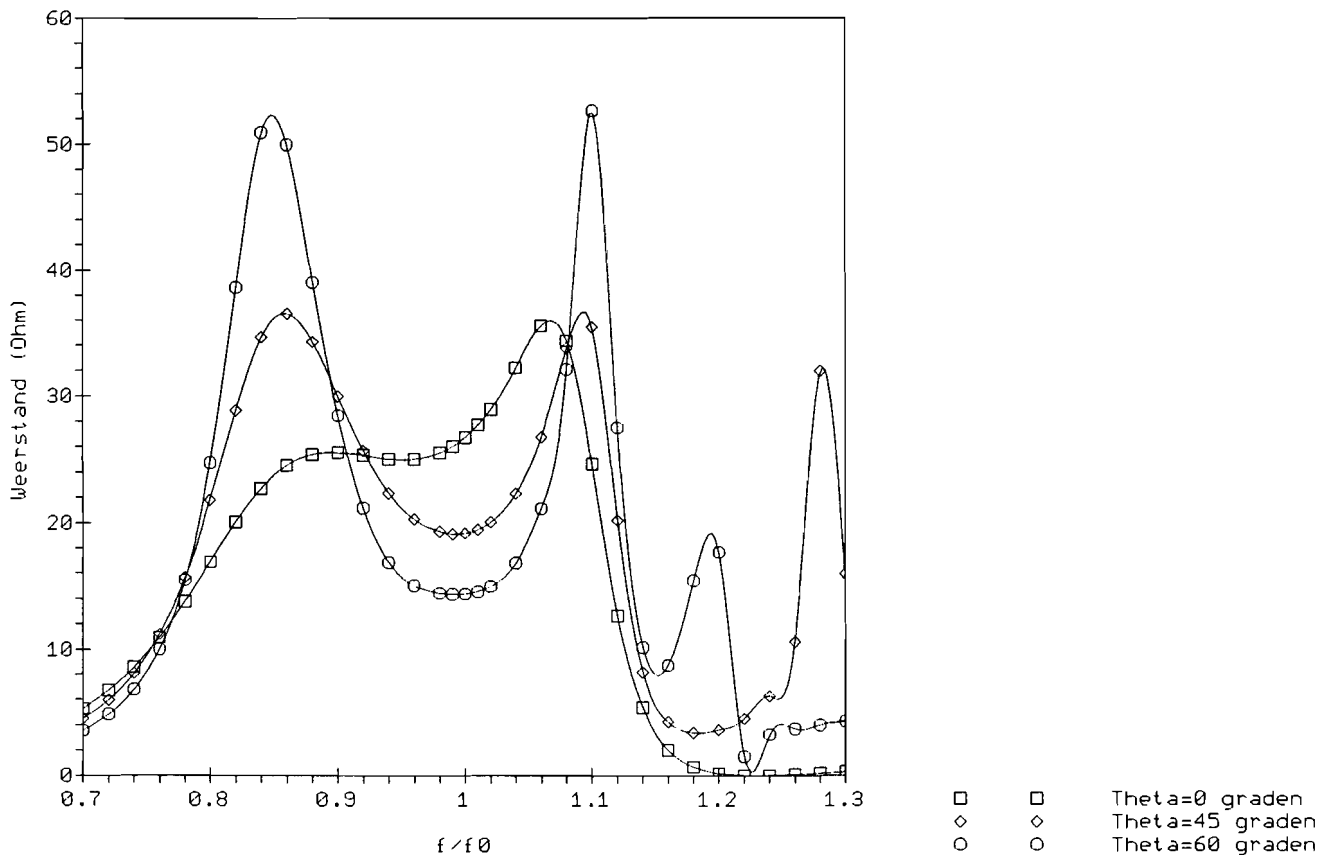
Figuur 5.2: Het reële deel van de ingangsimpedantie van een oneindige microstriparray met gestapelde patches als functie van de frequentie voor $W_{x2} = W_{y2} = 0.21\lambda_0$ en $W_{x2} = W_{y2} = 0.24\lambda_0$.



Figuur 5.3: Het reële deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie voor $\theta = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$ en $\theta = 60^\circ$ in het vlak waarvoor geldt $\phi = 0^\circ$

5.2 Het scangedrag van het microstriparray met gestapelde patches

In figuur 5.3 zien we de stralingsweerstand van een gestapelde microstriparray als functie van de frequentie voor $\theta = 0^\circ$, $\theta = 30^\circ$ en $\theta = 60^\circ$ in het vlak waarvoor geldt $\phi = 0^\circ$. De parameters van deze antenne zijn: $W_{x1} = W_{y1} = 0.29\lambda_0$, $W_{x2} = W_{y2} = 0.285\lambda_0$, $d_1 = d_2 = 0.05\lambda_0$, $\epsilon_{r1} = 2.5$, $\epsilon_{r2} = 1.5$, $a = b = 0.4\lambda_0$. We zien dat de antenne bij broadside twee maxima heeft, namelijk bij $f = 1.16f_0$ en $f = 0.86f_0$. Bij verhoging van θ wordt het laagste maxima iets hoger (tot $f = 0.94f_0$ bij $\theta = 60^\circ$). De hoogte van het maximum dat bij de hoogste frequentie optreedt, neemt bij toenemende θ zo snel af dat bij $\theta = 45^\circ$ niet meer van een maximum te spreken is. Voor $\theta = 60^\circ$ ligt er nog een piek bij $f = 1.26f_0$.



Figuur 5.4: Het reële deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie voor $\theta = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$ en $\theta = 60^\circ$ in het vlak waarvoor geldt $\phi = 90^\circ$

Deze piek wordt veroorzaakt door oppervlaktegolven [7].

In figuur 5.4 is het reële deel van de ingangsimpedantie weergegeven voor een microstriparray met gestapelde patches bij $\theta = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$ en $\theta = 60^\circ$ in het vlak waarvoor geldt $\phi = 90^\circ$. De parameters zijn dezelfde als die voor de antenne in figuur 5.3. De beide maxima in de buurt van $f = 0.86f_0$ en $f = 1.1f_0$ zijn duidelijk te zien. Ook hier zien we dat de frequenties waar beide maxima optreden, toenemen voor een grotere hoek θ . De pieken bij $f = 1.2f_0$ en $f = 1.8f_0$ voor respectievelijk $\theta = 60^\circ$ en $\theta = 45^\circ$ worden veroorzaakt door oppervlaktegolven.

5.3 Vergelijking met de literatuur

Een vergelijking tussen de in 5.1 en 5.2 berekende resultaten en de in [7] berekende resultaten kan niet helemaal gemaakt worden, omdat in [7] andere basisfuncties en een ander

feedmodel gebruikt worden. Het verloop van de door ons gevonden resultaten komt echter overeen met de in de literatuur berekende resultaten. Alleen ligt de door ons berekende stralingsweerstand iets hoger dan de in de literatuur berekende stralingsweerstand. We kunnen dan ook concluderen dat de door het programma berekende resultaten betrouwbaar zijn.

Hoofdstuk 6

Conclusies en aanbevelingen

6.1 Conclusies

Er is in dit onderzoek gekeken naar de invloed van een afdeklaag op het gedrag van een oneindige array bestaande uit microstripantennes. Er is een vergelijking gemaakt tussen een array zonder afdeklaag en een aantal arrays met afdeklaag. Eerst is het scangedrag van een array met afdeklaag vergeleken met een array zonder afdeklaag voor de vlakken $\phi = 0^\circ$, $\phi = 45^\circ$ en $\phi = 90^\circ$. Het bleek dat, voor het onderzochte array, de afdeklaag het scangedrag nadelig beïnvloed voor het vlak $\phi = 0^\circ$. Bij $\phi = 45^\circ$ heeft de afdeklaag juist een positieve invloed op het scangedrag. Voor $\phi = 90^\circ$ beïnvloed de afdeklaag het scangedrag niet wezenlijk. Ook is de bandbreedte als functie van de diëlectrische constante van de afdeklaag bestudeerd voor de richtingen $\theta = 0^\circ$, $\theta = 30^\circ$ en $\theta = 60^\circ$ in de vlakken $\phi = 0^\circ$, $\phi = 45^\circ$ en $\phi = 90^\circ$. In het algemeen neemt de bandbreedte toe als de dikte of de diëlectrische constante van de afdeklaag groter wordt. In de richting $\phi = 0^\circ$, $\theta = 60^\circ$ neemt de bandbreedte dan echter af bij het bestudeerde array. We kunnen dan ook concluderen dat een toename van de bandbreedte in voorwaartse richting t.g.v. een afdeklaag niet altijd betekent dat het scangedrag en de bandbreedte bij alle scanhoeken verbetert. Het is mogelijk dat de afdeklaag de bandbreedte bij sommige scanhoeken en het scangedrag in sommige vlakken negatief beïnvloed.

Vervolgens werd er een oneindige microstriparray met gestapelde patches onderzocht. De stralingsweerstand in voorwaartse richting als functie van de frequentie heeft twee maxima. Als de verhouding tussen de afmetingen van de bovenste en onderste patches gevarieerd wordt, verandert de verhouding tussen de hoogten van beide maxima. De frequenties waar de maxima optreden veranderen echter nauwelijks. In de praktijk betekent dit dat we de verhouding tussen de hoogten van de maxima kunnen bepalen door de afmetingen van de patches te variëren. De frequenties waar deze maxima optreden moeten we op een andere manier vastleggen bijv. door de diëlectrische constanten van de substraatlagen te variëren. Indien de bundel gestuurd wordt blijkt dat resonantiefrequentie van de oppervlaktegolven lager wordt als de scanhoek θ toeneemt. Dit kan een nadelig effect op de bandbreedte hebben omdat de resonantiefrequentie van de oppervlaktegolf dichterbij de

gebruikte frequentieband komt te liggen.

6.2 Aanbevelingen

We zijn nu in staat om oneindige arrays bestaande uit een of twee lagen met enkele of gelaagde patches te analyseren. Omdat we bij het gestapelde microstriparray slechts een voorbeeld uit de literatuur geverifieerd hebben, is verder onderzoek op dit gebied aan te bevelen. Er kan bijvoorbeeld een praktische antenne ontworpen worden die vervolgens gebouwd wordt. Er kan dan een vergelijking gemaakt worden tussen theorie en praktijk. Ook kunnen andere configuraties bekeken worden, zoals een oneindige array bestaande uit subarrays [8].

Tot nu toe is aangenomen dat stroomverdeling van de probe constant is in de \hat{z} -richting. Deze aanname is echter alleen geldig als de probe kleiner is dan ongeveer $0.02\lambda_0$. Voor dikkere substraten moet de probe dus beter gemodelleerd worden. In [9] wordt een enkele microstripantenne met dik substraat geanalyseerd. De probestroom wordt net als de stromen op de patches ontwikkeld in basisfuncties. Deze probemodellering kan ook voor oneindige arrays gebruikt worden.

Eindige arrays worden nu meestal berekend door de stroomverdeling op iedere patch afzonderlijk te berekenen. Dit kost echter veel rekentijd. In [10] wordt een theorie ontwikkeld om eindige arrays te benaderen m.b.v. oneindige array theorie. Dit kan een aanzet zijn om eindige arrays beter te kunnen analyseren met een oneindige array theorie, terwijl de rekentijd beperkt blijft.

Bijlage A

Reciprociteit van het Electrisch veld

In dit verslag maken we gebruik van de relatie

$$Q_{zx}^{12}(k_x, k_y, z_1, z_2) = -Q_{xz}^{21}(k_x, k_y, z_2, z_1) \quad (\text{A.1})$$

In het algemeen geldt de volgende relatie:

$$Q_{ab}^{12}(k_x, k_y, z_1, z_2) = Q_{ba}^{21}(-k_x, -k_y, z_2, z_1) \quad (\text{A.2})$$

waar a en b de \hat{x} -, \hat{y} - of \hat{z} -richting voorstellen. Om deze relatie te bewijzen maken we gebruik van het reciprociteits theorema:

$$\iiint_{V_1} \vec{J}_1 \cdot \vec{E}_2 dV = \iiint_{V_2} \vec{J}_2 \cdot \vec{E}_1 dV \quad (\text{A.3})$$

met \vec{J}_1 en \vec{J}_2 de stromen in respectievelijk medium 1 and 2. \vec{E}_1 en \vec{E}_2 zijn de elektrische velden t.g.v. de stromen in respectievelijk medium 1 en medium 2. We beschouwen het veld in de \hat{b} -richting in een punt (x_2, y_2, z_2) in medium 2 t.g.v. een dipool in de \hat{a} -richting in een punt (x_1, y_1, z_1) in medium 1. We noemen deze veldcomponent $\vec{E}_{21b}(x_2, y_2, z_2)$. Vervolgens kijken we naar het veld in de \hat{a} -richting in een punt (x_1, y_1, z_1) in medium 1 t.g.v. een dipool in de \hat{b} -richting in een punt (x_2, y_2, z_2) in medium 2. We noemen deze veldcomponent $\vec{E}_{12a}(x_1, y_1, z_1)$. De stroomverdeling in medium 1 is

$$\vec{J}_1(x, y, z) = \delta(x - x_1)\delta(y - y_1)\delta(z - z_1)\hat{e}_a \quad (\text{A.4})$$

met als Fourier getransformeerde

$$\begin{aligned} \vec{J}_1(k_x, k_y) &= \iiint \delta(x - x_1)\delta(y - y_1)\delta(z - z_1)e^{jk_x x} e^{jk_y y} \hat{e}_a dx dy dz \\ &= e^{jk_x x_1} e^{jk_y y_1} \hat{e}_a \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

De stroomverdeling in medium 2 is

$$\vec{J}_2(x, y, z) = \delta(x - x_2)\delta(y - y_2)\delta(z - z_2)\hat{e}_b \quad (\text{A.6})$$

met als Fourier getransformeerde

$$\begin{aligned}\vec{J}_2(k_x, k_y) &= \iiint \delta(x - x_2)\delta(y - y_2)\delta(z - z_2)e^{jk_x x}e^{jk_y y}\hat{e}_b dx dy dz \\ &= e^{jk_x x_2}e^{jk_y y_2}\hat{e}_b\end{aligned}\quad (\text{A.7})$$

Substitutie van (A.4) en (A.6) in (A.3) geeft

$$\begin{aligned}&\iiint_{V_1} \delta(x - x_1)\delta(y - y_1)\delta(z - z_1)\mathcal{E}_{12a}(x, y, z) dx dy dz \\ &= \iiint_{V_2} \delta(x - x_2)\delta(y - y_2)\delta(z - z_2)\mathcal{E}_{21b}(x, y, z) dx dy dz\end{aligned}\quad (\text{A.8})$$

$$\Rightarrow \mathcal{E}_{12a}(x_1, y_1, z_1) = \mathcal{E}_{21b}(x_2, y_2, z_2)\quad (\text{A.9})$$

Met behulp van vergelijking (2.27) kunnen we de veldcomponenten \mathcal{E}_{12a} en \mathcal{E}_{21b} uitdrukken in de Fourier getransformeerden van de stromen \mathcal{J}_1 en \mathcal{J}_2 ,

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{12a}(x_1, y_1, z_1) &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} Q_{ab}^{12}(k_x, k_y, z_1, z_2) J_{2b}(k_x, k_y, z_2) e^{-jk_x x_1} e^{-jk_y y_1} dk_x dk_y \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} Q_{ab}^{12}(k_x, k_y, z_1, z_2) e^{-jk_x(x_1-x_2)} e^{-jk_y(y_1-y_2)} dk_x dk_y\end{aligned}\quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{21b}(x_2, y_2, z_2) &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} Q_{ba}^{21}(k_x, k_y, z_2, z_1) J_{1a}(k_x, k_y, z_1) e^{-jk_x x_2} e^{-jk_y y_2} dk_x dk_y \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} Q_{ba}^{21}(k_x, k_y, z_2, z_1) e^{-jk_x(x_2-x_1)} e^{-jk_y(y_2-y_1)} dk_x dk_y\end{aligned}\quad (\text{A.11})$$

Substitutie van $k_x = -k_x$ en $k_y = -k_y$ geeft,

$$\mathcal{E}_{21b}(x_2, y_2, z_2) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} Q_{ba}^{21}(-k_x, -k_y, z_2, z_1) e^{-jk_x(x_1-x_2)} e^{-jk_y(y_1-y_2)} dk_x dk_y\quad (\text{A.12})$$

Gelijkstelling van (A.10) en (A.12) volgens (A.9) leidt tot de conclusie,

$$Q_{ab}^{12}(k_x, k_y, z_1, z_2) = Q_{ba}^{21}(-k_x, -k_y, z_2, z_1)\quad (\text{A.13})$$

Met behulp van vergelijking (2.29) kunnen we voor de verschillende \hat{x} - en \hat{y} -componenten schrijven,

$$Q_{xx}^{21}(k_x, k_y, z, z') = Q_{xx}^{12}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{xx}^{12}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.14})$$

$$Q_{xy}^{21}(k_x, k_y, z, z') = Q_{yx}^{12}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{yx}^{12}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.15})$$

$$Q_{yx}^{21}(k_x, k_y, z, z') = Q_{xy}^{12}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{xy}^{12}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.16})$$

$$Q_{yy}^{21}(k_x, k_y, z, z') = Q_{yy}^{12}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{yy}^{12}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.17})$$

$$Q_{xx}^{22}(k_x, k_y, z, z') = Q_{xx}^{22}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{xx}^{22}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.18})$$

$$Q_{xy}^{22}(k_x, k_y, z, z') = Q_{yx}^{22}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{yx}^{22}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.19})$$

$$Q_{yx}^{22}(k_x, k_y, z, z') = Q_{xy}^{22}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{xy}^{22}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.20})$$

$$Q_{yy}^{22}(k_x, k_y, z, z') = Q_{yy}^{22}(-k_x, -k_y, z', z) = Q_{yy}^{22}(k_x, k_y, z', z)\quad (\text{A.21})$$

Voor de \hat{z} -componenten kunnen we schrijven,

$$Q_{xz}^{21}(k_x, k_y, z, z') = Q_{zx}^{12}(-k_x, -k_y, z', z) = -Q_{zx}^{12}(k_x, k_y, z', z) \quad (\text{A.22})$$

$$Q_{yz}^{21}(k_x, k_y, z, z') = Q_{zy}^{12}(-k_x, -k_y, z', z) = -Q_{zy}^{12}(k_x, k_y, z', z) \quad (\text{A.23})$$

$$Q_{xz}^{22}(k_x, k_y, z, z') = Q_{zx}^{22}(-k_x, -k_y, z', z) = -Q_{zx}^{22}(k_x, k_y, z', z) \quad (\text{A.24})$$

$$Q_{yz}^{22}(k_x, k_y, z, z') = Q_{zy}^{22}(-k_x, -k_y, z', z) = -Q_{zy}^{22}(k_x, k_y, z', z) \quad (\text{A.25})$$

Bijlage B

Software gebruikershandleiding

B.1 De berekening van de ingangsimpedantie van een oneindige array

De ingangsimpedantie van een array als functie van de frequentie en de scanhoek kan berekend worden m.b.v. het programma 'inf.exe'. De invoer voor het programma bestaat uit 3 invoerfiles. De file 'paramtrs.ini' bevat de parameters van de antenne. Dat zijn:

- De hoogte van laag 1 (d_1).
- De hoogte van laag 2 (d_2).
- De relatieve diëlectrische constante van laag 1 ($EpsRAc1$).
- De relatieve diëlectrische constante van laag 2 ($EpsRAc2$).
- Het aantal patches ($N_{patches}$).
- De verlieshoek van laag 1 ($TanDelta1$).
- De verlieshoek van laag 2 ($TanDelta2$).
- De afstand tussen twee patches in de \hat{x} -richting (a).
- De afstand tussen twee patches in de \hat{y} -richting (b).
- De breedte van de onderste patch in de \hat{x} -richting ($W_x(1)$).
- De breedte van de onderste patch in de \hat{y} -richting ($W_y(1)$).
- De breedte van de bovenste patch in de \hat{x} -richting ($W_x(2)$).
- De breedte van de bovenste patch in de \hat{y} -richting ($W_y(2)$).

- De verschuiving van de bovenste patch ten opzichte van de onderste patch in de \hat{x} -richting (x_0).
- De verschuiving van de bovenste patch ten opzichte van de onderste patch in de \hat{y} -richting (y_0).
- De afstand tussen twee frequentiepunten ($f\text{Step}$).
- Het aantal frequentiepunten ($f\text{Aantal}$).
- Het aantal m en n Floquet modi ($M\text{max}, N\text{max}$).
- De doorsnede van de binnengeleider van de coaxiale kabel (r_0).
- De skew hoek van het coördinatenstelsel (Alpha).
- De resonantie frequentie ($f\text{Res}$).

De file 'hoek.ini' bevat de uit te rekenen hoeken. De file 'basisfu.ini' bevat de basisfuncties die gebruikt worden. In de file 'help.txt' bij de software staat hoe deze files aangemaakt moeten worden.

Het programma maakt 'ZiRe*.dat', 'ZiIm*.dat', 'Status.dat' en 'Det*.dat' als uitvoerfiles aan. 'ZiRe*.dat' bevat het reële deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie bij een gegeven scanhoek θ, ϕ . 'ZiIm*0.dat' bevat het imaginaire deel van de ingangsimpedantie als functie van de frequentie bij een gegeven scanhoek θ, ϕ . 'Det*.dat' bevat de determinant van de Z-matrix. 'Status.dat' bevat onder andere de ingangsimpedantie bij broadside scan.

B.2 Berekening van de reflectie coëfficiënt

Uit de ingangsimpedantie van een array als functie van de frequentie kunnen de reflectiecoëfficiënt als functie van de frequentie en de bandbreedte berekend worden. Dit wordt gedaan m.b.v. het programma 'refl.exe'. Dit programma vereist de uitvoerfiles van 'inf.exe' ('ZiRe*.dat', 'ZiIm*.dat', 'Det*.dat' en 'Status.dat') en de file 'reflec.ini' als invoerfiles. 'reflec.ini' bevat informatie over het soort uitvoerfile dat aangemaakt wordt. Er zijn vijf soorten uitvoer mogelijk:

1. De reflectie coëfficiënt als functie van de frequentie bij een ggegeven scanhoek met de ingangsimpedantie bij resonantie frequentie bij broadside scan als karakteristieke impedantie ('ReFr*.dat').
2. De reflectie coëfficiënt als functie van de frequentie bij een gegeven scanhoek en een karakteristieke impedantie van 50 Ohm ('RF50*.dat').
3. De reflectie coëfficiënt als functie van de scan hoek θ bij de resonantie frequentie en een gegeven scanhoek ϕ met de inputimpedantie bij de resonantiefrequentie als karakteristieke impedantie ('ReTh*.dat').

4. De reflectie coëfficiënt als functie van de scanhoek θ bij de resonantie frequentie, een gegeven scanhoek ϕ en een karakteristieke impedantie van 50 Ohm ('RT50*.dat').
5. De bandbreedte van de antenne als functie van de scanhoek θ bij een gegeven scanhoek ϕ ('BWTh*.dat').

Meer gedetailleerde informatie over de software kan gevonden worden in de file 'help.txt'.

Bibliografie

- [1] I.J.Bahl en P. Bhartia. *Microstrip Antennas*. Artech House, Massachusetts, 1980.
- [2] A.B. Smolders. Analysis of microstrip antennas in the spectral domain using a moment method. Afstudeerverslag, Faculteit der electrotechniek, Technische Universiteit Eindhoven, Oktober 1989. ET-15-89.
- [3] D.M. Pozar. Analysis of an infinite array of rectangular microstrip patches with idealized probe feeds. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-32(10):1101–1107, Oktober 1984.
- [4] A.J.H. Pouwels. Analysis of an infinite microstrip array. Afstudeerverslag, Faculteit der electrotechniek, Technische Universiteit Eindhoven, April 1992. EM-02-92.
- [5] M.E.J. Jeuken. Electromagnetische golven en antennes. College dictaat, Faculteit der electrotechniek, Technische Universiteit Eindhoven, 1983.
- [6] W.M.C. Dolmans. Stacked antennas embedded in a two-layer substrate. Afstudeerverslag, Faculteit der electrotechniek, Technische Universiteit Eindhoven, Oktober 1992. EM-11-92.
- [7] A. Hessel Y. Lubin. Wide-band, wide-angle microstrip stacked-patch-element phased arrays. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-39(8):1062–1070, August 1991.
- [8] D.M. Pozar. Scanning characteristics of infinite arrays of printed antenna subarrays. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-40(6):666–674, June 1992.
- [9] A.B. Smolders. Rigorous analysis of thick microstrip antennas and wire antennas embedded in a substrate. Technisch rapport, Faculteit der electrotechniek, Technische Universiteit Eindhoven, 1992. TUE-rapport, 92-E-263.
- [10] J.R. Mosig A.K. Skrivervik. Finite phased array of microstrip patch antennas: The infinite array approach. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-40(5):579–582, May 1992.