



Iterativ fysikalisk optik (IPO)

En Studie

JONAS RAHM OCH MAGNUS GUSTAFSSON

FOI är en huvudsakligen uppdragsfinansierad myndighet under Försvarsdepartementet. Kärnverksamheten är forskning, metod- och teknikutveckling till nytta för försvar och säkerhet. Organisationen har cirka 1000 anställda varav ungefär 800 är forskare. Detta gör organisationen till Sveriges största forskningsinstitut. FOI ger kunderna tillgång till ledande expertis inom ett stort antal tillämpningsområden såsom säkerhetspolitiska studier och analyser inom försvar och säkerhet, bedömning av olika typer av hot, system för ledning och hantering av kriser, skydd mot och hantering av farliga ämnen, IT-säkerhet och nya sensorers möjligheter.



FOI
Totalförsvarets forskningsinstitut
Sensorsystem
Box 1165
581 11 Linköping

Tel: 013-37 80 00
Fax: 013-37 81 00

www.foi.se

FOI-R--2416--SE Teknisk rapport
ISSN 1650-1942 December 2007

Sensorsystem

Jonas Rahm och Magnus Gustafsson

Iterativ fysikalisk optik (IPO)

En Studie

Titel	Iterativ fysikalisk optik (IPO)
Title	Iterative physical optics (IPO)
Rapportnr/Report no	FOI-R--2416--SE
Rapporttyp Report Type	Teknisk rapport Technical report
Sidor/Pages	25 p
Månad/Month	December
Utgivningsår/Year	2007
ISSN	ISSN 1650-1942
Kund/Customer	FM och FMV
Forskningsområde Programme area	4. Sensorer och signaturanpassning 4. Sensors and Low Observables
Delområde Subcategory	45 Signaturanpassning 45 Low Observables
Projektnr/Project no	E3015, E3811
Godkänd av/Approved by	
FOI, Totalförsvarets Forskningsinstitut	FOI , Swedish Defence Research Agency
Avdelningen för Sensorsystem	Sensor Systems
Box 1165	
581 11 Linköping	SE-581 11 Linköping

Sammanfattning

En studie av iterativ fysikalisk optik-metoden (IPO) har utförts inom uppdragen ”Modellering av mål och bakgrund inom radarområdet” och ”Elektromagnetiska beräkningar” (EMB). Förtjänsterna med metoden är att den är relativt snabb och mindre minneskrävande än mer ”exakta” metoder som t ex momentmetoden (MoM), finita element metoden (FEM) och finita differens metoden i tidsdomän (FDTD). Detta gör att IPO är användbar för elektromagnetiska beräkningar på objekt som är för stora för ”exakta” metoder och där högfrekvensmetoder kan ge otillfredsställande resultat. IPO-metoden har validerats mot mätningar för ett antal objekt och visar på mycket god överensstämmelse med mätdata.

Nyckelord:

PO-PO, Iterativ fysikalisk optik, IPO, högfrekvensmetoder, elektromagnetiska beräkningar, radarmålarea, RCS

Summary

A study within the projects "Modeling of target and background for radar frequencies" and "Electromagnetic calculations" (EMB) have been made of the Iterative Physical Optics method (IPO). The benefits of the method are that it is relatively fast and less memory demanding than "exact" methods such as the Method of Moments, Finite Element Method and the Finite Difference Time Domain Method. This makes the IPO-method suitable for using on objects that are too large for "exact" methods and where high frequency methods not provide results good enough. The IPO-method has been validated against measurements and show very good agreement with measurement data.

Keywords: PO-PO, Iterative Physical Optics, IPO, high frequency methods, electromagnetic calculations, radar cross section, RCS.

Innehållsförteckning

1	Inledning	6
2	Terminologi och teori	7
3	Objektdiskretisering	8
4	Konvergens	9
5	Program	11
6	Validering	12
6.1	Dihedraler.....	12
6.1.1	Resultat 100°-dihedral	13
6.1.2	Resultat 80°-dihedral	17
6.1.3	Beräkningstider	20
6.2	Generiska flygmodellen 'RAK'	21
6.3	Generiska flygmodellen 'RUND'	22
7	Slutsatser	24
8	Referenser	25

1 Inledning

Som en del inom uppdragen ”Modellering av mål och bakgrund inom radarområdet” och ”Elektromagnetiska beräkningar” (EMB) har studier utförts om en beräkningsmetod som går under benämningen iterativ fysikalisk optik (IPO). Förtjänsterna med metoden är att den är relativt snabb och mindre minneskrävande i förhållande till mer ”exakta” metoder som t ex moment metoden (MoM), finita element metoden (FEM) och finita differens metoden i tidsdomän (FDTD). Man har visat att konvergens erhållits vid ca 2-3 punkter/våglängd [3-4] i kontrast mot ca 10 punkter/våglängd för de mer exakta metoderna. Dessa förtjänster möjliggör beräkningar av elektromagnetiskt större objekt än nämnda exakta metoder. Man gör dock avkall på noggrannheten eftersom fysikaliska begränsningar införs i IPO-metoden. Generellt kan sägas att IPO bygger på att finna en approximativ iterativ lösning till den magnetiskafält-integralsekvationen (MFIE), se bl a [5]. Metoden presenteras bl a i referenserna [1-4]. Det är dock på senare år med den snabbt ökande datorprestandan man verkligen kan nyttja metodens förtjänster. I referenserna [1-3] används metoden för radarsignaturberäkningar av kaviteter vilket gör att den har specialiserats för detta tillämpningsfall genom införandet av ytterligare uppsnabbningsmetoder där man exempelvis antar att vågen huvudsakligen propagerar i kavitetens framåtbakåt riktning [10]. Införandet av en s.k. relaxationsparameter i [2-3] ökar ytterligare metodens snabbhet. Den IPO-kod som implementerats och presenteras i denna rapport behandlar mer generella objekt, där antalet interaktioner (iterationer) förutsätts vara betydligt färre än för kavitetsfallet. Det är oklart hur ovan nämnda approximationer påverkar resultatet för ett generellt objekt varför dessa utelämnats i vår implementation av IPO-metoden. Vidare behandlar vår kod endast metalliska ytor emedan [1-3] även behandlar ytor bestående av multilagerskikt där endast det understa materiallagret behöver var metall.

2 Terminologi och teori

Det är inte helt entydigt vad som innefattas i begreppet iterativ fysikalisk optik (IPO). Av den anledningen kommer vi att försöka klargöra terminologin och definitionerna för de olika begreppen. Begreppsmässigt kan man i ordet ”iterativ” förledas att tro att man genom en iterativ process ”närmar sig” ett fysikaliskt korrekt värde. I fallet IPO är det snarare så att iterationen gör att man ”närmar sig” ett värde som inte behöver vara det fysikaliskt korrekta.

Gemensamt för referenserna [1-4] är att man utgår från den magnetiskafält-integralsekvationen (MFIE), ekv (1). Om vi nu endast beaktar perfekt ledande material kan ytrepresentationen av MFIE skrivas som:

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}) = 2\hat{n}(\mathbf{r}) \times \iint \nabla g(k, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \times \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') dS' + \mathbf{J}_{PO}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

där $\mathbf{J}_{PO}(\mathbf{r}) = 2\hat{n}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r})$ är ytströmsdensiteten given av PO-approximationen och där $\mathbf{r}$ och $\mathbf{r}'$ representerar fält- respektive källpunkt. Ytintegralen skall här tolkas som Cauchys principalvärde. Greensfunktionen i frirymd g ges av

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

där k är vågtalet. Ekvationen (1) beskriver därmed ytströmsdensiteten $\mathbf{J}_s(\mathbf{r})$ på ett objekt för ett givet infallande fält $\mathbf{H}_i(\mathbf{r})$. En lösning, om den konvergerar, till integralekvationen kan fås enligt följande iterationsschema:

$$\begin{cases} \mathbf{J}_s^{n+1}(\mathbf{r}) = 2\hat{n}(\mathbf{r}) \times \iint \nabla g(k, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \times \mathbf{J}_s^n(\mathbf{r}') dS' & , n = 0, 1, 2, \dots \\ \mathbf{J}_s^0(\mathbf{r}) = \mathbf{J}_{PO}(\mathbf{r}) = 2\hat{n}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}) \end{cases} \quad (3)$$

där den totala strömdensiteten på ytan ges av

$$\mathbf{J}_s^{Tot}(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{J}_s^n(\mathbf{r}) \quad (4)$$

När strömdensiteten, $\mathbf{J}_s(\mathbf{r})$, för objektet är känd ges fjärrfältsamplituden av:

$$\mathbf{F}(\hat{r}) = -i \frac{k^2 \eta_0 \eta}{4\pi} \hat{r} \times \left[\hat{r} \times \iint_S \mathbf{J}_s^{Tot}(\mathbf{r}') e^{-ik\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} dS' \right] \quad (5)$$

där η_0 är frirymdsimpedansen och η är mediets relativa impedans som för vakuum är 1. $\hat{r}$ representerar en godtycklig mottagarriktningen. Vid monostatiska fallet gäller att $\hat{r} = -\hat{k}_{in}$.

3 Objektdiskretisering

En förutsättning för att kunna lösa integralekvationen (1) är att beräkningsobjektet diskretiseras på ett lämpligt sätt. Diskretiseringen kan göras på ett antal olika sätt, t ex genom att beskriva objektet med fasetter eller med punkter. I en fasetterad modell kan i sin tur ytströmmen beskrivas på varje fasett genom en summation av så kallade basfunktioner. En vanlig typ av basfunktioner är de så kallade RWG-basfunktionerna, vilka ofta används i MOM och ger en linjärinterpolation av strömmen över fasetten. I vår implementation av IPO används punktmatchning vilket innebär att varje fasett beskrivs som en punkt. Man tar således ingen hänsyn till fasettens storlek utan denna förutsätts vara liten i förhållande till våglängden vilket gör att fasetten kan uppfattas som rundstrålande. För att ta hänsyn till kanteffekter måste kanter beskrivas i CAD-geometrin som krökta ytor (dvs liten krökningsradie för skarpa kanter). Detta innebär att kanter kräver en högupplöst diskretisering.

4 Konvergens

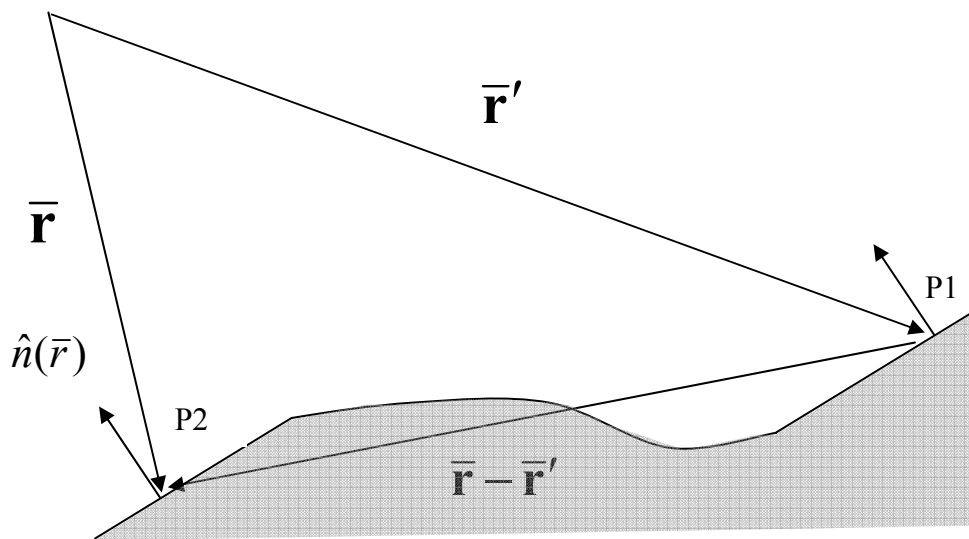
Det finns egentligen inga garantier för att iterationslösningen (3) skall konvergera. Däremot kan man med mer eller mindre bra valda initialvärden ge iterationsekvationen goda förutsättningar att uppnå konvergens. En sådan förutsättning är att använda ett tillräckligt bra beräkningsnät, dvs diskretiseringen bör ha en god upplösning i termer av antal fasetter eller punkter per våglängd. Iterationsformuleringen (3) förutsätter inte någon stråloptik, dvs alla fasetter eller punkter på objektet belyses av det infallande fältet oavsett om de ligger inom ett belyst eller skuggat område. Det finns alltså än så länge inga fysikaliska approximationer antagna i den formulering som beskrivs i iterationsschemat. Om vi antar att vi har en konvergerande lösning så kommer resultatet ges av ett fysikaliskt korrekt värde i bemärkelsen att spridningsfenomen, som i dagligt tal brukar benämnas diffraktion, yt- och krypvågor mm, kommer att vara inkluderat i lösningen. Denna iterationsprocess är beräkningsmässigt (CPU- och minnesmässigt) relativt tung att utföra. För att snabba upp beräkningshastigheten kan flertalet olika antaganden göras. Andra initialvärden som kan varieras för att dels ge större förutsättningar till konvergens och dels öka beräkningsprestandan är att ge ”goda” startvärden till iterationsprocessen. Bland annat kan man införa villkoret att det infallande fältet endast belyser de diskretiseringspunkter som är synliga från radarn och antar värdena $\mathbf{J}_{PO}(\mathbf{r}) = 2 \hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r})$. För övriga punkter på objektet, dvs de som ligger i skugga, antas $\mathbf{J}_{PO}(\mathbf{r}) = 0$. Denna approximation kan antas vara god när våglängden är liten i förhållande till objektets dimensioner (högfrekvensapproximation) och objektet är konvext så att den interna växelverkan mellan olika ytor är liten. Med införandet av detta villkor har vi antagit ett startvärde för strömdensiteten i iterationsschemat, vilket i sig inte är en garanti för att lösningen skall konvergera. Man skulle också kunna tänka sig att ansätta startvärden i iterationsprocessen som erhållits genom att använda beräkningsresultat som utförts med t ex en kombination av fysikalisk- och geometrisk-optik kombinerad med metoder som tar hänsyn till diffraktion på ett mer korrekt sätt, för att få färre iterationer innan konvergens uppnås och därmed ger snabbare beräkningar.

Vi har fram till nu bara diskuterat olika startansatser till iterationsschemat som löser MFIE. Inga övriga ansatser eller approximationer har införts. Genom att införa skugg- och/eller belysningsvillkor i iterationsprocessen kan beräkningarna snabbas upp. Skuggeffekter är en högfrekvensapproximation och det är alltså införandet av skuggvillkor i iterationen som gör att beräkningsmetoden kallas IPO. Det finns många olika sätt att implementera skuggvillkor. Ett sätt kan vara att utföra en skuggberäkning för alla punkter/fasetter på (mot) alla andra punkter/fasetter på objektet. Det skulle bilda en $N \times N$ stor matris, där N är antalet punkter/fasetter, med information om huruvida punkterna/fasetterna ”ser” eller ”inte ser” varandra på objektet. Ofta är en sådan beräkning i sig mycket omfattande och man väljer därför ofta relativt enkla skuggvillkor som inte på något sätt är fullständiga men som är enkla att implementera i koden. I referens [2] införs, i iterationen, skuggvillkoret,

$$\mathbf{J}_S^n(\mathbf{r}) \neq 0 \quad \text{om} \quad \hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}) \cdot (\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}') < 0 \quad (6)$$

$$\mathbf{J}_S^n(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{annars}$$

Här är $\mathbf{r}$ och $\mathbf{r}'$ fält- respektive källpunkt och $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ är normalvektorn i fältpunkten. Figuren nedan visar en skiss över en godtycklig yta. Strålgångsmässigt så kommer punkten P1 aldrig att vara synlig från punkten P2 och tvärtom. Villkoret ovan kommer inte entydigt att ge detta. Enligt villkoret och figuren nedan så kommer strömbidraget i P2 (fältpunkt) från P1 (källpunkt) att vara 0 emedan den omvända situationen, dvs när fältpunkt och källpunkt har bytt plats, ge ett strömbidrag $\neq 0$. Villkoret är därmed inte reciprokt. Det visar sig dock att införandet av villkoret ger relativt goda förutsättningar till konvergens, se referens [2,3].



Figur 1. Skiss över en godtycklig yta (grå färgad). Punkten P1 betraktas här som källpunkt och punkten P2 som fältpunkt. Skuggvillkoret (6) ger att P2 ligger i "skugga" för P1 vilket är önskat. För omkastad situation, dvs där P2 är källpunkt och P1 är fältpunkt, ger villkoret (6) att P1 "ser" P2.

För att ytterligare öka beräkningshastigheten och för vissa tillämpningar, t ex kavitetsberäkningar, har man i tillämpat och kompletterat IPO med ytterligare pålagda approximationer samt olika typer av iterationsmetoder, se t ex referens [3]. Det är dock alltid en balansgång mellan å ena sidan god noggrannhet i resultaten och å andra sidan snabba beräkningar.

Utförda konvergensstudier har utfört dels genom att öka upplösningen på diskretiseringsnätet och dels genom att utföra beräkningar med olika antal iterationer.

5 Program

IPO har implementerats i ett Matlab-program. Denna koden är på intet sätt optimerad för snabba beräkningar utan syftar till att studera beräkningsprestanda och att utföra konvergensstudier. Programmet kan köras i tre olika moder:

- Full iterativ MFIE, dvs inga start- eller approximativa antaganden är gjorda.
- Iterativ MFIE med skuggvillkor (PO-villkor) som startvärde.
- Iterativ PO, dvs med skuggvillkor i både start- och iterationsdelen enligt ekv (6).

För denna studie körs koden endast i IPO-mod. Diskretiseringen görs i CAD-verktyget Rhino. Objektet beskrivs med triangulära fasetter och sparas i "raw triangles"-formatet (.raw). IPO-programmet ansätter därefter ett punktnät där varje punkt hamnar i fasettens tyngdpunkt. Vi ser också från ekv (3) att övriga ingående parametrar i iterationsschemat är fasetternas area och normalvektorer vilka krävs för att kunna utföra beräkningarna. Eftersom skuggvillkoret i iterationssteget förutsätter att ett objekt består av en fram och en baksida är det extra viktigt att CAD-modellen inte har enskilda fristående fasetter eller hopar med facetter inne i objektet. Man måste därför vara extra uppmärksam och noga med hur CADen beskriver objektet. Inparametrar som frekvens, aspektvinklar, polarisation mm anges i en indata-fil.

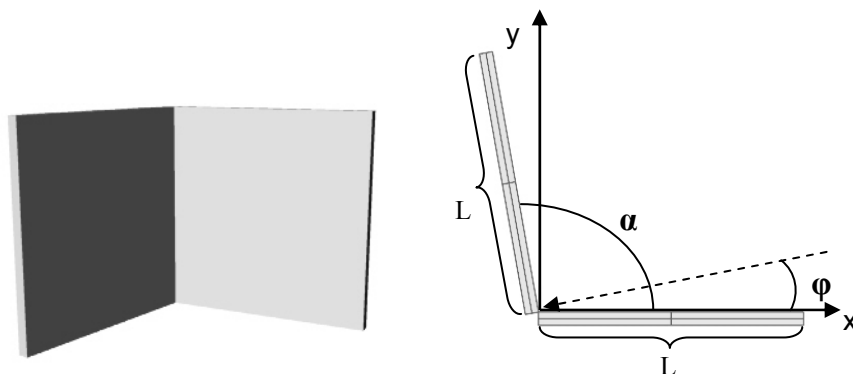
6 Validering

Som valideringsobjekt har dihedraller med öppningsvinklarna (α) 80° och 100° använts. Dessutom har två enkla generiska flygplansliknande objekt ("RAK" och "RUND") använts. Beräkningsresultat från IPO jämförs dels med GO-PO resultat (för dihedralfallet) och dels med mätresultat. Beräkningsresultaten från GO-PO metoden har utförts med referenslösningar (dihedralerna). Mätningarna har presenterats i referenserna [6, 7]. I referens [8] finner man starka indikationer på att mätningarna är av mycket god kvalitet och vi kommer därför här att betraktas mätresultaten som vår referenslösning. På grund av uppdragets ringa omfattning har vi valt att utföra alla valideringar vid frekvensen 10 GHz och VV-polarisation (se definition nedan).

6.1 Dihedraller

I ett flertal benchmarksstudier [8,9] har det visat sig att ett så pass enkelt objekt som dihedralen uppvisar relativt stora skillnader mellan olika koders beräkningsresultat. Detta trots att de olika koderna som använts baseras på samma metodik, dvs fysikalisk optik (PO) kombinerat med stråloptik (GO). Stråloptikdelen i dessa koder är till för att ta hänsyn till multipelreflexer och skuggning. Man skall dock vara medveten om att PO och GO är högfrekvensapproximationer som lämpar sig väl då våglängden är kort i förhållande till objektets dimensioner. Dihedralerna i denna studie består av två kvadratiska plattor med dimensionerna, $0.2 \times 0.2 \times 0.01$ meter, se figur 2. Beräkningar med IPO har utförts dels med olika diskretiseringsupplösning och dels med olika antal iterationer. En tumregel som brukar nämnas i litteraturen för IPO är att man erhåller konvergerande resultat då diskretiseringsupplösningen är mellan 4 och 9 punkter per λ^2 beroende på objektets geometriska form.

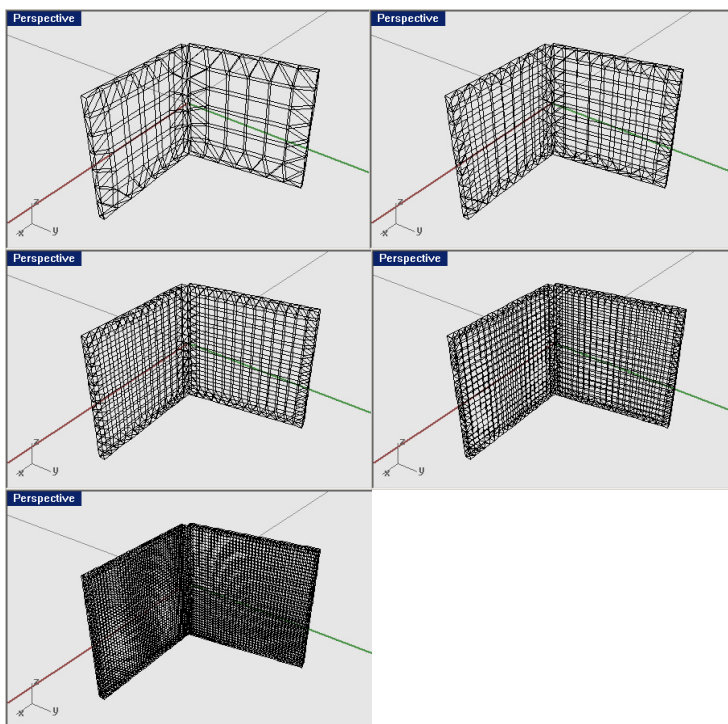
Beräkningarna har utförts vid 10 GHz ($\lambda=0.03$ meter) vilket innebär att objektetsdimension är $\sim 7\lambda$ eller $ka \sim 42$. En tumregel som brukar nämnas i litteraturen är att PO-GO fungerar relativt bra för "snälla" objekt där $ka > 10$. Polarisationen är VV, dvs det elektriska fältet ligger parallellt dihedralaxeln (z-axeln).



Figur 2. Vänstra bilden visar en renderad perspektivbild av 100° -dihedralen. Högra bilden visar en vy uppifrån med koordinataxlarna angivna. Beräkningarna är utförda då $\theta=90^\circ$, dvs då man tittar in vinkelrätt mot dihedralaxeln (z-axeln), och vid olika asimutvinklar (φ).

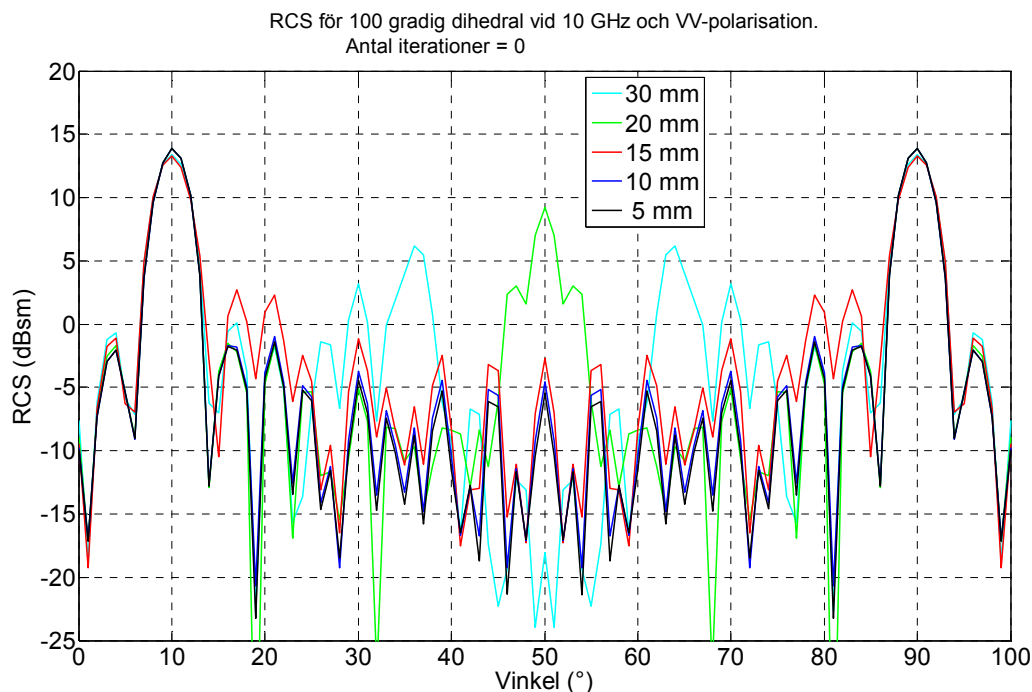
6.1.1 Resultat 100°-dihedral

Figur 3 visar de olika diskretiseringsupplösningarna som använts. Bilderna i figur 3 ser ut att bestå av både trianglar och kvadrater. Rhino (CAD-verktyget) visualiserar meshningen på detta sätt, men i själva verket består meshningen av enbart trianglar. Tittar man på beräkningsproblemet strålgångsmässigt finner man att plattorna kommer att spegla strålar mot varandra. Denna spegling kommer dock endast att uppträda en gång för dihedraller där $\alpha \geq 90^\circ$. En sådan spegling mot en annan yta på objektet brukar man kalla dubbelstuds eller dubbelreflektion i GO-PO sammanhang. Man kan på liknande sätt betrakta antalet iterationer i IPO som olika antal speglingar. Vi har i denna rapport valt att använda notationen 0, 1, 2 iterationer, där 0 iterationer kan liknas med enkelstuds i GO-PO sammanhang.

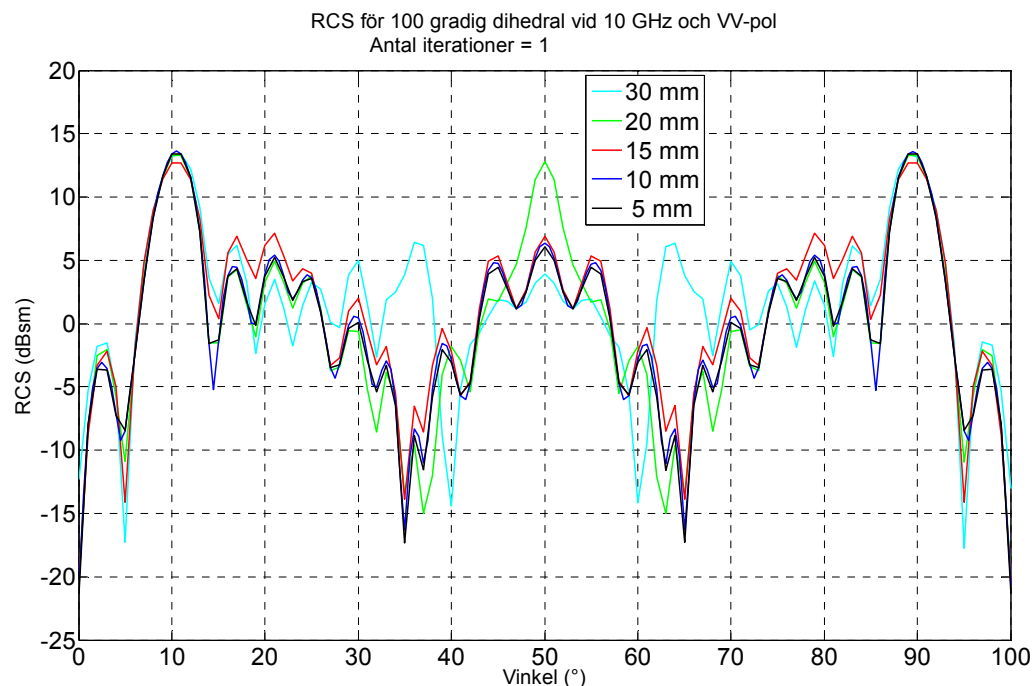


Figur 3. Bilder på de olika beräkningsnätupplösningar som använts vid valideringen av IPO. Sidolängden för varje triangel är ca: 30 mm, 20 mm, 15 mm, 10 mm och 5 mm. En beräkningspunkt, dvs tyngdpunkten, ansätts för varje triangel.

Figureerna 4 och 5 visar beräkningsresultat med IPO vid olika meshupplösningar och för olika antal iterationer. Varje beräkning är utförd med 1° vinkelsteg i asimutled, dvs $\Delta\phi = 1^\circ$, och över hela öppningsvinkeln på dihedralen. Detta innebär att varje beräkning innehåller 101 st beräkningsvinklar.



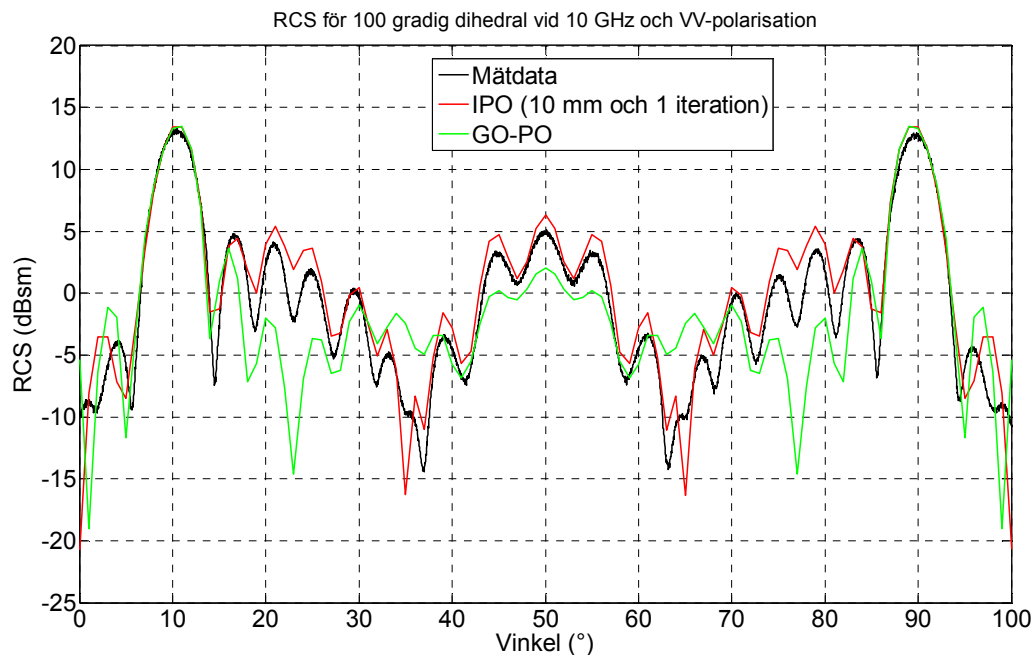
Figur 4. RCS som funktion av vinkeln för 100°-dihedralen vid 10 GHz och VV-polarisation, då 0 iterationer, dvs "ren" PO, är utförda. De olika färgade linjerna representerar olika meshupplösningar av dihedralen. De olika längdmåtten representerar sidolängden av de triangulära fasetterna.



Figur 5. RCS som funktion av vinkeln för 100°-dihedralen vid 10 GHz och VV-polarisation, då 1 iteration är utförd. De olika färgade linjerna representerar olika meshupplösningar av dihedralen. De olika längdmåtten representerar sidolängden av de triangulära fasetterna.

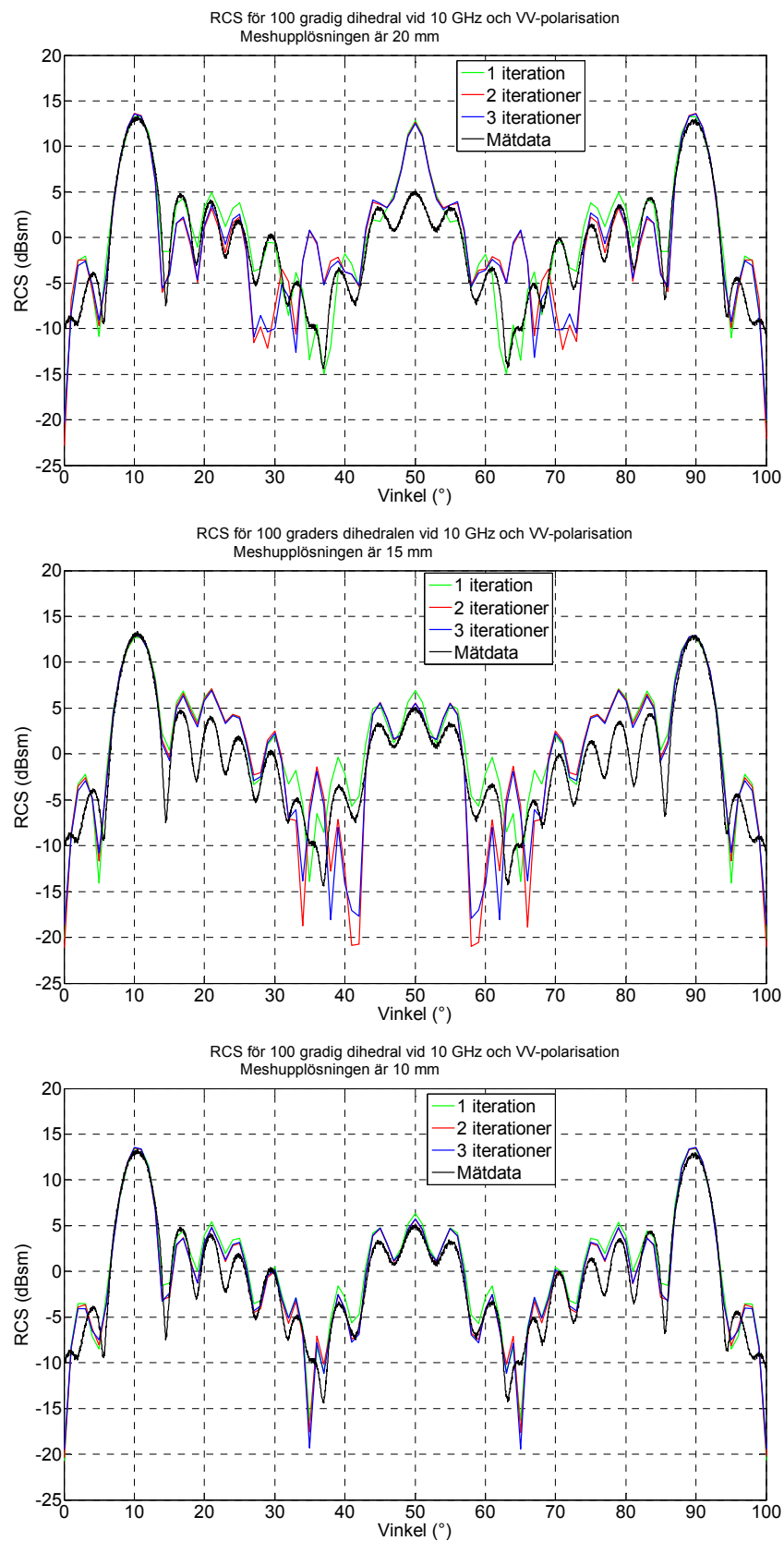
Från figurerna 4-5 ser man att lösningen har konvergerat relativt bra då triangelns sidor är ~ 10 mm, dvs $\lambda/3$. I detta fall ger 0 iterationslösningen en god indikation på vid vilken meshupplösning som är tillräcklig för att erhålla ett

relativt bra konvergerat resultat då högre ordningens iterationer utförs. Figur 6 visar resultat från IPO, GO-PO och mätningar.



Figur 6. Visar resultat från mätningar (svart linje), IPO (röd linje) och GO-PO (grön linje) av radarmålarean för 100°-dihedralen vid 10 GHz och VV-polarisation. Mätdata är tagna med ett asimutvinkelsteg på $\sim 0.022^\circ$ medan IPO och GO-PO resultaten är 1° steg. IPO resultaten har erhållits genom att använda en fasettsidolängd på ca 10 mm och genom att utföra 1 iteration. GO-PO resultaten har erhållits genom en referenslösningberäkning.

Resultaten ovan visar att IPO resultaten uppvisar en relativt god överensstämmelse, i termer av absolut värden och form, med mätdata. Tester har också genomfört att minska fasettupplösningen och kompensera detta med att utföra fler iterationer. Figur 7 visar på att denna strategi inte gör att man närmar sig mätresultaten utan snarare konvergerar mot ett felaktigt resultat.

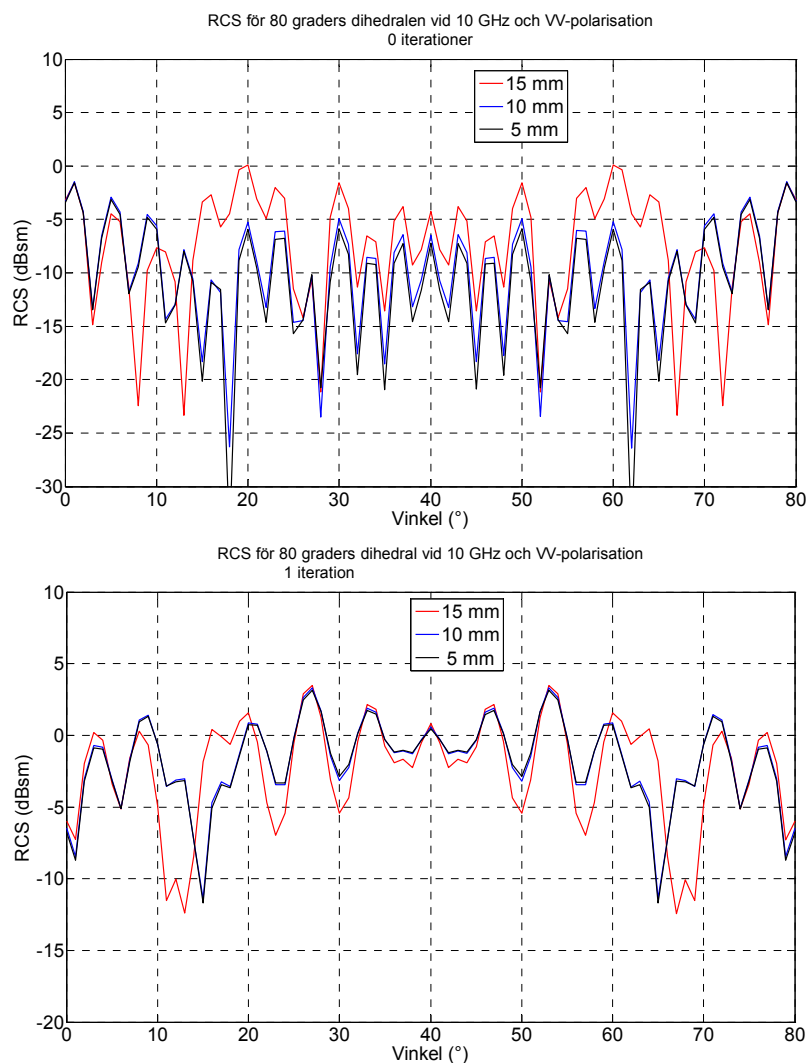


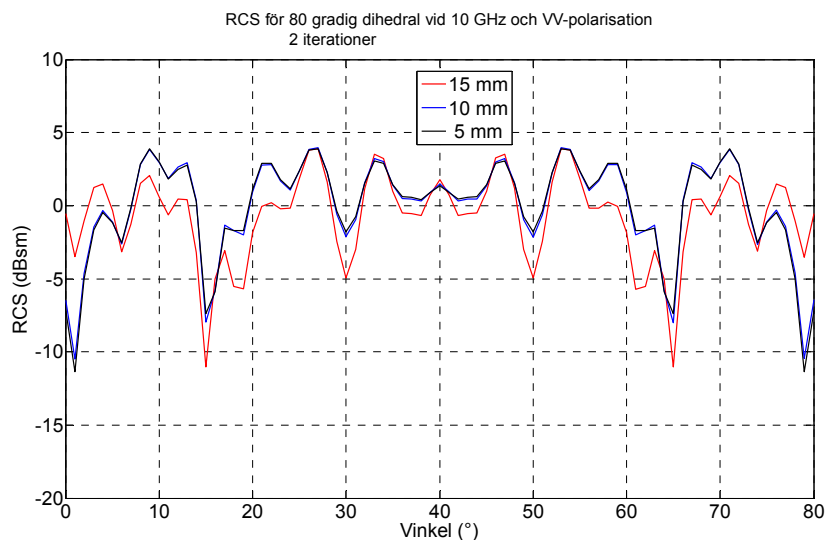
Figur 7. RCS-resultat från 100°-dihedral vid 10 GHz och VV-polarisation med olika meshupplösningar och med varierande antal iterationer, vilka jämförs med mätdata. Översta bilden visar resultat från 20 mm upplösning, mellersta bilden med 15 mm och nedersta bilden med 10 mm.

6.1.2 Resultat 80°-dihedral

Samma diskretiseringsupplösningar som beskrivs för 100°-dihedralen har också använts för 80°-dihedralen, se figur 3. För dihedraller där $\alpha < 90^\circ$ kommer det att uppkomma multipelreflektioner mellan dihedrall Plattorna. För 80°-dihedralen kommer det vid vissa aspektvinklar att ge upphov till trippelreflektion, dvs platta 1 speglar i platta 2 som speglar tillbaka till platta 1 och därefter tillbaka till radarn. Man kan därför förvänta sig att det krävs mer än 1 iteration för att uppnå konvergerande lösning för IPO. Figur 8 visar på IPO resultat som erhållits då man varierat antalet iterationer och fasettupplösningar.

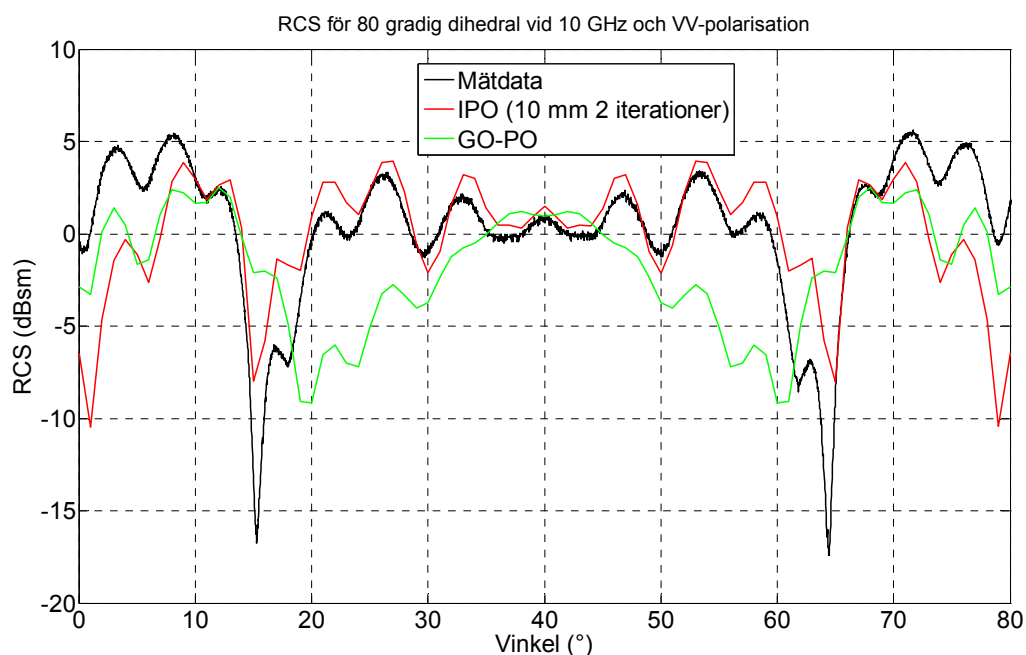
Figur 8 indikerar, precis som för fallet 100°-dihedralen, att vid en meshupplösning som motsvarar triangelsidor på ca 10 mm börjar lösningen att konvergera. Resultaten för noll iterationer ger även här en indikation på vilken meshupplösning som krävs.





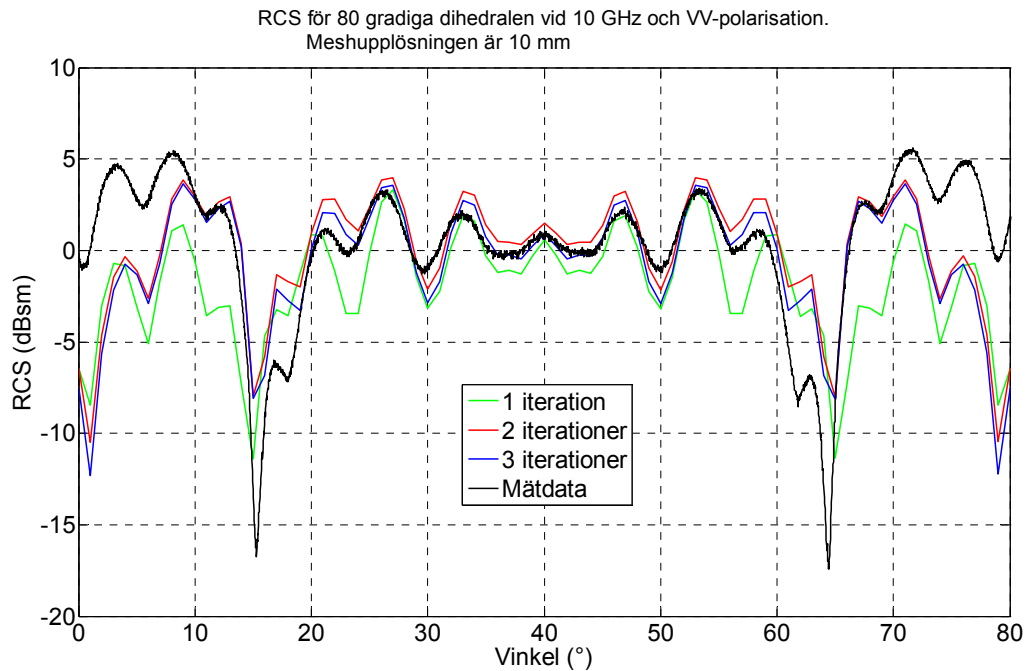
Figur 8. RCS-resultat från 80°-dihedralen vid 10 GHz och VV-polarisation samt för olika meshupplösning och olika antal iterationer. För att undvika plottriga diagram visas endast upplösningarna 5, 10 och 15 mm.

Figur 9 visar jämförelser mellan IPO, GO-PO och mätresultat för 80°-dihedralen.



Figur 9. Visar resultat från mätningar (svart linje), IPO (röd linje) och GO-PO (grön linje) av radarmålarean för 80°-dihedralen vid 10 GHz och VV-polarisation. Mätdata är tagna med ett asimutvinkelsteg på $\sim 0.022^\circ$ medan IPO och GO-PO resultaten är 1° -steg. IPO resultaten har erhållits genom att använda en fasett sidolängd på ca 10 mm och genom att utföra 2 iterationer. GO-PO resultaten har erhållits genom beräkningar med en referenslösning.

Figur 10 visar resultat mellan de olika iterationsstegen för meshupplösning på 10 mm tillsammans med mätresultaten.

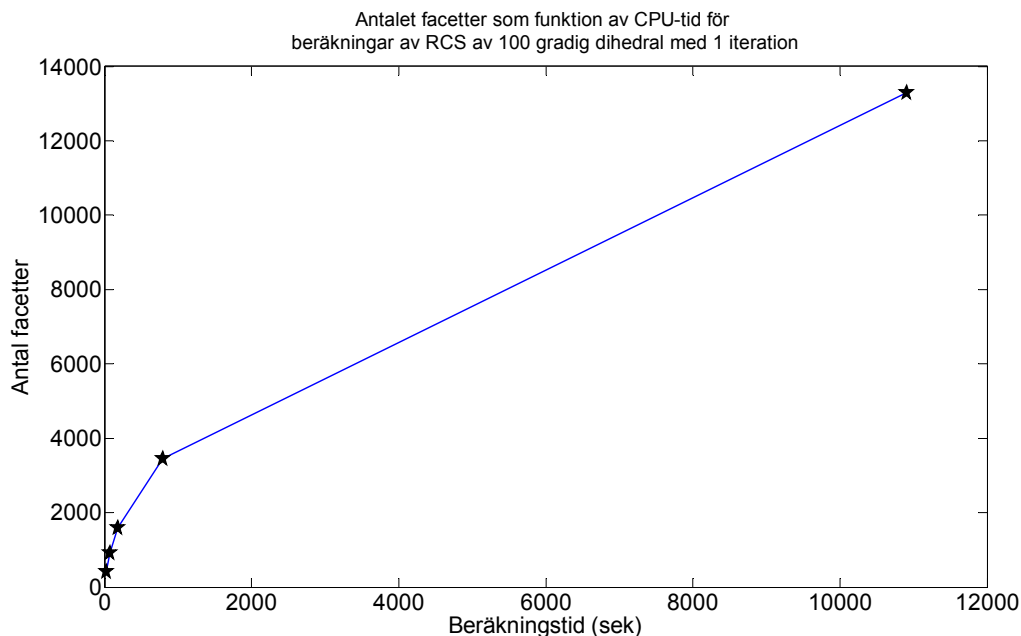


Figur 10. Diagrammen visar erhållna RCS resultat av 80°-dihedral vid 10 GHz och VV-polarisation samt för olika antal iterationssteg. Meshupplösningen är 10 mm.

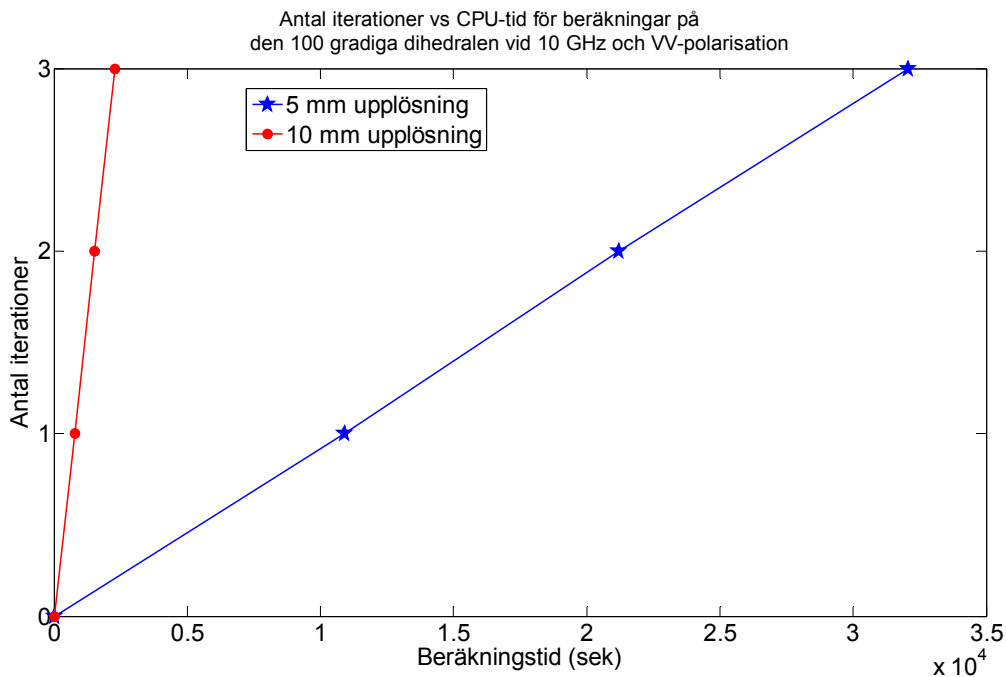
Man kan konstatera att resultaten uppvisar små skillnader om man kör 2 eller 3 iterationer medan skillnaderna är större mellan 1 och 2 iterationer. Som påtalats tidigare så kan man med stråloptik visa att det sker speglingar mellan plattorna vilket skulle kunna förklara att det krävs fler iterationer innan beräkningarna konvergerar. Precis som i 100°-fallet så uppvisar IPO-resultaten en relativt god överensstämmelse, i termer av absolut värden och form, med mätdata. Man kan dock konstatera att vid asimutvinklarna $\varphi \sim 5^\circ$ och $\sim 75^\circ$ finns en signifikant skillnad mellan IPO och mätdata.

6.1.3 Beräkningstider

Beräkningarna har utförts med en Pentium4 3.4 GHz processor med 2 GB RAM. Beräkningstider som funktion av antal fasetter och antal iterationer för beräkningar på 100°-dihedralen visas i figurerna 11 och 12.



Figur 11. Diagrammet visar antal fasetter som funktion av beräkningstid (i sekunder) för en beräkning som är utförd på den 100°-dihedralen med 1 iteration, dvs beräkningstiderna för att få fram resultaten i figur 5. Varje punkt i diagrammet består av 101 st asimutvinklar. Punkterna motsvarar fasettstorleken 5, 10, 15, 20 och 30 mm.

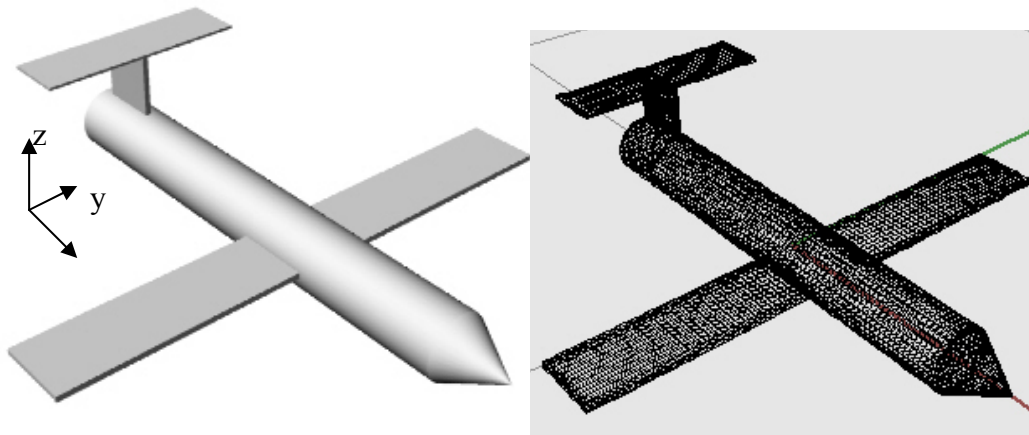


Figur 12. Diagrammet visar antal iterationer som funktion av beräkningstid för två olika meshupplösningar (5 respektive 10 mm) på 100°-dihedralen. Varje punkt i diagrammet innehåller 101 st beräkningsvinklar.

Figureerna ovan visar dels att beräkningstiderna är starkt beroende på antalet fasetter och dels att tiderna har ett linjärt beroende med avseende på antalet iterationer. Dihedralberäkningarna visar att fasettkonvergenstester kan utföras med 0 iterationer. När 0 iterationsresultaten har konvergerat gör även fleriterationsresultaten det. Om detta är fallet även för mer komplexa objekt, kan konvergenstesterna utföras mycket snabbt och man kan därmed få en snabb uppskattning på beräkningstiderna.

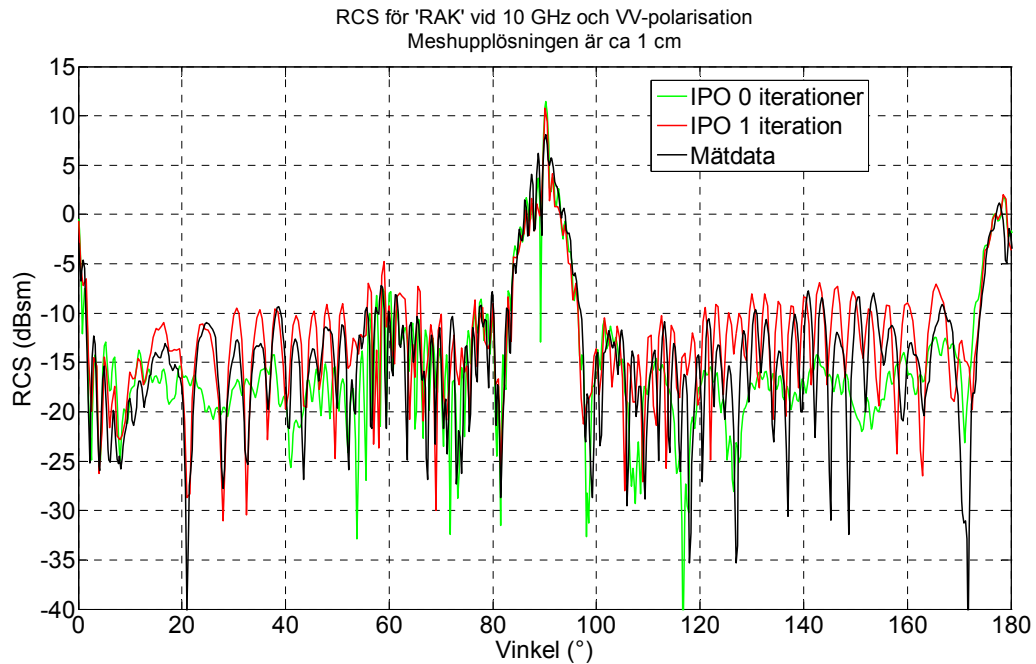
6.2 Generiska flygmodellen 'RAK'

'Rak'-modellen har dels använts som internt valideringsobjekt för olika jämförelser mellan olika beräkningsmetoder och beräkningsverktyg och dels använts för att förbättra mätkvalitén, se referens [7]. Det finns därmed en stor mängd data att använda för jämförelser och validering. Rak-modellen är uppbyggd av enkla geometriska strukturer, se figur 13.



Figur 13. Vänstra bilden visar en renderad bild av Rak-modellen. Högra bilden visar en fasetterad bild av Rak. Fasetterna är triangulära med sidolängden ca 1 cm, vilket motsvarar $\lambda/3$. Totala antalet fasetter är ca 12500.

Vi har här inte utfört något fasettkonvergenstest utan utgår från de konvergenstester som utfördes på dihedralerna, dvs en fasettsidolängd på ca 1 cm är fullt tillräckligt. Beräkningar med IPO har utförts vid 10 GHz och VV-polarisation, dvs det infallande E-fältet ligger parallellt med z-axeln då $\theta=90^\circ$. Asimutvinkeln ϕ sveps från 0° till 180° i steg om $0,5^\circ$. Resultaten presenteras i figur 14.

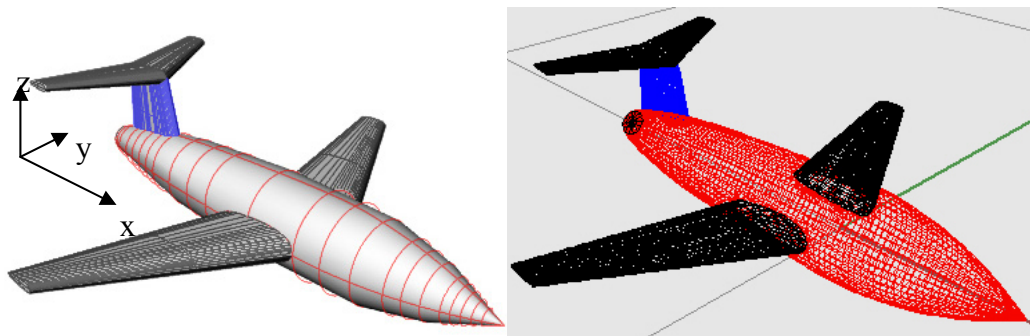


Figur 14. Radarmålearea för 'RAK' som funktion av asimutvinkel vid 10 GHz och VV-polarisation.

Beräkningstiden för 1-iterationsberäkningarna var ~9 timmar. Då antalet vinklar var 361 så innebär detta en beräkningstid på ca 1½ minut per vinkel. För 0-iterationsfallet var beräkningstiden ~ 10 sekunder, dvs ~ 0.03 sekunder per vinkel.

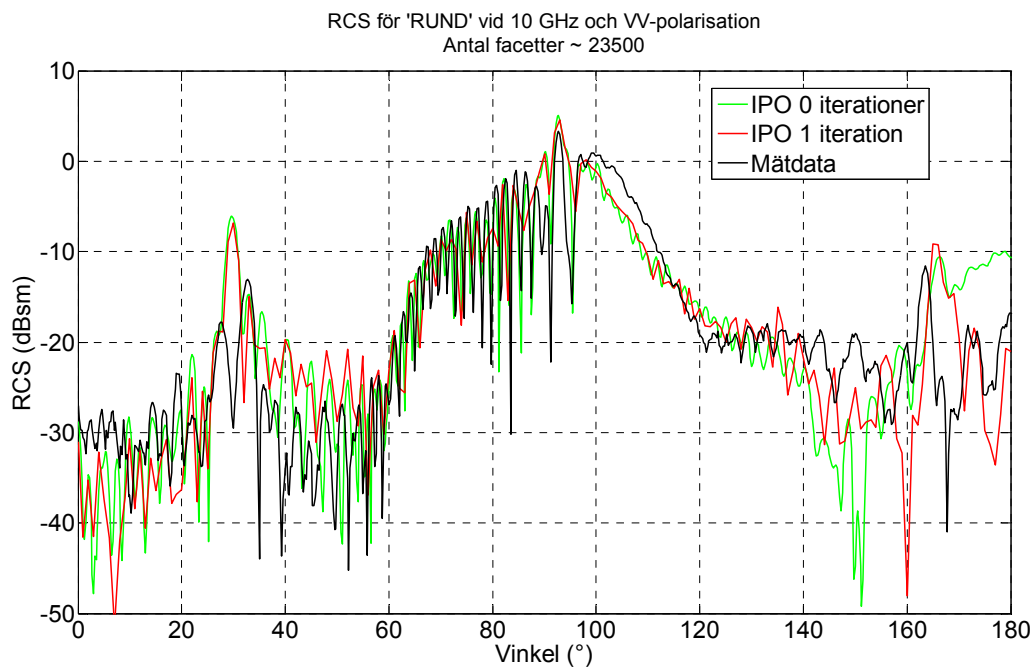
6.3 Generiska flygmodellen 'RUND'

'Rund'-modellen är mer flygplanslik än 'Rak' och har även den använts som internt valideringsobjekt för olika jämförelser mellan olika beräkningsmetoder och beräkningsverktyg samt använts i mätkvalitetshöjande studier, se referens [7]. Det finns även här en stor mängd data att använda sig av för jämförelser. 'Rund'-modellen är till skillnad från 'Rak'-modellen uppbyggd av dubbelkrökta ytor, se figur 15.



Figur 15. Vänstra bilden visar en renderad bild av Rund-modellen. Högra bilden visar en fasetterad bild av Rund. Fasetterna är triangulära med sidolängden ca 1 cm på flygkroppen och mindre på de olika vingarna. Totala antalet fasetter är 23500.

Vi har inte heller här utfört någon konvergenstest utan förutsätter att en fasettsidolängd på 1 cm skall vara fullt tillräckligt. Vi ser dock från figur 15 att betydligt mindre fasetter finns där ytorna kröker kraftigt. Det totala antalet fasetter i Rund-modellen uppgår till ca 23500. Beräkningar med IPO har utförts vid 10 GHz och VV-polarisation, dvs det infallande E-fältet ligger parallellt med z-axeln då $\theta=90^\circ$, dvs när man befinner sig i xy-planet. Asimutvinkeln, ϕ , sveps från 0° till 180° i steg om 1° . Resultaten presenteras i figur 16.



Figur 16. Radarmålarean för 'RUND' som funktion av asimutvinkel vid 10 GHz och VV-polarisation.

Man kan i figur 16 se en del relativt stora avvikelser mellan beräknade och uppmätta resultat. Till exempel är det tydligt vid ca 30° asimutvinkel, där mätdata uppvisar två separerade toppar, medan beräkningsdata endast uppvisar en topp. Detta har att göra med att den verkliga modellen inte är i överensstämmelse med ritningsunderlaget som CAD-geometrin grundar sig på. I ritningsunderlaget är bakvingens och framvingarnas framkanter parallella. Tyvärr är det inte så för den riktiga modellen vilket också visar sig i mätresultaten. Man kan också konstatera att vi med beräkningarna har undersamplat vinklarna, dvs vinkelsteget i beräkningarna var 1° . Beräkningstiden för 1-iterationsfallet var $\sim 15\frac{1}{4}$ timmar och i och med att antalet vinklar var 181 så innebär detta en beräkningstid på ca 5 minut per vinkel. För 0-iterationsfallet var beräkningstiden ~ 9 sekunder, dvs ~ 0.05 sekunder per vinkel.

7 Slutsatser

Man kan konstatera att IPO ger god överensstämmelse med mätdata för de objekt som använts i denna rapport. Beräkningstiderna är inte orimligt långa räknat per fasett, vinkel (och/eller frekvens) och iteration. På grund av skuggvillkorets ofullständighet måste man vara extra noga med CAD- och mesh-geometrierna. Dubbelytor och/eller ytor som är ”instuckna” i objektet måste tas bort. Med tanke på att metoden är relativt enkel att implementera samt att implementeringen som här utförts (i Matlab) inte på något sätt är optimerad, bedömer vi att det finns stora möjligheter till att minska beräkningstiden.

8 Referenser

- [1] Fernando Obelleiro-Basteiro, Jose Luis Rodriguez and Robert J. Burkholder, "An Iterative Physical Optics Approach for Analyzing the Electromagnetic Scattering by Large Open-Ended Cavities", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 43, No. 4, pp. 356-361, April 1995.
- [2] Robert J. Burkholder, "A Fast and Rapidly Convergent Iterative Physical Optics Algorithm for Computing the RCS of Open-Ended Cavities", *ACES Journal*, Vol. 16, No. 1, March 2001.
- [3] Robert J. Burkholder and Tomas Lundin, "Forward-Backward Iterative Physical Optics Algorithm for Computing the RCS of Open-Ended Cavities", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 53, No. 2, pp. 793-799, February 2005.
- [4] Magnus Gustafsson, "Användning av fysikalisk optik vid multipelreflektion för beräkning av radarmålarea", FOI-R--0737--SE, Januari 2003.
- [5] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*: John Wiley & Sons, Inc, 1989.
- [6] Johan Rasmusson, Nils Gustafsson and Jonas Rahm, "RCS measurements of 80°, 90° and 100° dihedrals", FOI Memo 826, September 2003.
- [7] Johanna Löthegård *et. al.* "Interlaboratory comparison between the RCS ranges at FOA Defence Research Establishment and SAAB Dynamics." Publ. in: AMTA'99 proc. p. 79-84. Monterey, USA, Oct. 4-8, 1999, Linköping, FOA 1999, 6 p. (FOA-B--99-00499-615--SE).
- [8] Jonas Rahm *et. al.* "Summary report of WP1.1 Task 1 – Test of existing codes", FOI Memo 829, February 2004.
- [9] Torleif Martin *et. al.* "EMB användargrupp – sammanställning av beräkningsresultat", FOI Memo 01-2947, Augusti 2001.
- [10] Dennis Holliday, Lester L. DeRaad och Gaetan J. St-Cyr "Forward-Backward: A New Method for Computing Low-Grazing Angle Scattering" *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 44, No. 5, pp. 722-729, April 1996.