

Magnus Gustafsson

Användning av fysikalisk optik vid multipelreflektion för beräkning av radarmålärea

TOTALFÖRSVARETS FORSKNING SINSTITUT

Sensorteknik
Box 1165
581 11 Linköping

FOI-R--0737--SE

Januari 2003

ISSN 1650-1942

Vetenskaplig rapport

Magnus Gustafsson

Användning av fysikalisk optik vid multipelreflektion för beräkning av radarmålarea

Utgivare Totalförsvarets Forskningsinstitut - FOI Sensorteknik Box 1165 581 11 Linköping	Rapportnummer, ISRN FOI-R--0737--SE	Klassificering Vetenskaplig rapport
	Forskningsområde 6. Telekrig	
	Månad, år Januari 2003	Projektnummer E3015
	Verksamhetsgren 5. Uppdragsfinansierad verksamhet	
	Delområde 62 Signaturanpassning	
Författare/redaktör Magnus Gustafsson	Projektledare Jonas Rahm	
	Godkänd av	
	Uppdragsgivare/kundbeteckning	
	Tekniskt och/eller vetenskapligt ansvarig	
Rapportens titel Användning av fysikalisk optik vid multipelreflektion för beräkning av radarmålärea		
Sammanfattning (högst 200 ord) Det har visat sig att fysikalisk optik (PO) i kombination med geometrisk optik (GO) har relativt stora begränsningar vad gäller beräkning av radarmålärea för objekt där interaktion mellan delytor uppkommer. En metod, PO-PO har därför utvecklats för att korrigera de fel som uppkommer när fysikalisk optik tillsammans med geometrisk optik används för att beräkna multipelreflektioner. Metoden har använts för beräkning av radarmålärea på en 100 graders dihedral. Resultaten visar på god överensstämmelse med momentmetodresultat för vertikal polarisation vilket gör metoden användbar för beräkning av radarmålärea.		
Nyckelord PO-PO, geometrisk optik, fysikalisk optik, radarmålärea, dihedral, numerisk integration		
Övriga bibliografiska uppgifter	Språk Svenska	
ISSN 1650-1942	Antal sidor: 22 s	
Distribution enligt missiv	Pris: Enligt prislista	

Issuing organization FOI – Swedish Defence Research Agency Sensor Technology P.O. Box 1165 SE-581 11 Linköping	Report number, ISRN FOI-R--0737--SE	Report type Scientific report
	Research area code 6. Electronic Warfare	
	Month year January 2003	Project no. E3015
	Customers code Commissioned research	
	Sub area code 62 Stealth Technology	
Author/s (editor/s) Magnus Gustafsson	Project manager Jonas Rahm	
	Approved by	
	Sponsoring agency	
	Scientifically and technically responsible	
Report title (In translation) Using PO in multiple scattering for RCS calculation		
Abstract (not more than 200 words) <p>It has been shown that PO in combination with GO has relatively large limitations when calculating RCS for objects where interactions occur between different parts of the object.</p> <p>A method, PO-PO has been developed to correct the errors occurring when using physical optics together with geometrical optics to calculate multiple reflections. The method has been used to calculate the RCS from a 100 degree dihedral. The results show good agreement with calculations made with the method of moments for vertical polarization which makes the method useful in calculating RCS.</p>		
Keywords PO-PO, geometrical optics, physical optics, RCS, dihedral, numerical integration		
Further bibliographic information	Language Swedish	
ISSN 1650-1942	Pages 22 p	
	Price acc. to pricelist	

Innehållsförteckning

1	Inledning	5
2	Teori	5
2.1	Fältbeskrivning	5
2.2	Beräkning av $\overline{\mathbf{E}}_{\text{tot}}$	7
3	Indelning av plattor	10
3.1	Konvergens	13
4	Resultat	14
4.1	HH-polarisation.....	14
4.2	VV-polarisation	17
5	Beräkningstid	20
6	Slutsats.....	21
7	Fortsatta studier	21
8	Referenser	22

1 Inledning

De flesta program för beräkning av radarmålarea med högfrekvensmetoder kräver att beräkningsobjektet har pre-processats i något CAD-verktyg. Vanligast är då att objektet beskrivs av ett antal triangulära fasetter (meshar). Programmen använder vanligtvis fysikalisk optik, PO, för beräkning av direktbidraget. Att använda PO för beräkning av direktbidrag på fasetterna ger små avvikelser från uppmätta värden, åtminstone då vinkelskillnaden är liten mellan fasettnormal och infallsriktning. För beräkning av multipelbidrag används i regel Geometrisk optik, GO (strålgångsoptik), för att beräkna riktningen av den från fasetten reflekterande vågen. Om någon fasett träffas av den reflekterande vågen och inte sprider så att någon annan fasett träffas, beräknas fältet med PO, annars görs iterationen om på samma sätt som förut. Två samverkande fasetter bildar s.k. dihedraller. Tidigare studier visar [1] att radarmålarean från dessa dihedraller där dubbelbidraget beräknats med hjälp av GO har alltför stora avvikelser från såväl momentmetodresultat som mätresultat. För att försöka korrigera dessa avvikelser presenteras i denna rapport en mera noggrann approximation. Idén är att betrakta de bägge plattorna som två aperturer och beräkna fältet från den ena plattan till den andra med ytintegralsformuleringen [2]. Sedan används detta för beräkningen av dihedralens radarmålarea. I denna rapport begränsas problemet till att infall och reflektion sker i normalplanet till ytans fasetter.

2 Teori

Det spridda E-fältet från en yta s kan med hjälp av ytintegralformuleringen skrivas som [2]:

$$\bar{E}_s(\bar{r}) = i \frac{\eta \eta_0}{k} \bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \iint_s g(k, |\bar{r} - \bar{r}'|) (\hat{n}(\bar{r}') \times \bar{H}(\bar{r}')) ds' + \bar{\nabla} \times \iint_s g(k, |\bar{r} - \bar{r}'|) (\hat{n}(\bar{r}') \times \bar{E}(\bar{r}')) ds' \quad (1)$$

där η och η_0 är vågimpedanserna för materialet respektive vakuum. \bar{E} och \bar{H} är de totala fälten på ytan och g är Greenfunktionen,

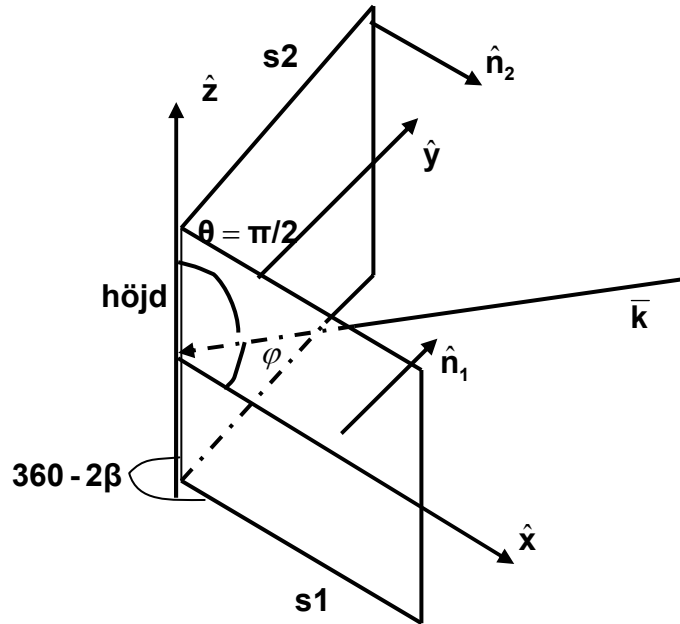
$$g(k, |\bar{r} - \bar{r}'|) = \frac{e^{ik|\bar{r} - \bar{r}'|}}{4\pi|\bar{r} - \bar{r}'|} \quad (2)$$

Parametrarna \bar{r} och \bar{r}' är Ortsvektorer för fält respektive källpunkter.

2.1 Fältbeskrivning

Om ytan s utgörs av en dihedral enligt figur 1 görs antagandet att det totala spridda fältet kan skrivas som en summa av direktreflekterat fält och fält som uppkommer genom växelverkan mellan de båda plattorna, $\bar{E}_{12}, \bar{E}_{21}$.

$$\bar{E}_{tot} = \bar{E}_{1direkt} + \bar{E}_{2direkt} + \bar{E}_{12} + \bar{E}_{21} \quad (3)$$



Figur 1: Illustrerar definition av koordinatsystem, infallsriktning och plattornas orientering i beräkningsproblemet.

Direktfälten $\bar{E}_{1,direkt}$ och $\bar{E}_{2,direkt}$ beräknas på samma sätt som spridning mot en oändlig plan platta, d.v.s. ytströmmen på de bägge plattorna kan beskrivas i termer av det infallande fältet och plattornas normalriktningar enligt (4).

$$\bar{J}_{s1,2} = 2\hat{n}_{1,2} \times \bar{H}_{in} \quad (4)$$

där $\hat{n}_{1,2}$ är ytnormalen för platta 1 eller platta 2.

I vakuum och för en perfekt elektrisk ledare kan $\bar{E}_{1,2,direkt}$ skrivas som:

$$\bar{E}_{1,2,direkt}(\hat{r}) = -i \frac{ke^{ikR}\eta_0}{2\pi R} \hat{r} \times \left[\hat{r} \times \iint_{platta1,2} \hat{n}_{1,2} \times \bar{H}_i(\bar{r}_{1,2}') e^{-ik\hat{r}\cdot\bar{r}'} ds' \right] \quad (5)$$

där \hat{r} är enhetsorstvektorn i den riktningen det spridda fältet skall beräknas. \bar{H}_i är det infallande fältet och k dess vågtal, R är avståndet från origo till fältpunkten. Källpunktskoordinaterna anges av \bar{r}' .

H-fältet som uppkommer på plattorna genom interaktion, d.v.s. när den infallande vågen studsar mot den ena plattan för att sedan träffa den andra beräknas på följande sätt:

$$\begin{aligned} \bar{H}_{1,2}(\bar{r}_{1,2}) &= \bar{\nabla} \times \iint_s g(k, |\bar{r}_{1,2} - \bar{r}_{2,1}'|) (\hat{n}_{2,1} \times \bar{H}_i(\bar{r}_{2,1}')) ds' + \\ &+ \frac{k}{i\eta_0} \iint_s g(k, |\bar{r}_{1,2} - \bar{r}_{2,1}'|) (\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}_{2,1}')) ds' \end{aligned} \quad (6)$$

För fallet då plattorna är PEC (perfect electric conductors) vilket innebär att $\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}_{2,1}') = 0$ reduceras ekvation (6) till:

$$\bar{H}_{1,2}(\bar{r}_{1,2}) = \bar{\nabla} \times \iint_{\text{platta 2,1}} g(k, |\bar{r}_{1,2} - \bar{r}'_{2,1}|) (\hat{n}_{2,1} \times \bar{H}_i(\bar{r}_{2,1}')) ds' \quad (7)$$

$\bar{E}_{12}, \bar{E}_{21}$ beräknas sedan med fysikalisk optik approximationen genom:

$$\bar{E}_{12,21}(\hat{r}) = -i \frac{ke^{ikR} \eta_0}{2\pi R} \hat{r} \times \left[\hat{r} \times \iint_{\text{platta 2,1}} \hat{n}_{2,1} \times \bar{H}_{2,1}(\bar{r}_{2,1}') e^{-ik\hat{r} \cdot \bar{r}_{2,1}'} ds' \right] \quad (8)$$

2.2 Beräkning av \bar{E}_{tot}

Som tidigare nämnts antas den infallande vågvektorn inte ha någon komponent i z-led, d.v.s. $\theta = \pi/2$ (se figur 1). Från ekvationerna (5)-(8) framgår att en integration av strömfördelningen på de bägge plattorna måste göras. Under förutsättning av fysikalisk optik approximationen (4) kan (5) beräknas analytiskt.

Med $\hat{r} = -\hat{k}$, $\bar{H}_i = \bar{H}_0 e^{ik \cdot \bar{r}'_{1,2}}$, $\bar{E}_i = \bar{E}_0 e^{ik \cdot \bar{r}'_{1,2}}$, plattornas normalriktningar och vågens infallsriktning, plattornas höjd = h_p , och öppningsvinkel 2β enligt figur 1 blir (5):

$$\bar{E}_{1\text{direkt}} = -i \frac{k}{2\pi} \bar{E}_0 \iint_{s1} (\hat{k} \cdot \hat{n}_1) e^{2ik \cdot \bar{r}'_1} ds'_1 = \bar{E}_0 \frac{e^{ikR} h_p}{4\pi R} \tan(\phi) \cdot (1 - e^{-2ik \cdot s1 \cdot \cos(\phi)}) \quad (9)$$

$$\bar{E}_{2\text{direkt}} = -i \frac{k}{2\pi} \bar{E}_0 \iint_{s2} (\hat{k} \cdot \hat{n}_2) e^{2ik \cdot \bar{r}'_2} ds'_2 = \bar{E}_0 \frac{e^{ikR} h_p}{4\pi R} \tan(2\beta - \phi) \cdot (1 - e^{-2ik \cdot s2 \cdot \cos(2\beta - \phi)}) \quad (10)$$

Då (8) resulterar i ett ickeintegrerbart uttryck, krävs att antingen fler förenklingar görs eller att integralen beräknas numeriskt. För att undvika ytterligare fysikaliska approximationer faller valet på numerisk integration.

Integrationen kommer att göras med hjälp av trapetsregeln [3] som för enkelintegration där f diskretiserats med n st punkter ger:

$$\int_a^b f(x) dx = h \left[f\left(\frac{x_0 + x_1}{2}\right) + f\left(\frac{x_1 + x_2}{2}\right) + \dots + f\left(\frac{x_{n-1} + x_n}{2}\right) \right] + R_T \quad (11)$$

där $h = \frac{(b-a)}{n}$, $x_k = a + kh$ och resttermen $R_T = \frac{(b-a)}{24} h^2 f''(\xi)$ $a < \xi < b$

I vårt problem kan ξ ses som okänd varför det är naturligt att betrakta R_T som en felterm.

För dubbelintegration fås följande uttryck om trapetsregeln används:

$$\int_c^d \int_a^b f(x, y) dx dy = \int_c^d h_1 \sum_{i=1}^n f\left(\frac{x_{i-1} + x_i}{2}, y\right) dy + \frac{(b-a)}{24} h_1^2 \int_c^d f''(\xi_x, y) dy \quad (12)$$

Den första termen i (12) ges av:

$$\begin{aligned} h_1 \int_c^d \sum_{i=1}^n f\left(\frac{x_{i-1} + x_i}{2}, y\right) dy &= h_1 \sum_{i=1}^n \int_c^d f\left(\frac{x_{i-1} + x_i}{2}, y\right) dy = h_1 h_2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m f\left(\frac{x_{i-1} + x_i}{2}, \frac{y_{j-1} + y_j}{2}\right) + \\ &+ h_1 \frac{(d-c)}{24} h_2^2 \sum_{i=1}^n f_y''\left(\frac{x_{i-1} + x_i}{2}, \xi_y\right) \end{aligned} \quad (13)$$

Den andra termen i (12) ges av:

$$\begin{aligned} \frac{(b-a)}{24} h_1^2 \int_c^d f''(\xi_x, y) dy &= \frac{(b-a)}{24} h_1^2 h_2 \sum_{j=1}^m f_x''\left(\xi_x, \frac{y_{j-1} + y_j}{2}\right) + \dots \\ &+ \frac{(b-a)}{24} \cdot \frac{(d-c)}{24} h_1^2 h_2^2 f_{xy}^{(2)(2)}(\xi_x, \xi_{y2}) \end{aligned} \quad (14)$$

Dubbelintegralen (12) blir således (15)+(16) = $I + R_T$ där I kommer att vara känd i våra beräkningar medan R_T kommer att innehålla de okända termerna ξ_x , ξ_y och ξ_{y2} , och kommer därför betraktas som en felterm.

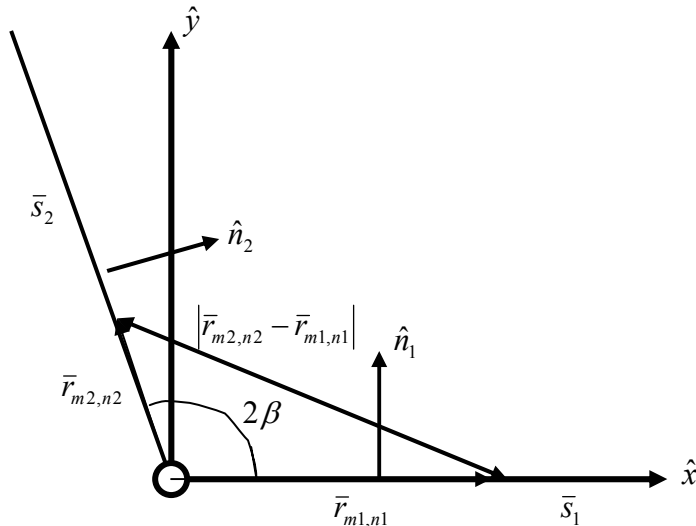
$$I = h_1 h_2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m f\left(\frac{x_{i-1} + x_i}{2}, \frac{y_{j-1} + y_j}{2}\right) \quad (15)$$

$$\begin{aligned} R_T &= \frac{(b-a)}{24} h_1^2 h_2 \sum_{j=1}^m f_x''\left(\xi_x, \frac{y_{j-1} + y_j}{2}\right) + \frac{(d-c)}{24} h_1 h_2^2 \sum_{i=1}^n f_y''\left(\frac{x_{i-1} + x_i}{2}, \xi_y\right) + \dots \\ &+ \frac{(b-a)}{24} \cdot \frac{(d-c)}{24} h_1^2 h_2^2 f_{xy}^{(2)(2)}(\xi_x, \xi_{y2}) \end{aligned} \quad (16)$$

Om funktionen f diskretiseras i n punkter i x-led och m punkter i y-led kommer

$h_1 = \frac{(b-a)}{n}$ och $h_2 = \frac{(d-c)}{m}$. Vi noterar därför från (16) att R_T minskar då m, n ökar, vilket är intuitivt riktigt då ett stort antal punkter approximerar funktionen f bättre än ett litet antal.

För att beräkna de interagerande H-fälten på platta 1 och 2, \bar{H}_{12} , \bar{H}_{21} (7), läggs m_1, n_1 och m_2, n_2 punkter ut i ett rektangulärt nät på platta 1 och 2 (se figur 2).



Figur 2: Visar snitt i z -planet av beräkningsproblemet.

Om dihedralen är konfigurerad som i figur 2 gäller och att vinkeln mellan s_1 och s_2 är 2β gäller för \hat{n}_1 och \hat{n}_2 :

$$\hat{n}_1 = [0 \ 1 \ 0]^T$$

$$\hat{n}_2 = [\cos(2\beta - \pi/2) \ \sin(2\beta - \pi/2) \ 0]^T$$

För det infallande fältet gäller att vågvektorn beskrivs av:

$$\bar{k} = - \begin{bmatrix} \cos(\varphi) \\ \sin(\varphi) \\ 0 \end{bmatrix} \cdot k$$

där k är vågtalet. De olika polarisationsriktningarna, HH och VV, definieras på vanligt sätt genom:

$$\bar{E}_{HH} = \begin{bmatrix} -\sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \\ 0 \end{bmatrix} \text{ och } \bar{E}_{VV} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

Rotationen i (7) skall tas med avseende på fältpunktskoordinaterna. Om vi sedan antar att (7) är likformigt konvergent innebär detta att operatoren kan flyttas innanför integraltecknet då endast greenfunktionen (2) innehåller ett \bar{r}' beroende. De olika partiella derivatorna av (2) m.a.p. \bar{r} blir:

$$\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{(x - x')}{4\pi|\bar{r} - \bar{r}'|^3} e^{ik|\bar{r} - \bar{r}'|} (ik|\bar{r} - \bar{r}'| - 1) \quad (17)$$

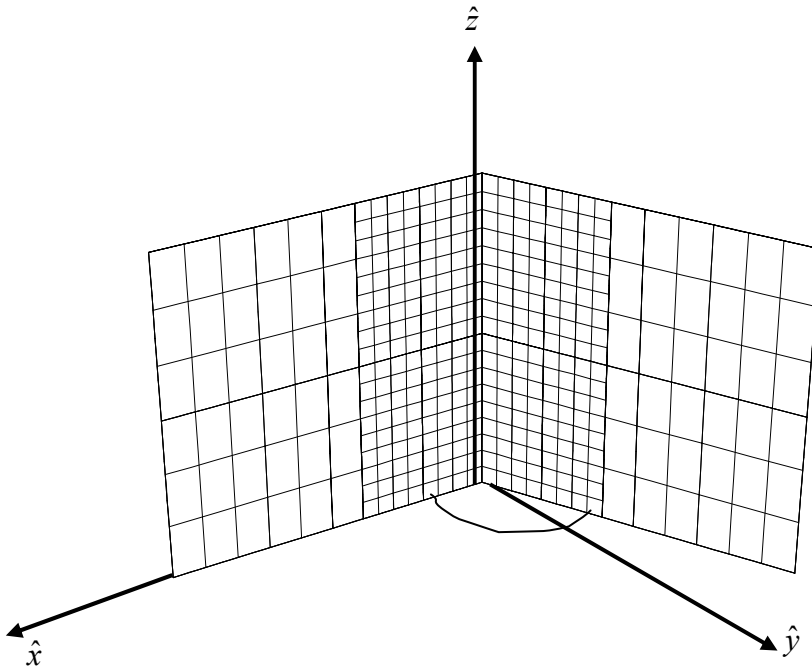
$$\frac{\partial g}{\partial y} = \frac{(y - y')}{4\pi|\bar{r} - \bar{r}'|^3} e^{ik|\bar{r} - \bar{r}'|} (ik|\bar{r} - \bar{r}'| - 1) \quad (18)$$

$$\frac{\partial g}{\partial z} = \frac{(z - z')}{4\pi|\bar{r} - \bar{r}'|^3} e^{ik|\bar{r} - \bar{r}'|} (ik|\bar{r} - \bar{r}'| - 1) \quad (19)$$

Uttrycken för de partiella derivatorna (17)-(19) blir mycket lika vilket är bra ur beräkningssynpunkt då det innebär att nästan hela uttrycket kan återanvändas. Notera att (17)-(19) innehåller singulariteter då $\bar{r} - \bar{r}' = 0$. Om konfigurationen i figur 2 gäller så innebär detta att (17)-(19) blir singulära längs hela z-axeln. Detta innebär inte att (7) är singulär vilket inses lätt om (7) i stället skulle beskrivas med polära koordinater. Genom att ytströmmarna på de bägge plattorna är kända fås H-fälten $\bar{H}_{1,2}(\bar{r}_{1,2})$ (8) och E-fälten i (8) genom numerisk integration som sker på samma sätt som vid beräkningen av (7).

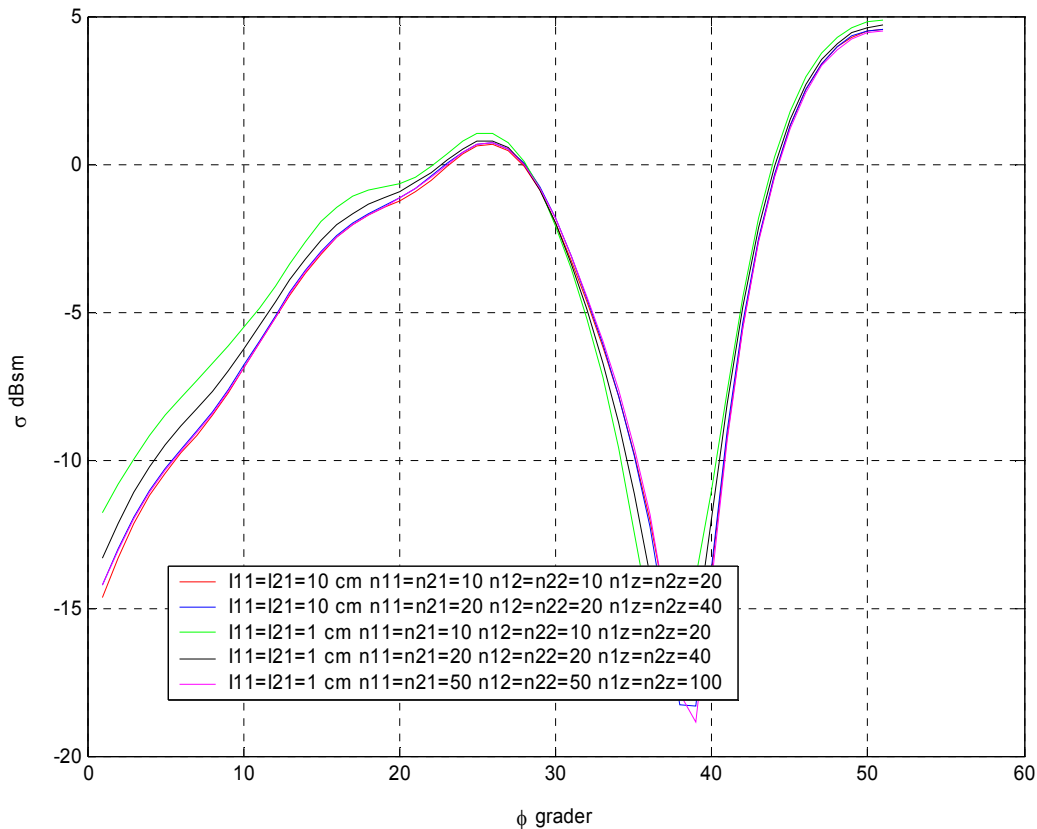
3 Indelning av plattor

För att minska det numeriska felet (16) delas dihedralens skänklar upp i fyra områden enligt figur 3.



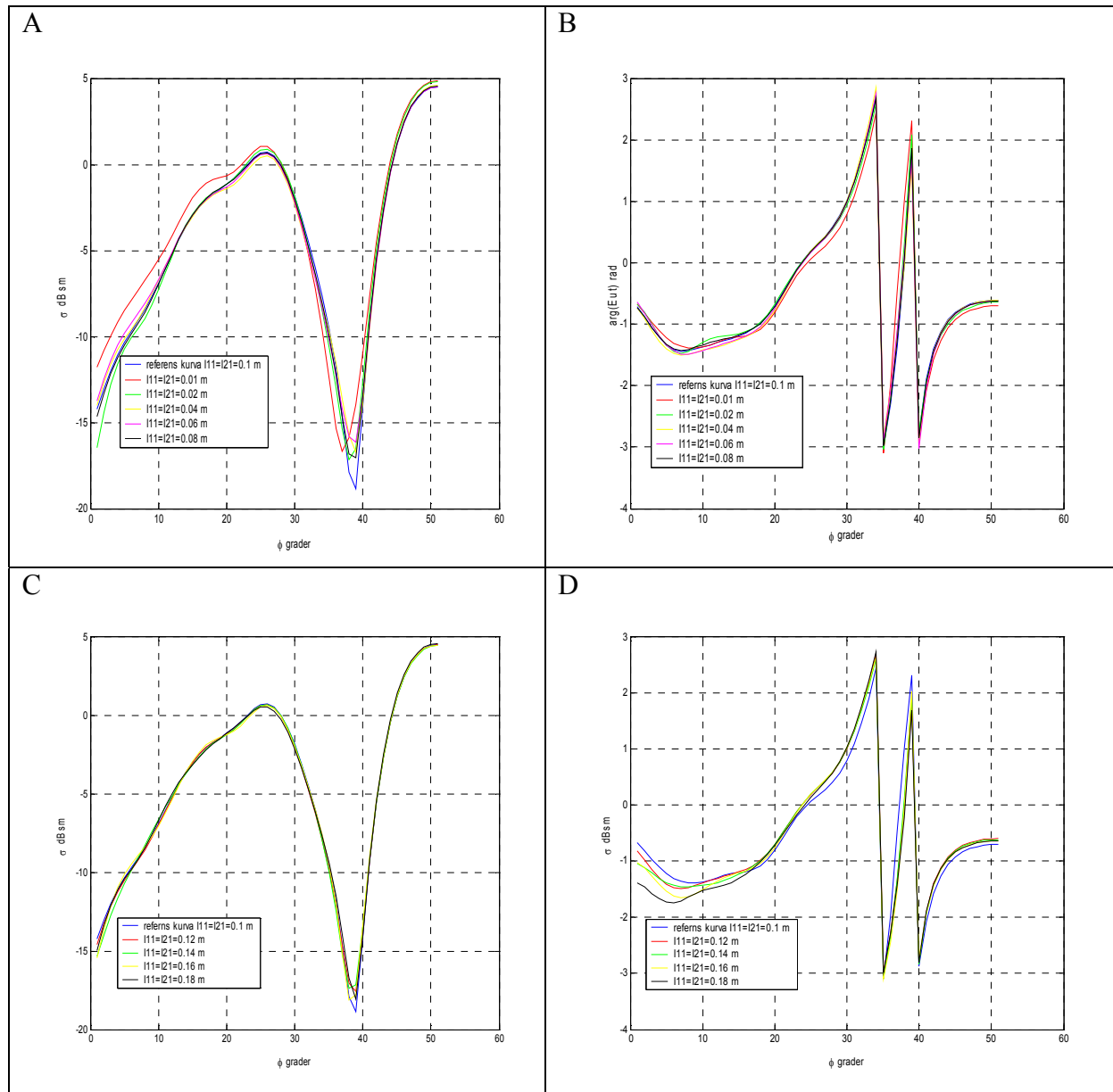
Figur 3: Illustrerar indelning av dihedralen. Rutnätet symboliserar beräkningssynpunkterna på dihedralen. De två inre områdena I11 och I21 har en högre beräkningssynpunkttäthet än de yttre områdena.

Ovanstående indelning minskar feltermen (16) genom att öka punkttätheten för de inre områdena I11 och I21 nära z-axeln där derivatorna (17)-(19) är stora. Detta inses genom att studera feltermen (16) för varje delområde. I de yttre områdena I12 och I22 kan man minska punktantalet då derivatorna är betydligt mindre inom dessa områden. Genom denna indelning kan man minska feltermen R_T utan att öka det totala antalet punkter. För att illustrera detta har ett antal beräkningar gjorts och presenteras i figur 4.



Figur 4: Illustrerar dubbelbidragets radarmålararea för en dihedral med höjden och plattlängderna 0.2 m och öppningsvinkeln 100 grader. Beräkningen är gjord vid 10 GHz och det infallande fältet har HH-polarisation. Vid de olika beräkningarna har punktantalet, i såväl höjd- som längdled, varierats. De inre områdenas I11 och I21längder (se figur 3) varierar mellan 10 cm och 1 cm i längdled medan de är konstanta i höjdled. n_{11} , n_{22} o.s.v. anger antalet beräkningspunkter i de olika områdena.

Resultatet i figur 4 förbryllar: enligt ovan nämnda resonemang bör en minskning av det inre intervallet minska felet R_T . Vi ser i figuren ovan att så inte är fallet. Grön kurva som har samma antal beräkningspunkter som röd kurva avviker betydligt mycket mer från referenskurvan mangenta. Man ser även att svart kurva avviker mer från referenskurvan än vad blå kurva gör. Det kan naturligtvis vara så att vid just den här frekvensen och öppningsvinkeln på dihedralen det kan hända att ξ_i i (16) gör att derivatorna för de inre områdena blir små. Ur beräkningstidssynpunkt är dock detta mycket tilltalande, genom att välja områdena I11 och I21 visar ovanstående kurva på att man kan få konvergens vid ett lägre antal beräkningspunkter vilket i sin tur medför kortare beräkningstid. För att göra en undersökning av hur I11 och I21 skall väljas för att få ett minimalt antal beräkningspunkter görs beräkningar vid ett konstant punktantal där I11 och I21 ändras. Resultatet illustreras i figur 5.

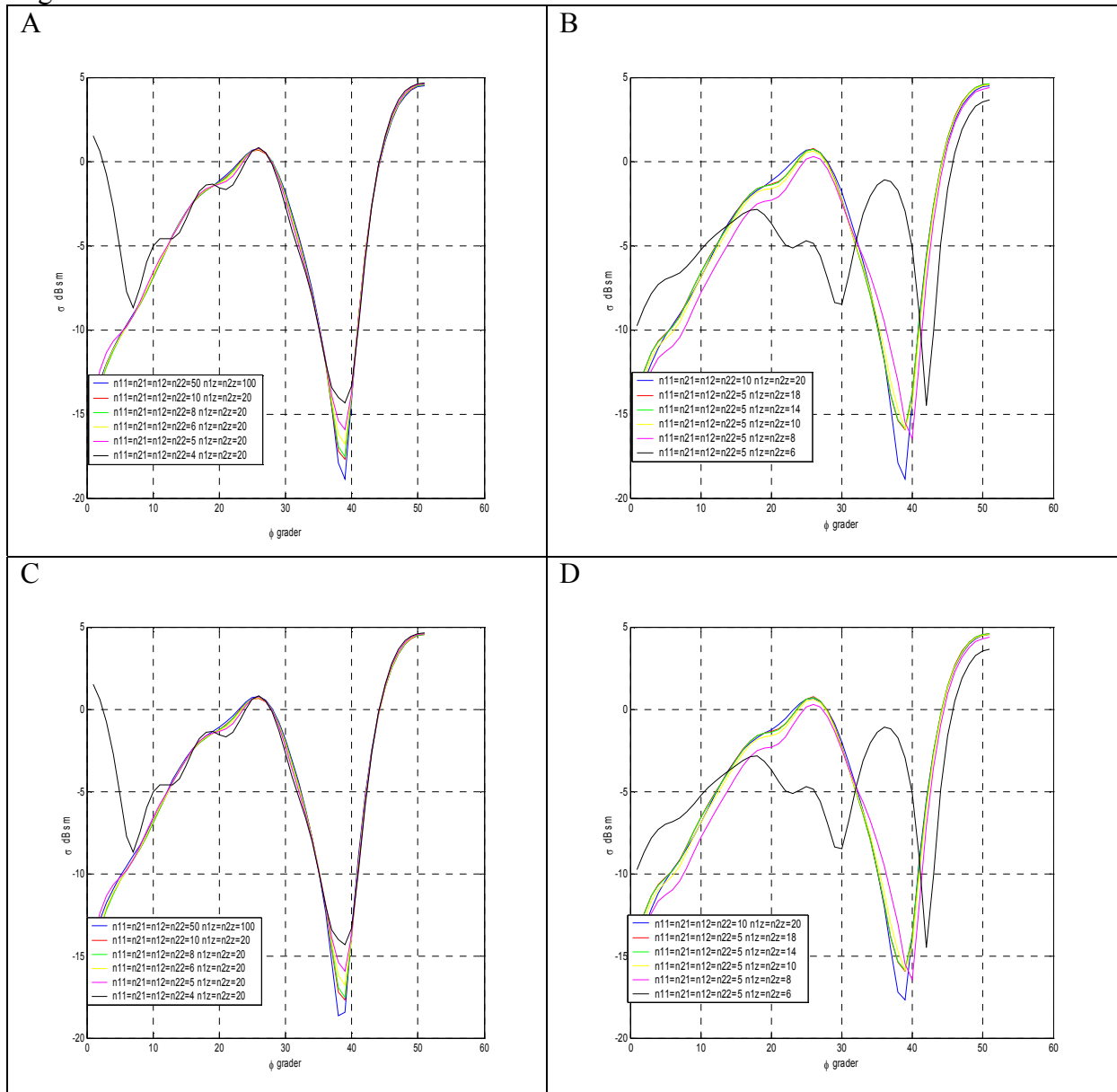


Figur 5: A-D visar målarean och fas för den växelverkande radarmålarean då $f=10$ GHz och vid HH-polarisation. De inre områdenas längd ökas successivt från 1 cm till 18 cm. Beräkningarna är gjorda med 10 beräkningspunkter i längdled för både inre och yttre områdena. I höjddled har 20 beräkningspunkter använts.

Man noterar från figur 5 att både fas och amplitud är relativt okänsliga för hur de inre intervallen väljs. Endast röd kurva i figur A har en relativt stor avvikelse, främst vid låga infallsvinklar. Felfunktionen (16) är uppenbarligen ganska okänslig för hur intervalllängderna väljs vilket också medför okänslighet för vilken punkttäthet som används. Vad som är anmärkningsvärt är att i en del fall, exempelvis röd kurva i figurerna, har man enligt nykvistkriteriet undersamplat våglängden. I nämnda fallet har man 2 cm mellan varje punkt i längdled. Med våglängden 3 cm måste enligt nykvistkriteriet ha max 1.5 cm mellan varje punkt. Givetvis kommer en alltför låg punkttäthet i något av intervallen att ge en alltför stor felfunktion (16) vilket medför att beräkningen kollapsar. Frågan är vid vilken punkttäthet som felfunktionen blir alltför stor. För att avgöra detta krävs ett konvergenstest.

3.1 Konvergens

För att undersöka hur få beräkningspunkter som kan läggas ut på de båda skänklarna för att få rimliga beräkningsresultat, krävs att ett konvergenstest görs. Resultaten av testet illustreras i figur 6.



Figur 6: Illustrerar konvergens för olika antal beräkningspunkter i längd- och höjdd. Beräkningarna är gjorda vid 10 GHz och visar den interacterande radarmålarean för en 100 graders hörnreflektor med höjd och plattlängder på 0.2 m. A och B visar beräkningen gjord med HH-polarisation emedan C och D visar VV-polarisation.

Genom att studera figur 6 noterar man att blå kurvor i A-D är samma. Radarmålarean för dihedrals dubbelbidrag, eller om man så vill, den interacterande radarmålarean, är densamma för båda polarisationer vilket kan visas analytiskt. Samtliga beräkningar är gjorda där områdenas längder är $I11=I12=I21=0.1$ m. I A och C har punkttätheten i längdled varierats för att se när beräkningen kollapsar. I det här fallet fås bra överensstämmelse mellan, blå kurvor som får anses vara referenskurvor, och kurvor med 10 eller fler punkter i längdled. Endast vid mycket låga nivåer som -15 dBsm fås skillnader mellan kurvorna. Resultatet från

A och C används senare i B och D då antalet punkter i höjddled varieras. Om vi bedömer att de gula kurvorna har acceptabelt små avvikelser från de blå kurvorna innebär detta att endast $2 \cdot 10 \cdot 10 = 200$ st punkter behövs på dihedralen för att man ska få konvergens. Man bör också notera i A-D vad som händer då för få punkter används. Tydligt kollapsar beräkningen ganska snabbt när man närmar sig gränsen för punktminimum. Kurvorna med mangentafärg i B och D avviker lite för mycket från blå kurvor för att man skall ha konvergens, dock är kurvornas principiella utseende tämligen lika. En minskning med endast 4 punkter i höjddled ger sedan en total kollaps. Man bör därför alltid oavsett beräkningsobjekt göra någon form av konvergenstest för att utvärdera om beräkningsresultaten är tillförlitliga.

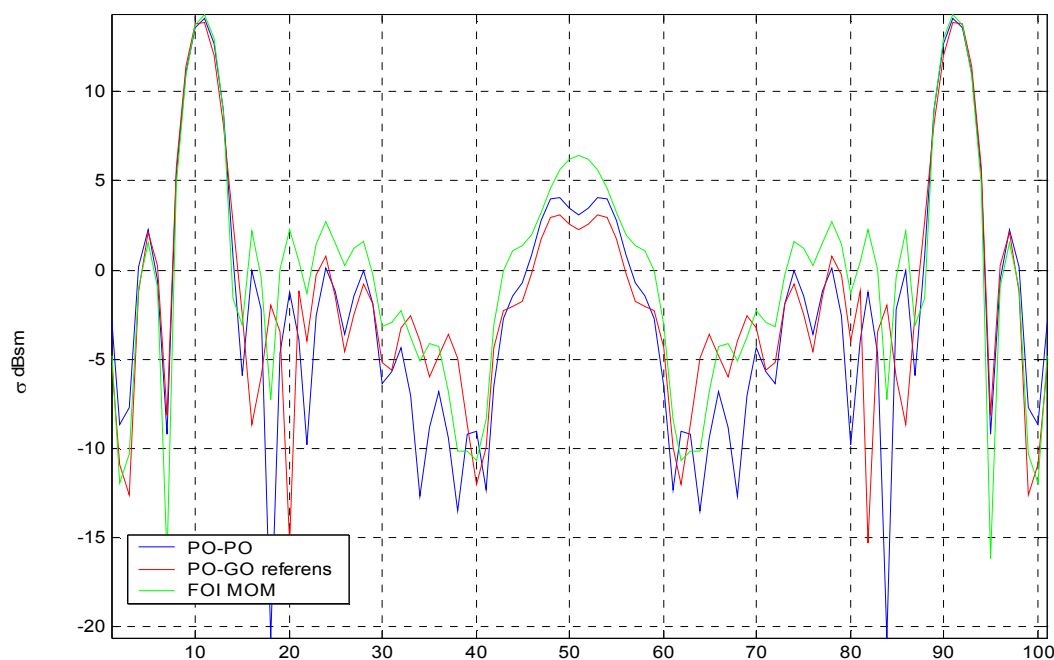
4 Resultat

I detta avsnitt kommer resultaten från ovan nämnda metod att jämföras med två andra beräkningsresultat, momentmetod och PO-GO metod. Den förstnämnda metoden är beräknad med en momentmetodlösare utvecklad vid FOI [4]. PO-GO finns beskriven i [1].

4.1 HH-polarisation

Låt oss för enkelhetens skull kalla metoden som beskrivs i denna rapport för PO-PO. I figur 7 redovisas en jämförelse mellan PO-PO, momentmetod och PO-GO metod.

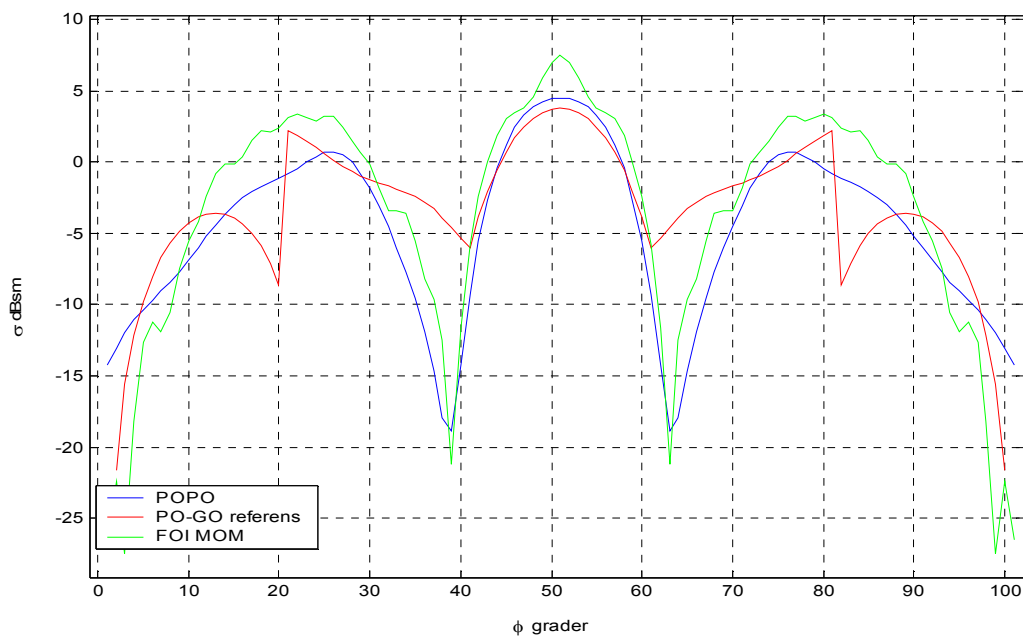
Beräkningarna är gjorda för en dihedral med öppningsvinkeln 100 grader, frekvensen 10 GHz och HH-polarisation.



Figur 7: Illustrerar jämförande beräkning av radarmålarean som funktion av infallsvinkel för en 100 graders dihedral gjord med tre olika metoder vid 10 GHz och HH-polarisation .

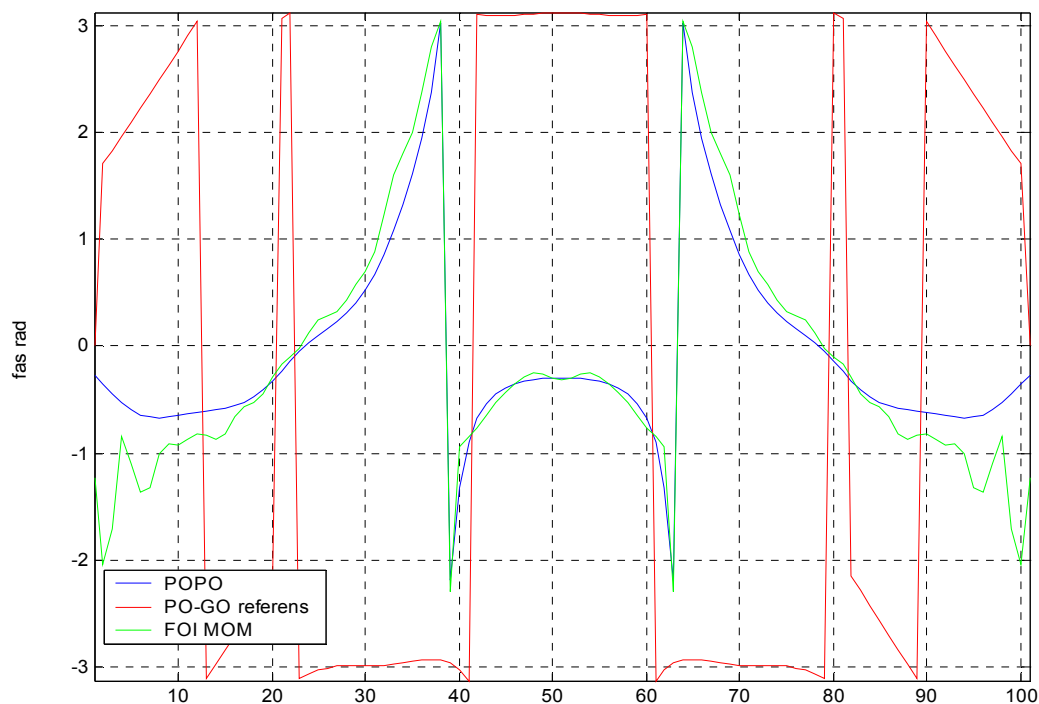
Beräkningen i figur 7 visar mindre bra överensstämmelse mellan momentmetod (grön kurva) och PO-PO metod (blå kurva). I stället noteras att skillnaden mellan PO-PO (blå kurva) och PO-GO (röd kurva) är relativt liten.

Direktbidraget för PO-PO och PO-GO metoderna beräknas på samma sätt, med fysikalisk optik. För momentmetoden kan inte den distinktionen göras. Genom att subtrahera totalt fält och direkt fält, där det direkta fältet beräknas på samma sätt som för de övriga metoderna får man ett slags interagerande fält. Detta fält kommer att innehålla högre ordningens multipelbidrag och eventuella resonansterner. Om dessa antas vara små motsvarar den återstående termen dubbelbidraget, och en jämförelse med övriga metoder kan göras. En jämförelse mellan de olika metodernas dubbelbidrag för HH-polarisation och frekvensen 10 GHz presenteras i figur 8.



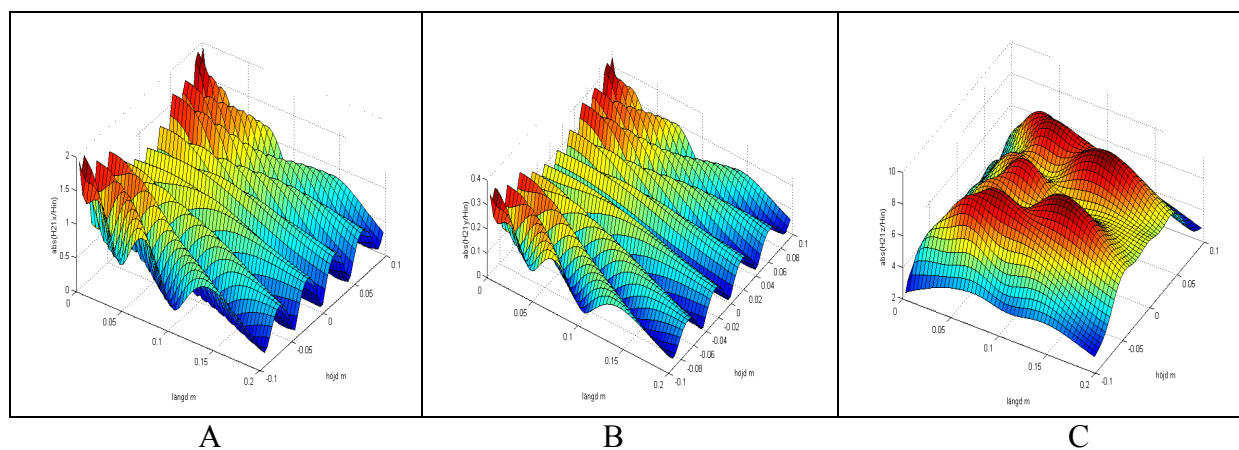
Figur 8: Illustrerar dubbelbidragets radarmålarea vid 10 GHz och HH-polarisation.

Principutseendet i figur 8 för PO-PO (blå kurva) och momentmetod (grön kurva) visar betydligt bättre överensstämmelse än vad PO-PO och PO-GO (röd kurva) gör. En så pass bra överensstämmelse i principutseende föranleder att man förväntar sig en relativt bra överensstämmelse i fas mellan blå och grön kurva. Faserna för ovanstående beräkningar illustreras i figur 9.



Figur 9: Illustrerar fasen som funktion av infallsvinkel för det spridda fältets dubbelbidrag beräknad vid 10 GHz och HH-polarisation.

Vi har sett från figur 8 att skillnaden mellan PO-PO och PO-GO metoderna är relativt liten medan principutseende och fas skiljer betydligt. Intressant är att undersöka hur det interagerande H-fältet ser ut på någon av skänklarna. För att undersöka detta har absolutbeloppet av kvoten mellan det interagerande H-fältets komponenter och absolutbeloppet av det infallande H-fältet beräknats och illustreras i figur 10.



Figur 10 A-C: Illustrerar kvoten mellan absolutbeloppet av det interagerande H-fältets komponenter (H_x, H_y, H_z) på platta 1 (se figur 2) och absolutbeloppet av det infallande H-fältet, då infallsvinkeln $\varphi=50^\circ$, $f=10$ GHz och HH-polarisation.

Med dihedralen orienterad enligt figur 2 fås H-fältet på platta 1 med PO-GO metoden som:

$$\bar{H}_{12} = \bar{H}_i - 2\hat{n}_2(\hat{n}_2 \cdot \bar{H}_i) \quad (20)$$

vilket ger med en infallsvinkel $\varphi=50^\circ$ att:

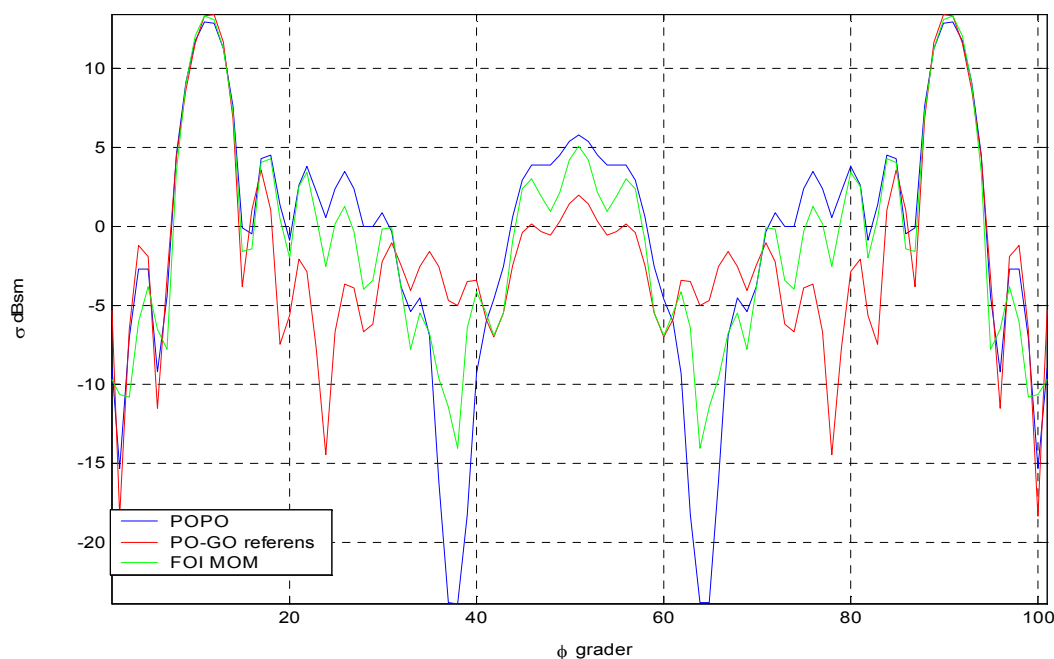
$$\bar{H}_{12} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} - 2\hat{n}_2(\hat{n}_2 \cdot \bar{H}_i) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (21)$$

Skillnaden mellan H-fälten i figur 8 och ekvation (21) blir påtaglig. Enligt (21) har fältet bara en riktning, och det i z-led. I figur 10 har H-fältet komponenter i alla riktningar, även om dessa huvudsakligen är mindre än z-komponenten. Man noterar också att toppnivåerna i A och C är betydligt mycket högre än vad (21) ger. Framförallt har ytan i C toppvärden som går ända upp mot 8-9.

Sammanfattningsvis kan sägas att för HH-polarisation fås endast en marginell förbättring av radarmålearen med PO-PO metod jämfört med PO-GO. Dock överensstämmer principutseende och fas mycket bra med momentmetoddata. Vad som ligger bakom skillnaderna i amplitud mellan PO-PO och momentmetod är fortfarande okänt och behöver utredas närmare. En spekulation är att de ytströmmar som kryper mellan de båda skänklarna inte modelleras på rätt sätt då man antar ytströmmar enligt (4) vilket kan bidra till en del av skillnaden.

4.2 VV-polarisation

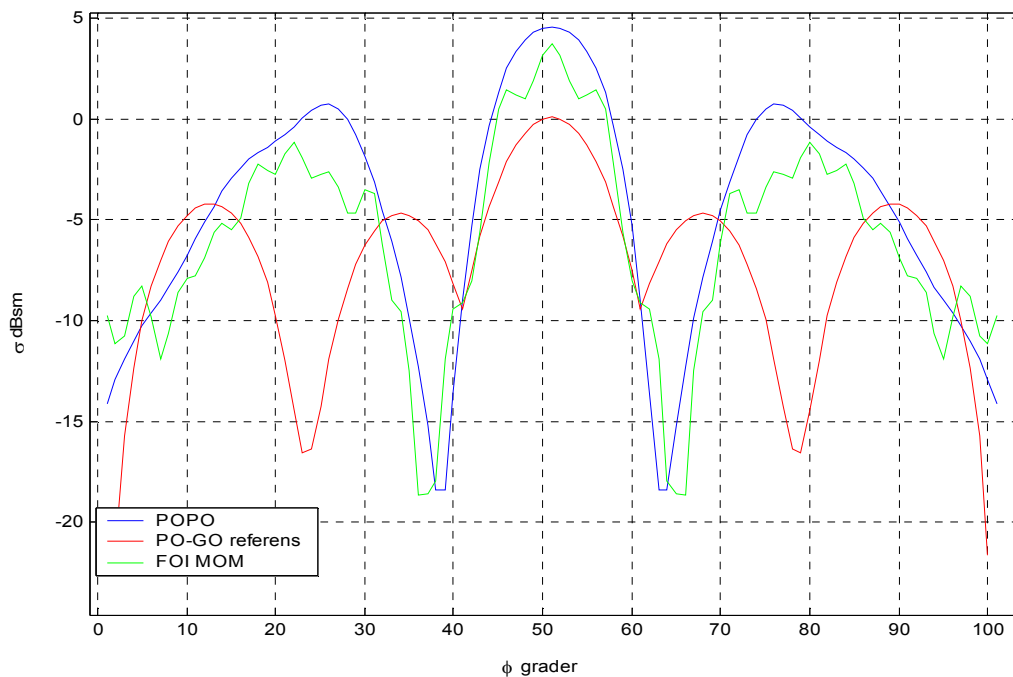
En jämförelse av radarmålearen för olika beräkningsmetoder för en 100 graders dihedral beräknad vid 10 GHz och VV-polarisation presenteras i figur 11.



Figur 11: Illustrerar jämförande beräkning av radarmålearen för en 100 graders dihedral gjord med tre olika metoder vid 10 GHz och VV-polarisation .

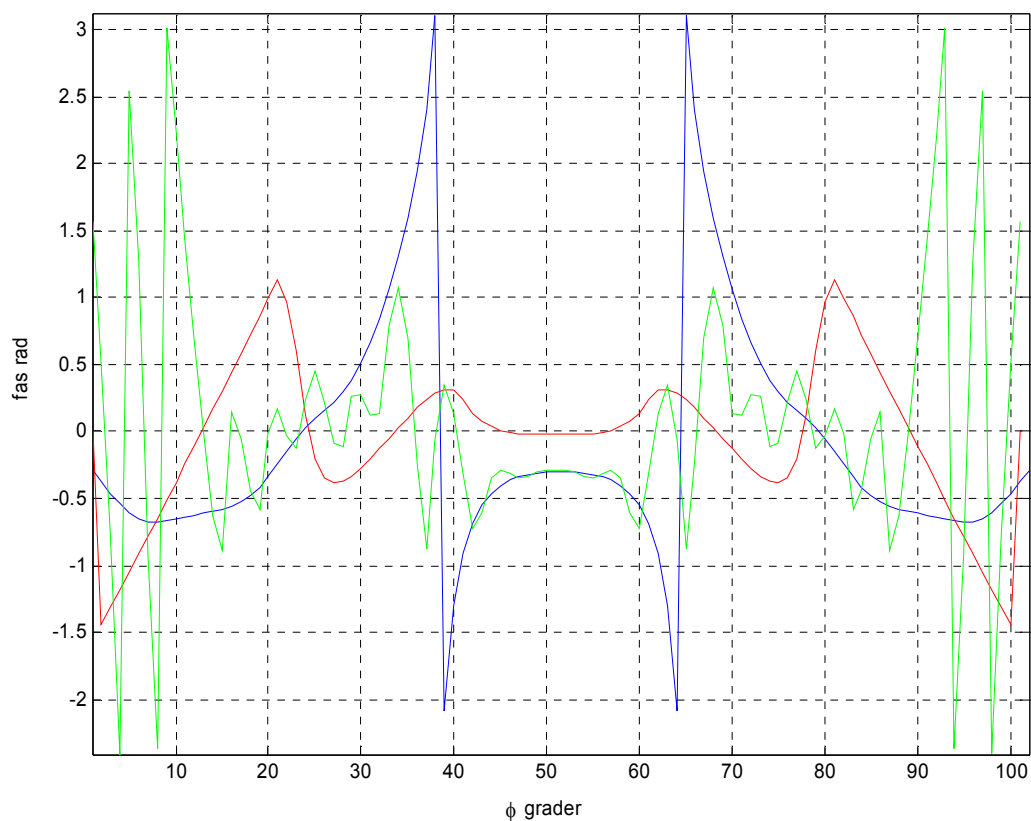
I figur 11 visar beräkningen gjord med PO-PO (blå kurva) god överensstämmelse med momentmetodberäkningen (grön kurva). Den enda större avvikelse mellan kurvorna erhålls vid mycket låga värden (< -20 dBsm). Detta kan förklaras med numeriska fel, troligtvis i momentmetodberäkningen där en lite för dålig upplösning kan ha använts. Det principiella utseendet mellan de båda kurvorna visar mycket god överensstämmelse. Man noterar att PO-GO beräkningen (röd kurva) avviker från de två övriga kurvorna.

Även om PO-PO beräkningen visar god överensstämmelse med momentmetoden är det av värde att undersöka fas och dubbelbidragets radarmålararea för de olika beräkningarna vilka redovisas i figur 12 och 13. De interagerande ytströmmarna redovisas i figur 14.



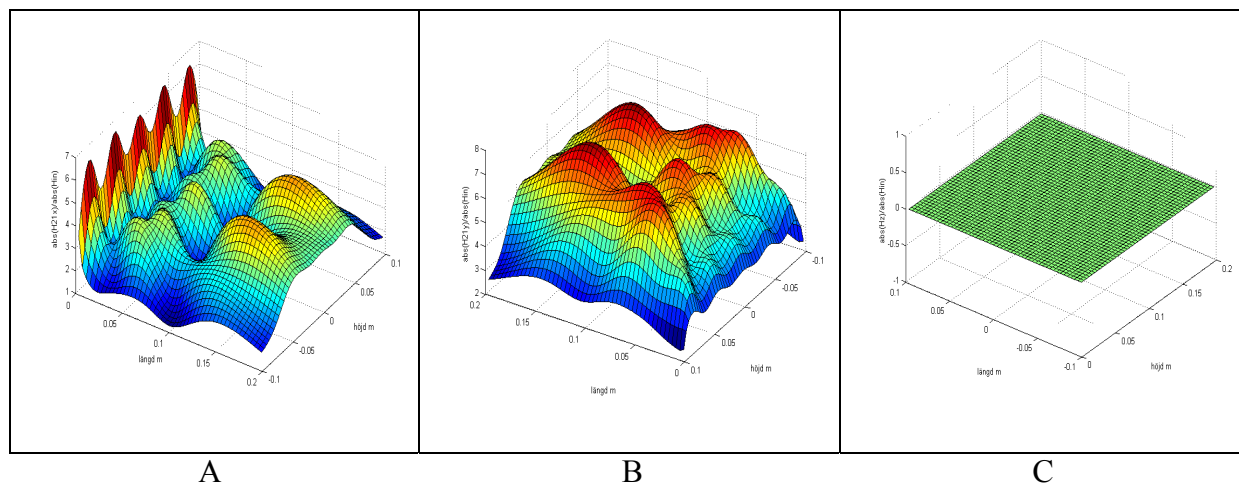
Figur 12: Illustrerar dubbelbidragets radarmålararea vid 10 GHz och VV-polarisation för en 100 grader dihedral.

Figur 12 visar dubbelbidragets radarmålarareor för de olika beräkningsmetoderna. Vi har på samma sätt som för HH-polarisation separerat dubbelbidragets radarmålarareor för VV-polarisation. Även här är överensstämmelsen mellan PO-PO (blå kurva) och momentmetod (grön kurva) god. PO-PO (blå kurva) uppvisar dock inte något av det ripple som momentmetoden (grön kurva) gör. Totalt sätt uppvisar VV-polarisation större skillnader i principutseende för blå och grön kurva jämfört med HH-polarisation. Man noterar även att blå kurva antar högre värden än grön för nästan alla infallsvinklar till skillnad från HH-polarisation där det motsatta skedde (se figur 8).



Figur 13: Illustrerar fasen för det spridda fältets dubbelbidrag beräknad vid 10 GHz och VV-polarisation.

Figur 13 illustrerar fasen för det spridda fältets dubbelbidrag. Överensstämmelsen mellan de olika metoderna är relativt god, om än något sämre än för HH-polarisation, vilket förväntades då principutseendet visade sämre överensstämmelse än för HH-polarisation. Man har dock samma principutseende mellan blå och grön kurva för vinklar i intervallet $30^\circ < \varphi < 70^\circ$.



Figur 14 A-C: Illustrerar kvoten, mellan absolutbeloppet av det interagerande H-fältets komponenter på platta 1 (se figur 2) och absolutbeloppet av det infallande H-fältet då infallsvinkeln $\varphi=50^\circ$, $f=10$ GHz och VV-polarisation.

H-fältet för PO-GO metoden fås som tidigare av (20) som för VV-polarisation blir med tidigare beteckningar på infallsvinkel och dihedralsvinkel:

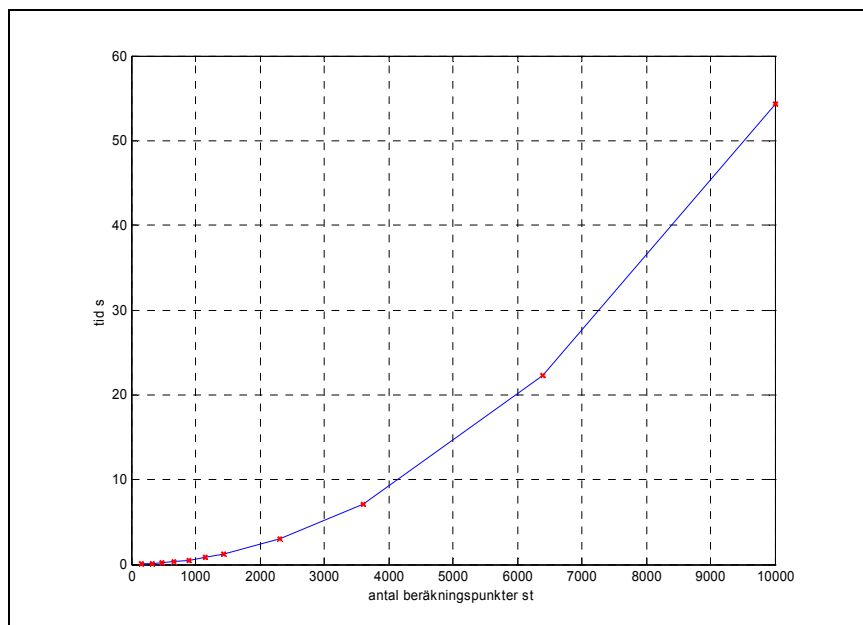
$$\begin{bmatrix} -\sin(\varphi) + \sin(\varphi + 2\beta)\cos(2\beta) \\ \cos(\varphi) + \sin(\varphi + 2\beta)\sin(2\beta) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (22)$$

Man ser att (22) är konstant över skänkeln och skiljer sig därmed avsevärt från resultaten i figur 14 A och B. Endast för z-riktningen antar de båda beräkningsmetoderna samma interagerande H-fält, d.v.s. noll.

Sammanfattningsvis gäller att en god överensstämmelse fås mellan momentmetod och PO-PO för VV-polarisation, främst vid små och stora infallsvinklar. Från figur 11 noterar man att ett mycket bra överensstämmande i principutseende mellan momentmetod och PO-PO fås. Betydande skillnader mellan PO-PO och PO-GO har också erhållits.

5 Beräkningstid

För att kunna leverera resultat från en beräkning samt att minimera arbetstiden och kostnaden för datorkraft vill man ofta ha snabba och icke minneskrävande program. PO-PO metoden har visat god överensstämmelse med momentmetod, främst för VV-polarisation. Det är därför intressant att se om man kan tillämpa metoden på allt större objekt som därmed kräver fler beräkningspunkter. För att utröna om PO-PO metoden är lämplig att tillämpa på större objekt görs en studie av tidsåtgång som funktion av olika antal beräkningspunkter, där resultatet illustreras i figur 15.



Figur 15: Illustrerar tidsåtgång för en beräkning som funktion av olika antal beräkningspunkter.

Figur 15 redovisar beräkningstid som funktion av antalet beräkningspunkter. Beräkningen är gjord med en Pentium 4 processor med 2.1 GHz klockfrekvens. Man ser att tiden för ett litet antal beräkningspunkter ökar linjärt med lutningskoefficienten 1. För en allt större mängd (>480) beräkningspunkter övergår beräkningstiden till att vara kvadratisk beroende av antalet beräkningspunkter. Beräkningstiden ökar också linjärt med koefficienten 1 då antal beräkningsvinklar ökas. I relation till momentmetoden där beräkningstiderna för den här typen av beräkningsproblem kan uppgå till 4-5 h [5] är PO-PO metoden mycket snabb bl.a. p.g.a. att man kan ha en så låg upplösning och ändå få rimliga resultat. Detta antyder att metoden kan vara intressant att utveckla för allt större, mera komplexa objekt; detta avhandlas dock inte i denna rapport.

Minnesallokeringen är tämligen oberoende av antalet beräkningspunkter. Som exempel kan nämnas att en beräkning med 5000 st beräkningspunkter allokerar 50 Kbyte vilket får anses som ringa.

6 Slutsats

Beräkningsmetoden PO-PO som redovisats i denna rapport korrigerar till stor del för VV-polarisation de fel som uppkommer för PO-GO metoden. För HH-polarisation däremot klarar inte metoden att kompensera för de fel som uppkommer i PO-GO. Slutsatsen blir därför att fysikalisk-optik inte kan användas på så små objekt för att beskriva ytströmmarna som uppkommer av det direkt infallande fältet då detta har H-polarisation men att det går bra om det infallande fältet har V-polarisation. Antalet beräkningspunkter för att få konvergens har visat sig vara mycket lågt vilket gör metoden snabb. Det är därför intressant att utöka metoden till att klara godtyckliga större objekt. Man skulle även kunna använda den som en hybridmetod till både PO-GO och momentmetod.

7 Fortsatta studier

Nedan följer förslag på fortsatta studier.

- Identifiera och korrigera felen för HH-polarisation.
- Utöka antalet studsar så att hörnreflektorer med öppningsvinkel $<80^\circ$ kan beräknas
- Utöka programmet till att klara godtyckliga infallsvinklar.
- Utöka programmet att klara en godtycklig yta så att skugg- och belysningsalgoritmer inkluderas.

8 Referenser

1. Rahm, J. 2002, Linköping: personlig kommunikation.
2. Kristensson, G., *Spridningsteori med antenntillämpningar*, 1999, Lund: Studentlitteratur.
3. Elden, L. and L. Wittmeyer-Koch, *Numerisk analys - en introduktion*. 2 ed. 1992, Lund: Studentlitteratur.
4. Pohl, A. and T. Boman, *FOI MoM Ett momentmetodbaserat datorprogram för elektromagnetiska beräkningar*, FOI-R--0510--SE, 2002: Linköping. 14 p.
5. Boman, T. 2002, Linköping: personlig kommunikation.