

UNIVERSITATEA TEHNICĂ „GH. ASACHI” IAȘI  
RECTORATUL

Nr. \_\_\_\_\_ din \_\_\_\_\_

Către \_\_\_\_\_

Vă facem cunoscut că în ziua de \_\_\_\_\_, ora \_\_\_\_\_, în Aula  
Universității Tehnice „Gh. Asachi” Iași, Bd. Carol I., nr. 11, va avea loc  
susținerea publică a tezei de doctorat cu titlul

**CONTRIBUȚII LA ANALIZA CIRCUITELOR INTEGRATE  
PENTRU MICROUNDE**

elaborată de dl. asist. ing. **Radu Florin Damian**, în vederea conferirii titlului  
științific de doctor inginer.

Comisia de doctorat este formată din:

Prof.dr.ing. Mihai Lucanu Universitatea Tehnică “Gh.Asachi” Iași	- presedinte
Prof.dr.ing. Dimitrie Alexa Universitatea Tehnică “Gh.Asachi” Iași	- conducător științific
Prof.dr.ing. Adrian Graur Universitatea “Ștefan cel Mare” Suceava	- membru
Prof.dr.ing. Emil Simion Universitatea Tehnică Cluj	- membru
Prof.dr.ing. Vlad Cehan Universitatea Tehnică “Gh.Asachi” Iași	- membru

Vă trimitem rezumatul tezei de doctorat, cu rugămintea de a ne comunica în  
scris aprecierile și observațiile dumneavoastră.

Cu această ocazie vă invităm să participați la susținerea publică a tezei de  
doctorat.

Rector

Prof. dr. ing. Nicolae Badea



Secretar universitate  
ing. Cristina Nagiț



**UNIVERSITATEA TEHNICĂ „GH. ASACHI” IAȘI  
FACULTATEA DE ELECTRONICĂ ȘI TELECOMUNICAȚII**

**Radu Florin Damian**

**CONTRIBUȚII LA ANALIZA  
CIRCUITELOR INTEGRATE  
PENTRU MICROUNDE**

**Rezumatul tezei de doctorat**

**Conducător științific  
Prof. dr. ing. Dimitrie Alexa**

**Iași 2005**



## **Mulțumiri**

Doresc să exprim mulțumirile mele domnului profesor dr. ing. Dimitrie Alexa, care a condus din punct de vedere științific această teză, pentru ajutorul acordat prin directa îndrumare și coordonare, fiind cel care a contribuit decisiv la cristalizarea ideilor esențiale ale lucrării.

De asemenea mulțumiri se cuvin pe merit colectivului din care fac parte, Catedra de Comunicații, din cadrul Facultății de Electronică și Telecomunicații, în special domnului profesor Irinel Casian Botez.

Profunda mea recunoștință domnului Henri Baudrand, din cadrul Laboratorului de Microunde, ENSEEIHT Toulouse, care a binevoit să mă primească pentru două stagii de cercetare în laboratorul său, îndrumarea sa fiindu-mi de un real folos.

Le mulțumesc de asemenea referenților, pentru răbdarea cu care s-au aplecat asupra lucrării și pentru observațiile pertinente.

Profunda mea recunoștință tuturor dascălilor mei pentru capitalul profesional și moral pe care l-au investit în formarea și în reușita carierei mele.

Nu în ultimul rând mulțumesc familiei, mai ales părinților pentru suportul acordat pe parcursul realizării acestei lucrări.

# Cuprins

<b>Prefață.....</b>	<b>1</b>
<b>CUPRINS (Original) .....</b>	<b>2</b>
<b>Introducere.....</b>	<b>4</b>
<b>Capitolul III. Rezolvarea numerică prin metoda momentelor .....</b>	<b>6</b>
3.1. Premise teoretice .....	6
3.2. Definiții și proprietăți .....	6
3.4. Metoda momentelor și metoda lui Galerkin .....	8
3.5. Discontinuitate într-un ghid metalic .....	9
<b>Capitolul IV. Rezolvarea numerică prin metoda TLM.....</b>	<b>11</b>
4.1. Forma discretă a principiului lui Huygens.....	11
4.6. Calculul răspunsului în frecvență al rețelei TLM.....	12
<b>Capitolul V. Rezolvarea numerică prin metoda iterativă bazată pe conceptul de undă .....</b>	<b>16</b>
5.1. Definiția metodei.....	16
5.4. Transformata modală rapidă (Fast Modal Transform - FMT).....	17
5.5. Convergența metodei iterative bazate pe conceptul de undă (FWCIP).....	19
<b>Capitolul VI. Analiza unei structuri periodice prin metoda momentelor (Galerkin) .....</b>	<b>21</b>
6.1. Definiția problemei .....	21
6.4. Structură bidimensională.....	21
6.6. Convergența numerică .....	22
6.7. Rezultate pentru structura unidimensională.....	23
6.8. Rezultate pentru structura bidimensională.....	24
<b>Capitolul VII. Estimare spectrală îmbunătățită pentru metoda TLM.....</b>	<b>26</b>
7.1. Îmbunătățirea preciziei de determinare a maximelor locale în analiza Fourier.....	26
7.3. Simularea rețelelor TLM.....	28
7.5. Comparații între algoritmii de determinare a răspunsului în frecvență .....	30
<b>Capitolul VIII. Analiza circuitelor pentru microunde prin metoda iterativă.....</b>	<b>33</b>
8.2. Îmbunătățirea convergenței.....	33
8.3. Decuplare modală.....	35
8.4. Efect de capăt .....	36
8.5. Alegerea impedanțelor modale .....	38
<b>Concluzii.....</b>	<b>39</b>
Rezultate obținute.....	39
Programe realizate.....	40
<b>Bibliografie (selectivă).....</b>	<b>45</b>

# Prefată

Lucrarea de față prezintă contribuțiile autorului la analiza circuitelor integrate pentru microunde, fiind orientată spre analiza unor structuri noi și îmbunătățirea metodelor numerice pentru microunde. Teza este structurată în două părți:

A. Stadiul cunoașterii – curprinzând Introducerea și capitolele I-V

B. Contribuții proprii – capitolele VI-VIII și Concluzii.

Se amintește faptul că, cu excepția capitolelor I și II, toate celelalte capitole conțin contribuții personale ale autorului, în partea A ca aplicații ale metodelor clasice, partea B a lucrării conținând strict contribuții originale.

Introducerea amintește câteva tendințele întâlnite la realizarea și analiza circuitelor integrate pentru microunde, trecând în revistă principalele metode numerice folosite în electromagnetism, cu avantajele și dezavantaje lor.

Capitolul I, „Teoria electromagnetica de bază”, amintește câteva din relațiile necesare ca suport pentru capitolele următoare.

Capitolul al II-lea, „Realizarea circuitelor integrate pentru microunde” prezintă caracteristicile principalelor componente pasive utilizate în realizarea circuitelor (linii și substraturi).

Capitolul al III-lea, „Rezolvarea numerică prin metoda momentelor” prezintă metoda momentelor și metoda lui Galerkin, și realizează tratarea analitică în contextul acestei metode a unei discontinuități într-un ghid.

Capitolul al IV-lea, „Rezolvarea numerică prin metoda TLM” prezintă metoda matricii liniilor de transmisie, investighează răspunsul în frecvență a rețelei și realizează introducerea ferestrelor de ponderare temporale la analiza spectrală a răspunsului structurii.

Capitolul al V-lea, „Rezolvarea numerică prin metoda iterativă bazată pe conceptul de undă”, prezintă o metodă recentă, FWCIP, de analiză a circuitelor planare pentru microunde și realizează o analiză în detaliu a convergenței algoritmului.

Capitolul al VI-lea, „Analiza unei structuri periodice prin metoda momentelor (Galerkin)”, realizează analiza în detaliu, și în premieră, a unei structuri periodice bazate pe găurile metalizate de acces la planul de masă.

Capitolul al VII-lea, „Estimare spectrală îmbunătățită pentru metoda TLM” propune și tratează în detaliu o metodă originală de estimare a maximelor spectrale, cu comportare semnificativ mai bună decât a alternativelor prezente în literatură.

Capitolul al VIII-lea, „Analiza circuitelor pentru microunde prin metoda iterativă”, prezintă o metodă originală și efektivă de îmbunătățire a convergenței metodelor iterative, și o redefinire, de asemenea originală, a undelor bazată pe investigarea efectului de capăt.

„Concluziile” realizează trecerea în revistă a contribuțiilor autorului, și prezintă cele trei programe de simulare realizate în Visual Basic și C++ de autor pentru analiza circuitelor de microunde.

# CUPRINS (Original)

## A. STADIUL CUNOAȘTERII

<b>Introducere</b> .....	<b>1</b>
<b>Capitolul I. Teoria electromagnetică de bază</b> .....	<b>6</b>
1.1. Ecuatiile lui Maxwell .....	6
1.2. Ecuatii de propagare.....	8
1.3. Condiții la limita de separație între două medii.....	9
1.4. Principii de echivalență .....	11
<b>Capitolul II. Realizarea circuitelor integrate pentru microunde</b> .....	<b>15</b>
2.1. Linii de transmisie.....	15
2.2. Substraturi dielectrice în circuitele integrate .....	24
<b>Capitolul III. Rezolvarea numerică prin metoda momentelor</b> .....	<b>29</b>
3.1. Premise teoretice .....	29
3.2. Definiții și proprietăți.....	41
3.3. Surse reale și surse virtuale .....	44
3.4. Metoda momentelor și metoda lui Galerkin .....	47
3.5. Discontinuitate într-un ghid metalic .....	48
<b>Capitolul IV Rezolvarea numerică prin metoda TLM</b> .....	<b>51</b>
4.1. Forma discretă a principiului lui Huygens.....	52
4.2. Dispersia impulsurilor Dirac în nodurile rețelei .....	54
4.3. Deducerea elementelor liniilor de transmisie .....	56
4.4. Dispersia vitezei în rețelele TLM .....	59
4.5. Modelarea structurilor în metoda TLM .....	62
4.6. Calculul răspunsului în frecvență al rețelei TLM .....	70
<b>Capitolul V Rezolvarea numerică prin metoda iterativă bazată pe conceptul de undă</b> .....	<b>80</b>
5.1. Definiția metodei.....	80
5.2. Operatorul de reflexie pe suprafață.....	83
5.3. Operatorul de reflexie modală.....	85
5.4. Transformata modală rapidă (Fast Modal Transform - FMT).....	86
5.5. Convergența metodei iterative bazate pe conceptul de undă (FWCIP).....	91

## B. CONTRIBUȚII PROPRII

<b>Capitolul VI. Analiza unei structuri periodice prin metoda momentelor (Galerkin)</b> .....	<b>98</b>
6.1. Definiția problemei .....	98
6.2. Aplicarea metodei lui Galerkin .....	100
6.3. Bazele în ghidul periodic .....	102
6.4. Structură bidimensională.....	103



6.5. Aspecte practice ale rezolvării numerice .....	106
6.6. Convergența numerică .....	110
6.7. Rezultate pentru structura unidimensională .....	113
6.8. Rezultate pentru structura bidimensională .....	117
6.9. Posibilități de verificare a rezultatelor .....	121
<b>Capitolul VII. Estimare spectrală îmbunătățită pentru metoda TLM.....</b>	<b>123</b>
7.1. Îmbunătățirea preciziei de determinare a maximelor locale în analiza Fourier.....	123
7.2. Validarea principiului metodei.....	134
7.3. Simularea rețelelor TLM.....	138
7.4. Rezultatele numerice la utilizarea algoritmului propus .....	144
7.5. Comparații între algoritmii de determinare a răspunsului în frecvență .....	149
<b>Capitolul VIII. Analiza circuitelor pentru microunde prin metoda iterativă.....</b>	<b>159</b>
8.1. Analiza stabilității metodei .....	159
8.2. Îmbunătățirea convergenței.....	160
8.3. Decuplare modală.....	166
8.4. Efect de capăt .....	170
8.5. Alegerea impedanțelor modale .....	178
<b>Concluzii.....</b>	<b>182</b>
Rezultate obținute.....	182
Programe realizate.....	183
<b>Bibliografie .....</b>	<b>190</b>

# Introducere

Indiferent de tehnologia de realizare a circuitelor integrate pentru microunde, proiectarea lor face apel extensiv la utilizarea programelor de proiectare asistată de calculator. Tehnologia inițială prin încercări (cut-and-try) [46] s-a dovedit neeconomică în producția industrială mai ales în condițiile economiei moderne când timpul de ieșire pe piață depășește în importanță costurile de proiectare. Utilizarea programelor de proiectare nu este foarte ieftină (ca exemplu prețul simulatorului 3D bazat pe metoda elementelor finite Ansoft HFSS se ridică la aproximativ 40.000\$ numai opțiunea de bază) și necesită mână de lucru înalt calificată, însă complexitatea fenomenelor implicate face ca utilizarea unui program de proiectare să reducă foarte mult timpul de proiectare cât și, pe termen lung, costurile de producție, prin reproductibilitatea mai bună a performanțelor.

Fără a avea pretenția tratării complete a unui domeniu atât de vast, vom aminti câteva din metodele uzuale de calcul ale câmpului electromagnetic [56][126]. Se poate remarca faptul că o mare parte din metodele utilizate nu sunt o descoperire recentă (vezi anul referinței [126]) ci sunt proceduri care au putut fi implementate la nivel industrial doar în momentul în care tehnica de calcul a putut să susțină aplicarea lor.

Metoda elementului finit se bazează pe împărțirea structurii într-un număr de elemente suficient de mici încât să poată fi considerate omogene. Aceste elemente vor fi mult mai mici și mai dese unde există elemente geometrice de construcție și pot fi mai mari în rest. Colțurile acestor elemente se numesc noduri, iar metoda va încerca calcularea câmpurilor în aceste noduri, presupunând o variație simplă, adesea liniară între valorile din interiorul unui element. Avantajele metodei provin din generalitatea sa, structura de analizat trebuind să îndeplinească mai trebuind să îndeplinească mai puține condiții specifice metodei [119].

Metoda momentelor realizează, ca și metoda elementului finit, reducerea unei probleme complexe caracterizate de ecuații integrale la un sistem liniar de ecuații simple. Ecuația care este rezolvată de metoda momentelor este de forma unei ecuații integrale a câmpului electric (EFIE-Electric Field Integral Equation) sau a câmpului magnetic (MFIE) în sensul că ecuațiile lui Maxwell permit determinarea unuia din câmpuri în funcție de celălalt. Apoi mărimile caracteristice câmpului se descompun ca o sumă a unor funcții elementare (bază). Relațiile cu ecuații diferențiale se transformă apoi în ecuații algebrice între ponderile (amplitudinile) funcțiilor elementare, care se rezolvă prin diverse metode numerice. Dintre dezavantajele metodei se pot aminti problemele care apar când structura de analizat are geometrie complexă sau conține dielectrics neomogeni. Avantajul major îl constituie eficiența numerică deosebită în prezența unei structuri ce conține numai dielectrics omogeni, sau numai conductori, sau anumite geometrii specifice.

Metoda diferențelor finite în domeniul timp (Finite Difference Time Domain - FDTD) reprezintă o soluție directă a ecuațiilor lui Maxwell (1.1). Structura de analizat este reprezentată din două grilaje uniforme interpătrunse. Una din grile conține punctele în care se evaluează câmpul electric, a doua conține punctele în care se determină

câmpul magnetic. Din variația în timp a câmpurilor în structură se poate realiza extragerea mărimilor de interes. Dezavantajul este creșterea rapidă a dimensiunilor problemei odată cu creșterea complexității structurii, anulat parțial de generalitate [37] și de faptul că algoritmul poate fi ușor aplicat în sisteme de calcul paralel.

Metoda diferențelor finite în domeniul frecvență (Finite Difference Frequency Domain - FDFD) se bazează pe ecuațiile lui Maxwell caracteristice câmpurilor armonice [51] (1.4). Avantajul principal este că nemaifiind vorba de propagare în timp, grilajele în care se divide structura nu mai sunt în mod necesar uniforme. Deși conceptual este apropiată și de metoda momentelor și de cea a elementului finit, această metodă este mai puțin folosită și tratată în literatură, posibil datorită cantității mari de material bibliografic existente pentru alte metode, folosite în alte domenii, cum ar fi în fizica mecanică.

Metoda matricii liniilor de transmisie (Transmission Line Matrix - TLM) este într-o oarecare măsură similară cu FDTD în sensul că se realizează evoluția în timp a câmpurilor în structura de analizat. Există însă o singură grilă de puncte în care se face calculul, aceste puncte fiind conectate prin porțiuni de linii de transmisie. Formularea cea mai uzuală se bazează pe utilizarea nodului simetric condensat [60] care este standard pentru analiza TLM tridimensională, deși anumite variații au apărut [109],[110].

Metoda gradientului conjugat (Conjugate Gradient Method - CGM) este o tehnică de calcul asemănătoare cu metoda momentelor, caracterizată de faptul că utilizează o altă normă pentru definirea ponderilor (produs scalar Hilbert) ce permite utilizarea ponderilor complexe. De asemenea metoda de rezolvare a sistemului rezultat este una iterativă, permițând în anumite condiții obținerea mai rapidă a soluției, cu dezavantajul metodelor iterative: convergența dependentă de structură și posibilitatea instabilității algoritmului numeric.

Oricare din metodele amintite sunt caracterizate de creșterea extrem de rapidă a timpului de calcul odată cu mărirea complexității sistemului. Acest fapt face ca o mare parte din efortul de cercetare din domeniul metodelor numerice pentru electromagnetism să fie îndreptat spre realizarea unor algoritmi rapizi de rezolvare a problemelor cu metodele clasice [125]. O altă direcție aleasă este simplificarea conceptuală (analitică) a problemelor complexe, astfel încât o soluție suficient de bună să poată fi obținută în timp convenabil [10],[16],[48].

Această teză își propune să investigheze și să îmbunătățească unele din metodele de analiză ale circuitelor integrate de microunde. S-a ales realizarea și eventual îmbunătățirea a trei metode de calcul: metoda momentelor, metoda TLM, metoda iterativă bazată pe conceptul de undă.

## Capitolul III.

### Rezolvarea numerică prin metoda momentelor

#### 3.1. Premise teoretice

##### 3.1.4. Baze ortonormate în ale modurilor din ghiduri omogene

Pentru definirea unei baze și mai ales a unei baze ortonormate este necesară introducerea unui produs scalar. Se introduce produsul scalar plecând de la expresia puterii transmise de o undă electromagnetică printr-o suprafață transversală [75]:

$$P = \frac{1}{2} \iint_S \operatorname{Re}(E^* \times H) ds = \frac{1}{2} \iint_S \operatorname{Re}(E^* J) ds \quad (3.18)$$

Se definește deci prin expresia următoare produsul scalar între două funcții  $f_1, f_2$  de variabile transverse  $x$  și  $y$ , definite pe suprafața  $S$ , având două componente [15]:

$$\langle f_1, f_2 \rangle = \iint_S f_1^{*t} \cdot f_2 ds \quad (3.19)$$

unde  $*$  va semnifica conjugarea complexă iar  $t$  transpunerea.

Tabelul 3.2. arată că anumite condiții la limită (perete electric, perete magnetic) permit o infinitate de soluții pentru valorile câmpului transversal, caracterizate de diferite valori pentru numărul întreg  $n$ . Deci vor exista o infinitate de soluții pentru câmpul electric transversal:

$$E_T = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \stackrel{\text{not}}{=} E_m, m = \overline{1, \infty} \quad (3.20)$$

corespunzătoare diferitelor valori întregi ale lui  $m$ :  $E_1, E_2, E_3 \dots E_n \dots$ . Se poate demonstra că funcțiile care definesc componentele transversale ale câmpului electric sunt ortogonale conform produsului scalar (3.19) (modurile există independent în interiorul ghidului). Vom adopta baza pentru un anumit mod (TE sau TM) luând ca funcții generatoare componentele transversale ale câmpurilor electrice caracteristice fiecărui mod individual (o anumită valoare pentru  $n$ ) și impunând condiția ca baza să fie ortonormată:

$$\langle E_m, E_n \rangle = \delta_{nm} \quad (3.21)$$

#### 3.2. Definiții și proprietăți

Considerăm o suprafață  $S$  pe care există câmp electromagnetic (figura 3.8). Se definește densitatea de curent asociată suprafeței aflată în câmp electromagnetic [14],[15]:

$$J = H \times n \quad (3.34)$$

unde  $n$  este normala la suprafața  $S$ .

$J$  nu este efectiv o densitate de curent superficială [16], însă este apropiată, mai ales în utilizare, așa cum se vede în figura 3.8.

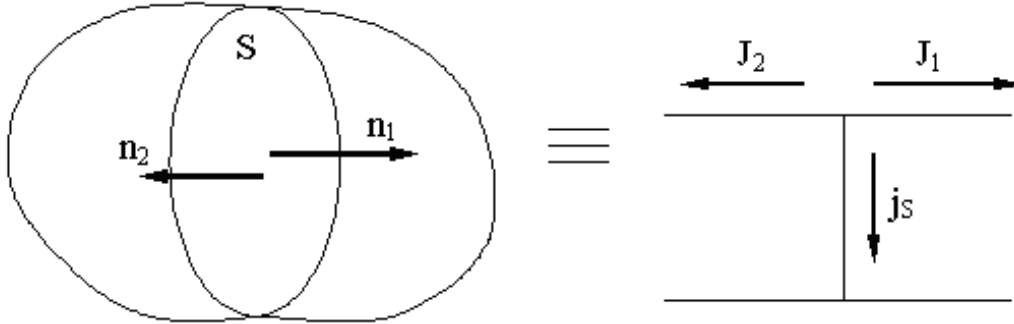


Figura 3.8. Definiția densității de curent asociată unei suprafețe

$$\begin{aligned} j_s \times n_1 &= H_{1T} - H_{2T} \rightarrow j_s = n_1 \times H_{1T} - n_1 \times H_{2T} \\ j_s &= n_1 \times H_{1T} + n_2 \times H_{2T} \rightarrow j_s = J_1 + J_2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

Avantajele utilizării vectorului densitate de curent asociată unei suprafețe în locul câmpului magnetic  $H$ , țin de faptul că spre deosebire de vectorul intensitate a câmpului magnetic,  $J$  este un adevărat vector [3.1.2.1.]. În plus, în cazul modurilor TE și TM vom avea:

$$J = H \times \bar{z} \rightarrow J_x = H_y; J_y = -H_x \quad (3.36)$$

Ecuțiile lui Maxwell (3.13) se vor scrie:

$$jkE_y = j\omega\mu J_y; jkE_x = j\omega\mu J_x \quad (3.37)$$

Vectorul densitate de curent asociat unei suprafețe este deci coliniar cu câmpul electric, ceea ce simplifică ecuațiile, putându-se folosi mărimi scalare.

$$Y_M = \frac{H_y}{E_x} = -\frac{H_x}{E_y} \rightarrow J_x = Y_M E_x; J_y = Y_M E_y \quad (3.38)$$

Componentele fiind proporționale vom avea valabilă următoarea relație pentru un mod TE sau TM:

$$J = Y_M E \quad (3.39)$$

Relația (3.39) este valabilă pentru orice mod TE sau TM și poate fi extinsă pentru a fi utilizată la modul general, pentru cazul în care câmpul electromagnetic este dat de o suprapunere a mai multor moduri. În astfel de cazuri probleme care intervine este faptul că fiecare mod are o impedanță proprie de mod. De aceea generalizarea se face prin introducerea unui operator, numit operator impedanță, care să permită calcularea densității de curent asociată unei suprafețe (pe scurt a “curentului”) din valoarea câmpului electric definit pe acea suprafață.

$$J = \hat{Y} E \quad (3.40)$$

Relația (3.40) este similară celei întâlnite în circuitele electrice clasice, ceea ce va permite utilizarea modelării cu elemente electrice clasice a sistemelor de microunde.

Pentru a calcula expresia operatorului impedanță vom considera cunoscut câmpul electric într-un ghid (obținut ca o suprapunere a mai multor moduri) și vom calcula curentul, găsim o expresie similară cu (3.40). Vom nota cu  $f_n, n = 0, 1 \div \infty$  baza descoperită pentru câmpul electric în ghidul respectiv (3.20). Câmpul electric va fi o combinație liniară a acestor funcții generatoare:

$$E = \sum_n V_n f_n \quad (3.41)$$

În această relație  $V_n$  reprezintă amplitudinile complexe ale modurilor, și pot fi determinate pe baza relației de normare a bazei:

$$V_n = \langle f_n, E \rangle \quad (3.42)$$

Fiecare mod prezent în dezvoltarea câmpului electric va determina o valoare pentru curent, relația de legătură fiind scalară (3.39), iar curentul total va fi o suprapunere a tuturor curenților elementari, iar în relația următoare vom ține cont și de faptul că curentul este un vector care este coliniar cu intensitatea câmpului electric, deci funcțiile generatoare pentru curent vor fi aceleași cele ale câmpului electric.

$$J_n = V_n Y_n \quad (3.43)$$

$$J = \sum_n V_n Y_n f_n = \sum_n f_n Y_{Mn} \langle f_n, E \rangle \quad (3.44)$$

Vom nota o funcție  $f_n$  ca  $|f_n\rangle$  și vom obține expresia operatorului admitanță [4]:

$$J = \sum_n |f_n\rangle Y_{Mn} \langle f_n, E \rangle = \sum_n |f_n\rangle Y_{Mn} \langle f_n || E \rangle \quad (3.45)$$

$$\hat{Y} = \sum_n |f_n\rangle Y_{Mn} \langle f_n | \quad (3.46)$$

În relația (3.46)  $Y_{Mn}$  reprezintă impedanța de mod a modului  $n$  (TE sau TM) iar  $|f_n\rangle \langle f_n|$  reprezintă operatorul de proiecție pe modul  $n$ . În relația de mai sus suma trebuie considerată în sens mai larg, și anume se realizează suprapunerea tuturor modurilor care pot apărea, deci se face suma și pentru modurile TE și modurile TM.

Operatorul admitanță nu are sens matematic de sine stătător, el reprezintă un operator care permite o sintetizare în scriere a legăturii dintre câmpul electric și magnetic ca în exemplul următor unde se calculează valoarea unei componente a câmpului magnetic cunoscând valoarea câmpului electric.

$$J = \hat{Y}E = \left( \sum_n |f_n\rangle Y_{Mn} \langle f_n | \right) \left( \sum_m V_m g_m \right) = \sum_n \sum_m |f_n\rangle Y_{Mn} V_m \langle f_n, g_m \rangle$$

$$J_k = \langle h_k, J \rangle = \left\langle h_k, \sum_{n,m} |f_n\rangle Y_{Mn} V_m \langle f_n, g_m \rangle \right\rangle = \sum_{n,m} \langle h_k, f_n \rangle Y_{Mn} V_m \langle f_n, g_m \rangle$$

În relațiile de mai sus s-a reprezentat faptul că, în general, câmpul electric și magnetic pot fi reprezentate și în raport cu alte baze ortonormate decât cea a modurilor care este folosită la reprezentarea operatorului impedanță. Produsele scalare care apar în relații se pot calcula cu relația (3.19).

### **3.4. Metoda momentelor și metoda lui Galerkin**

Metoda momentelor urmărește rezolvarea unei ecuații de tipul [108],[112],[113],[114]:

$$\hat{L}\phi = f \quad (3.58)$$

Operatorul  $\hat{L}$  poate fi ca un caz particular operatorul impedanță, sau poate fi reprezentat printr-o funcție integrală, cum ar fi de exemplu funcțiile Green.

Funcția necunoscută  $\phi$  va fi descompusă în baza ortonormată a funcțiilor de test:

$$\phi = \sum_n^{\infty} x_n f_n \quad f_n \text{ func\c{t}iile de test} \quad (3.59)$$

În practică se folosește un număr finit de funcții de test, suficiente pentru obținerea unei erori mici.

$$\hat{L} \sum_n^N x_n f_n = f \quad (3.60)$$

Se multiplică ecuația (3.60) scalar la stânga cu fiecare din funcțiile de test  $f_m, m = \overline{1, N}$ , obținându-se  $N$  ecuații, necunoscutele fiind coeficienții funcțiilor de test:

$$\sum_n^N \langle f_m \hat{L} f_n \rangle x_n = \langle f_m f \rangle, \quad m = \overline{1, N} \quad (3.61)$$

sau matricial:

$$[\hat{L}] \cdot [X] = [f] \quad (3.62)$$

cu:

$$[X] = \begin{bmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix}, [f] = \begin{bmatrix} \langle f_1, f \rangle \\ \vdots \\ \langle f_n, f \rangle \end{bmatrix}, [\hat{L}]_{mn} = \langle f_m \hat{L} f_n \rangle \quad (3.63)$$

Sistemul (3.62) poate fi rezolvat printr-o metodă oarecare, permițând determinarea vectorului coeficienților  $X$  și deci a mărimii necunoscute  $\phi$ .

Metoda lui Galerkin reprezintă un caz particular a metodei momentelor [100], când funcțiile de test sunt identice cu funcțiile bazei.

### 3.5. Discontinuitate într-un ghid metalic

Se prezintă în continuare un exemplu de aplicare a metodei lui Galerkin, pentru cazul particular al unei discontinuități într-un ghid metalic, cu modificarea dimensiunilor (figura 3.12.).

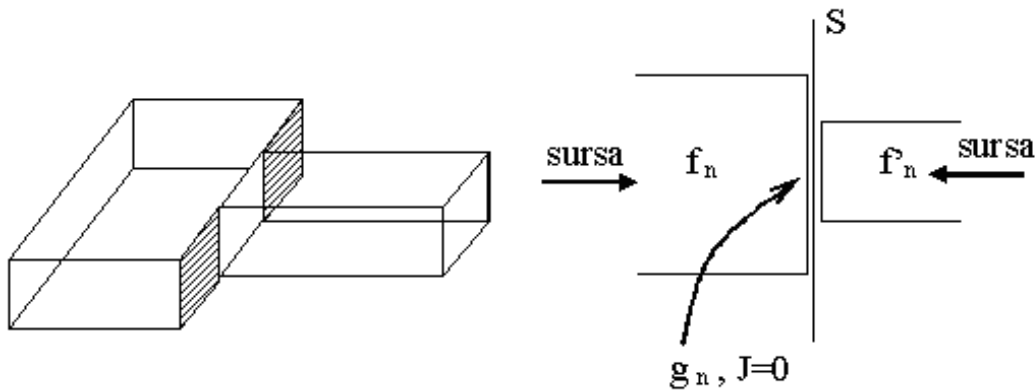


Figura 3.12. Discontinuitate prin modificarea secțiunii ghidului

În figura 3.12. se reprezintă structura, desenul simplificat cu definirea bazelor ortonormate în cele două ghiduri și a funcțiilor de test pe dielectric. În figura 3.13 se reprezintă schema echivalentă ce conține sursa virtuală de tensiune corespunzătoare funcțiilor de test.

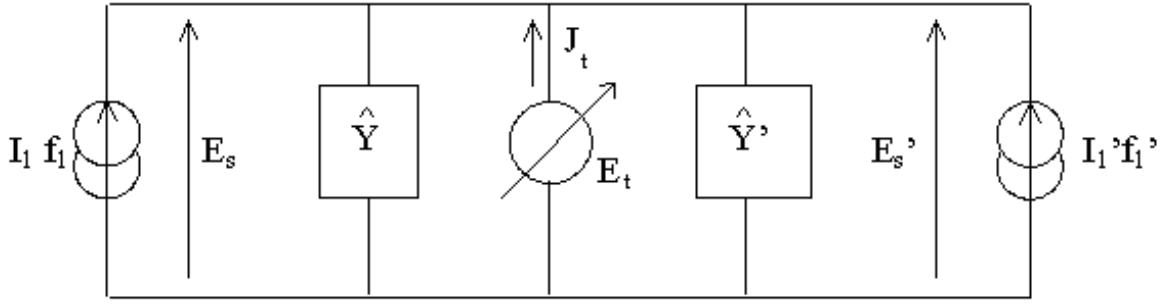


Figura 3.13. Schema electrică echivalentă

Sursele care sunt aplicate la intrările în cele două ghiduri sunt considerate surse de curent care excită modul fundamental. Ne interesează câmpul electric care apare la nivelul suprafeței \$S\$ de discontinuitate. Ecuațiile ce caracterizează structura se obțin direct din această schemă echivalentă:

$$\begin{cases} E_s = E_t \\ E_s' = E_t \\ J_t = -I_1 \cdot f_1 - I_1' \cdot f_1' + (\hat{Y} + \hat{Y}')E_t \end{cases} \quad (3.64)$$

Obținem:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_1' \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \langle f_1, g_1 \rangle & \cdots & \langle f_1, g_N \rangle \\ 0 & 0 & \langle f_1', g_1 \rangle & \cdots & \langle f_1', g_N \rangle \\ -\langle g_1, f_1 \rangle & -\langle g_1, f_1' \rangle & \langle g_1 (\hat{Y} + \hat{Y}') g_1 \rangle & \cdots & \langle g_1 (\hat{Y} + \hat{Y}') g_N \rangle \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\langle g_N, f_1 \rangle & -\langle g_N, f_1' \rangle & \langle g_N (\hat{Y} + \hat{Y}') g_1 \rangle & \cdots & \langle g_N (\hat{Y} + \hat{Y}') g_N \rangle \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_1' \\ x_1 \\ \vdots \\ x_N \end{bmatrix} \quad (3.69)$$

Vom face notațiile (3.70) și obținem relația matricială (3.71):

$$\begin{bmatrix} \langle g_1, f_1 \rangle & \langle g_1, f_1' \rangle \\ \vdots & \vdots \\ \langle g_N, f_1 \rangle & \langle g_N, f_1' \rangle \end{bmatrix} = A, Y_{pq} = \langle g_p (\hat{Y} + \hat{Y}') f_q \rangle, \begin{bmatrix} V_1 \\ V_1' \end{bmatrix} = V, \begin{bmatrix} I_1 \\ I_1' \end{bmatrix} = I \quad (3.70)$$

$$\begin{bmatrix} V \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & A' \\ -A & Y \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I \\ X \end{bmatrix} \quad (3.71)$$

Obținem câmpul electric pe suprafața de discontinuitate și câmpul electric la intrare (sursele impun câmpul magnetic la intrarea în ghiduri).

$$X = Y^{-1} AI \quad (3.72)$$

$$V = A' Y^{-1} AI \quad (3.73)$$

La analiza numerică cu metoda momentelor trebuie alese judicios numărul de moduri \$M\$ și cel al funcțiilor de test \$N\$, fără a se exagera însă. Nu întotdeauna mai multe moduri sau funcții de test oferă rezultate mai precise. Studii amănunțite [103] arată că la depășirea anumitor limite metoda poate deveni instabilă nemiaregăsindu-se soluția corectă.



## Capitolul IV.

### Rezolvarea numerică prin metoda TLM

#### 4.1. Forma discretă a principiului lui Huygens

Conform principiului lui Huygens un front de undă este constituit dintr-un număr foarte mare de radiatoare secundare, fiecare dând naștere unor unde elementare sferice. Anvelopa acestor unde crează un nou front de undă, care generează noi unde sferice elementare și așa mai departe [53],[57].

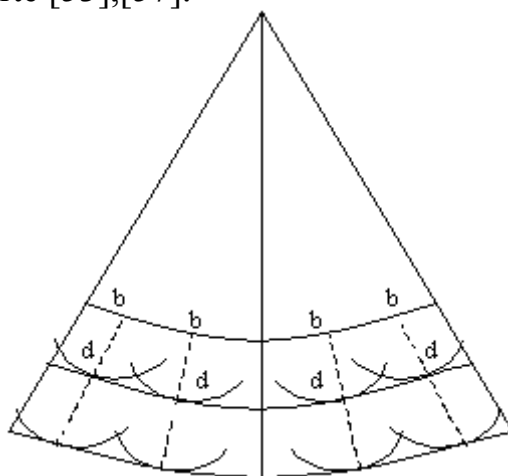


Fig 4.1. Principiul lui Huygens

Pentru a reprezenta principiul lui Huygens sub forma unui algoritm numeric implementabil pe calculatoarele numerice este necesară discretizarea acestuia. Spațiul bidimensional va fi modelat printr-o rețea echidistantă de puncte (noduri) separate de un parametru  $\Delta l$ . Intervalul de timp unitate  $\Delta t$  este timpul necesar undei sferice elementare pentru a se propaga de la un nod la următorul.

Această rețea de puncte va avea un model de transmisie realizat dintr-o grilă de linii de transmisie ortogonale sau o matrice de linii de transmisie.

Daca se reprezintă primii pași în cazul excitării unui nod cu impulsuri emergente în toate direcțiile, vom obține situația din figura 4.3. Se poate observa o comportare asemănătoare celei obținute în cazul căderii unei picături de apă pe suprafața plană a unui lichid cu o diferență majoră: frontul de undă nu este circular ci are o formă pătrată. Acest lucru arată apariția unui fenomen care se va numi dispersie a vitezei de undă și va impune considerarea rezultatelor obținute numai pentru frecvențele pentru care acest fenomen se poate neglija.

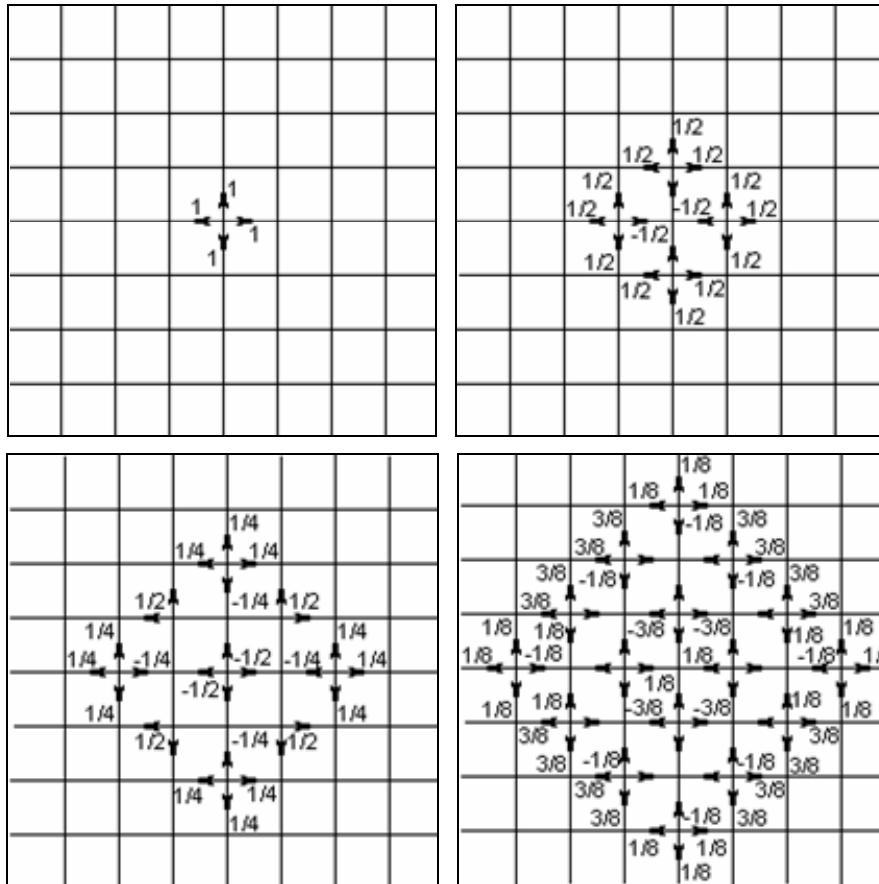


Figura 4.3. Exemplu de propagare a unui impuls prin rețea.

## **4.6. Calculul răspunsului în frecvență al rețelei TLM**

### **4.6.1. Relații clasice de calcul al răspunsului în frecvență**

Răspunsul în domeniul frecvență al unei rețele TLM poate oferi foarte multe informații privind caracteristicile structurii modelate. Înainte de intrarea în domeniul frecvență este însă necesar să se realizeze modelarea în domeniul timp a răspunsului rețelei la anumite semnale de excitație.

Oricare ar fi metoda de excitație, semnalul de ieșire din rețea, într-un anumit nod, se obține prin urmărirea impulsurilor care se succed în nodul respectiv. Acest semnal poate fi scris din punct de vedere matematic:

$$f(t) = \sum_{k=1}^{\infty} A \cdot \delta(t - k \cdot \Delta t) \quad (4.47)$$

Soluțiile din toată banda de trecere corespunzătoare rețelei vor fi conținute în acest răspuns în timp. Răspunsul la orice excitație poate fi aflat prin convoluție între răspunsul la impuls și acel semnal. Deoarece o importanță deosebită o prezintă răspunsul structurii la semnale sinusoidale, vom putea obține acest răspuns prin aplicarea transformatei Fourier.

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left[ F \left( \frac{\Delta l}{\lambda} \right) \right] &= \sum_{k=1}^N A \cdot \cos \left( 2 \cdot \pi \cdot k \cdot \frac{\Delta l}{\lambda} \right) \\ \operatorname{Im} \left[ F \left( \frac{\Delta l}{\lambda} \right) \right] &= \sum_{k=1}^N A \cdot \sin \left( 2 \cdot \pi \cdot k \cdot \frac{\Delta l}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (4.48)$$

unde  $kA$  este amplitudinea impulsului obținut în nod la iterația  $k$ , definit conform relației (4.47). Valoarea considerată este de obicei tensiunea (curentul) totală a nodului la iterația  $k$ .

Ca exemplu vom considera simularea ghidului de undă WR(28) cu dimensiunile  $a = 0,28$  inch,  $b = 0,14$  inch. Ghidul este modelat printr-o rețea de dimensiuni  $20 \times 10$  celule, în programul Mefisto [136].

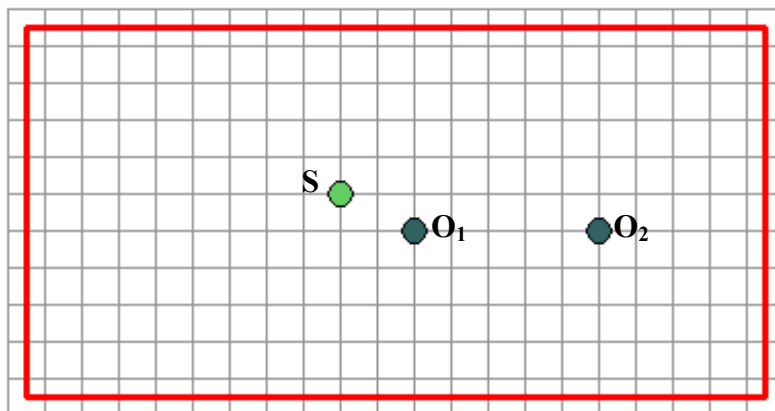


Figura 4.13. Modelarea ghidului WR(28)

Acest ghid va avea următoarele frecvențe de tăiere ale modurilor transversal magnetice:

Mod	$f_c$ (GHz)
TM11	47.128544
TM21	59.613417
TM31	75.992494

Rezultatele obținute în domeniul timp pentru punctul de ieșire  $O_1$  sunt cele date în figura 4.14. iar spectrul semnalului (unde se vor urmări frecvențele de tăiere) este cel din figura 4.15.

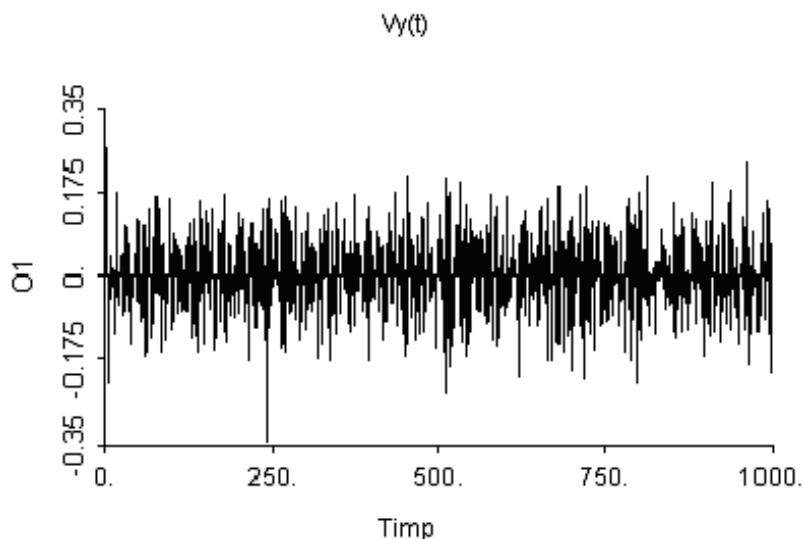


Figura 4.14. Tensiunea de ieșire în punctul  $O_1$

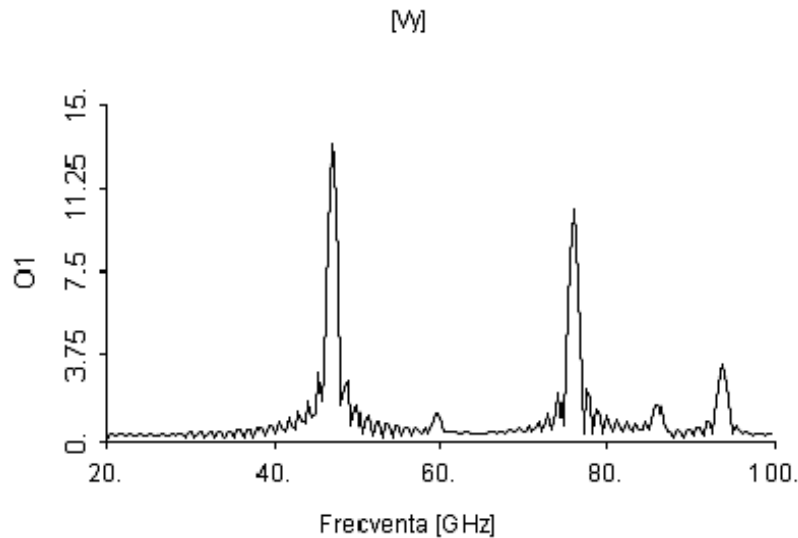


Figura 4.15. Spectrul tensiunii de ieșire în punctul  $O_1$

#### **4.6.2. Metoda ferestrelor pentru analiza în frecvență**

Se utilizează în acest moment mai multe funcții fereastră, toate cu un spectru redus, explicabil prin faptul că valorile funcțiilor respective nu au variații brusce ca în cazul ferestrei naturale. Toate ferestrele au la mijloc valoarea 1 deci la mijlocul intervalului considerat semnalul rămâne nemodificat.

Nu se poate spune că una dintre ferestre este mai bună decât cealaltă, rezultatele obținute depinzând și de forma particulară a semnalului analizat. Există o mică preferință în a utiliza funcțiile mai “netede” din punct de vedere matematic, cum ar fi Hanning, Hamming, Blackmann deoarece dau o mărime mai mică a spectrului lateral, și o îndepărtare mai mare a lobilor laterali, dar în același timp se poate observa că un anumit eșantion influențează mai mult spectrul din imediata vecinătate. Totuși fiecare aplicație trebuie să găsească fereastra care oferă rezultatele optime.

Definițiile ferestrelor sunt cele din relațiile următoare [72],[82]:

$$w_{Hamming}(t) = \left[ 0.54 + 0.46 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) \right] \cdot w_n(t) \quad (4.54)$$

$$w_{Hanning}(t) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) \right] \cdot w_n(t) \quad (4.55)$$

$$w_{Bartlett}(t) = \left[ 1 - \frac{\left| t - \frac{T}{2} \right|}{\frac{T}{2}} \right] \cdot w_n(t) \quad (4.56)$$

$$w_{Blackman}(t) = \left[ 0.42 + 0.5 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) + 0.08 \cdot \cos\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) \right] \cdot w_n(t) \quad (4.57)$$

Cele mai frecvent utilizate sunt totuși perechile de ferestre Hanning(-32dB)/Hamming(-43dB) și Blackmann-Harris (-61dB)/(-93dB) [73]. Aceste perechi de ferestre au exprimare relațională similară (4.58-59), dar ofera comportare diferită a lobilor laterali: Hamming și Blackmann-Harris (-93dB) oferă primul lob lateral de valoare mai mică (deci influență scăzută asupra eșantioanelor imediat vecine) cu dezavantajul unei

scăderi mai puțin rapide a celorlalți lobi (deci influență ceva mai ridicată asupra spectrului îndepărtat) – figura 4.22.

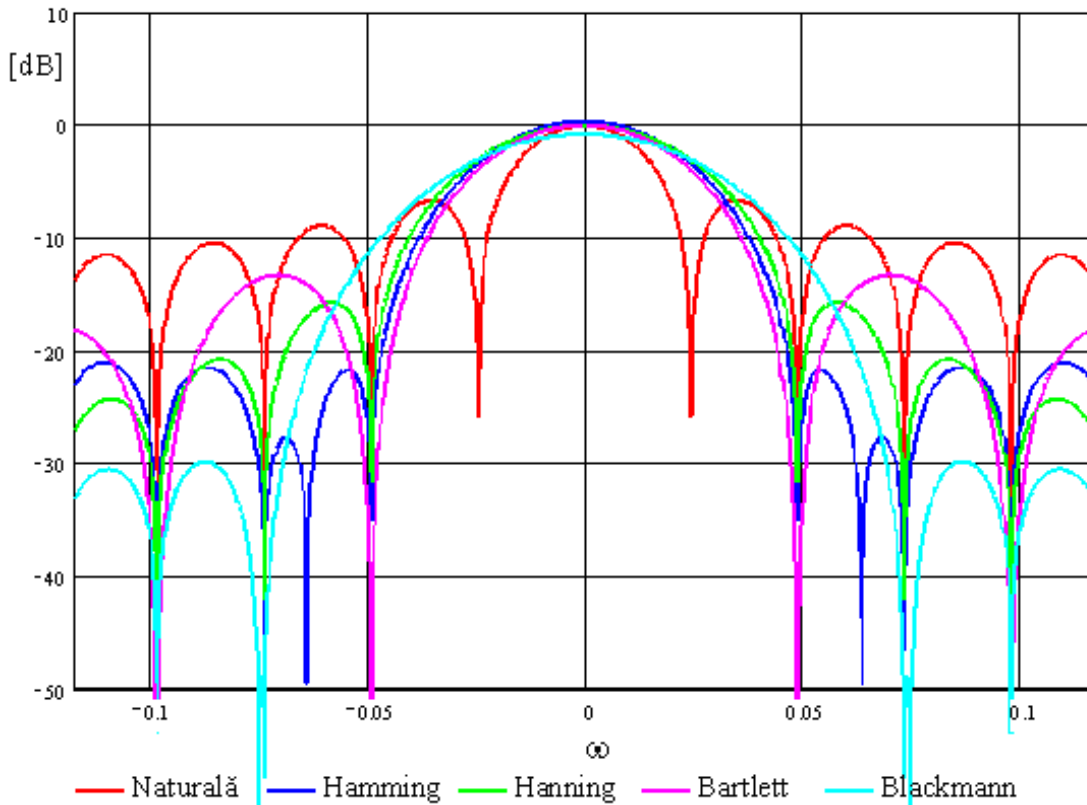


Figura 4.22. Spectrul ferestrelor de ponderare

$$w_H(t) = \left[ \alpha + (1 - \alpha) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) \right] \cdot w_n(t) \quad (4.58)$$

$$w_{BH}(t) = \left[ a_0 + a_1 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) + a_2 \cdot \cos\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) + a_3 \cdot \cos\left(\frac{6 \cdot \pi \cdot t}{T}\right) \right] \cdot w_n(t) \quad (4.59)$$

Pentru a obține fereastra Hanning se înlocuiește  $\alpha = 0.5$  în (4.58), fereastra Hamming fiind caracterizată de  $\alpha = 0.543478$ . Blackmann-Harris (-61dB) este obținută în (4.59) cu

$$a_0 = \frac{10}{32}; a_1 = -\frac{15}{32}; a_2 = \frac{6}{32}; a_3 = -\frac{1}{32} \quad (4.60)$$

iar Blackmann-Harris (-93dB) este caracterizată de [84]:

$$a_0 = 0.355768; a_1 = -0.487396; a_2 = 0.144232; a_3 = -0.012604 \quad (4.61)$$

Pentru metoda TLM există și versiuni mai complexe, în care nodurile sunt mai flexibile, în sensul în care vor putea modela structuri mai complexe [2]. Deoarece scopul nostru este să îmbunătățim modul de prelucrare a rezultatelor, vom adopta în capitolul 7 utilizarea unei variante mai simple [16],[57].

Rezultatele metodei se regăsesc în domeniul timp, ceea ce este neobișnuit pentru modul în care se privesc circuitele de frecvență înaltă, dar se pot transforma aceste rezultate și în domeniul frecvență [21], pentru interfațarea cu alte metode [111], sau se poate face trecerea de la valorile tensiunilor și curenților din noduri obținute în valori de câmp [22] pentru o prelucrare ulterioară.

## Capitolul V.

# Rezolvarea numerică prin metoda iterativă

## bazată pe conceptul de undă

### 5.1. Definirea metodei

Definirea conceptului de undă se face în legătură cu figura 5.1.

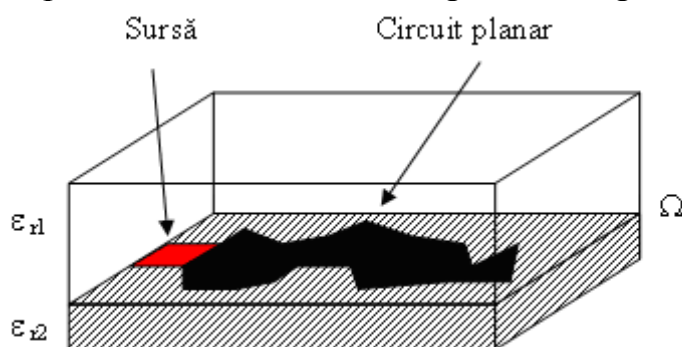


Figure 5.1. Circuit planar

Fie  $\Omega$  un plan de discontinuitate în interiorul unei cutii cu pereți metalici. Regiunile din ambele părți ale planului de discontinuitate sunt umplute cu dielectrici omogeni. Cele două regiuni sunt desemnate ca regiunea 1 ( $\epsilon_{r1}$ ,  $h_1$ , etc.) și regiunea 2 ( $\epsilon_{r2}$ ,  $h_2$ , etc.). Fie  $\Omega_i$  o suprafață infinit apropiată de  $\Omega$  în regiunea  $i$ ,  $n_i$  vectorul unitate normal la  $\Omega$  și îndreptat spre regiunea  $i$ ,  $i = 1$  sau  $2$ .

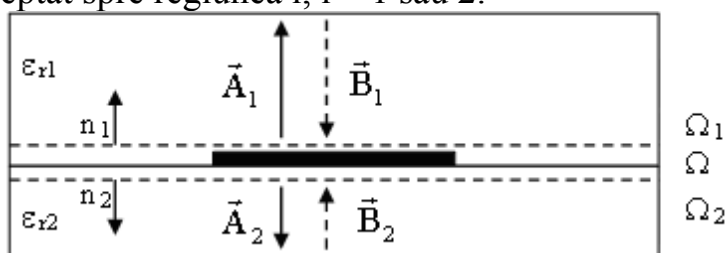


Figura 5.2. Definiții

Se definesc undele directă și reflectată în  $\Omega_i$  prin:

$$\vec{A}_i \equiv \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} (\vec{E}_i + Z_{0i} \vec{J}_i) \quad \forall i=1,2 \quad (5.2)$$

$$\vec{B}_i \equiv \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} (\vec{E}_i - Z_{0i} \vec{J}_i) \quad \forall i=1,2 \quad (5.3)$$

unde

$$Z_{0i} \equiv \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_i}} \quad \forall i=1,2 \quad (5.4)$$

este impedanța intrinsecă a mediului I și  $E_i, J_i$  sunt câmpul electric tangențial respectiv densitatea de curent asociată câmpului magnetic tangențial pe suprafața  $\Omega_i$ .

Undele directă și reflectată sunt supuse unor constrângeri dictate de discontinuitate (5.5) și de reflexia pe pereții metalici ai cutiei (5.6)

$$\vec{A} = \hat{\Gamma}_\Omega \vec{B} + \vec{A}_0 \quad (5.5)$$

$$\vec{B} = \hat{\Gamma} \vec{A} \quad (5.6)$$

unde

$$\vec{A} = \begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix}, \vec{B} = \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

sunt vectorii care conțin undele din ambele regiuni,  $A_0$  este unda directă generată de către sursă în cele două regiuni și  $\hat{\Gamma}_\Omega, \hat{\Gamma}$  reprezintă operatorii de reflexie pe suprafața de discontinuitate  $\Omega$  respectiv pe pereți metalici ai cutiei.

Soluția sistemului (5.5) (5.6) va satisface condițiile la limită pentru câmpul electromagnetic și în consecință va genera valorile corecte pentru câmpurile electrice și magnetice la nivelul discontinuității.

$$\vec{E}_i = \sqrt{Z_{0i}} (\vec{A}_i + \vec{B}_i) \quad (5.8)$$

$$\vec{J}_i = \frac{1}{\sqrt{Z_{0i}}} (\vec{A}_i - \vec{B}_i) \quad (5.9)$$

În ecuațiile (5.1)-(5.9) vectorii sunt definiți algebric, pentru a include cele două componente tangențiale ale marimilor respective:

$$\vec{V}_i = \begin{bmatrix} V_{ix} \\ V_{iy} \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

Metoda iterativă bazată pe conceptul de undă (WCIP) rezolvă sistemul (5.5) (5.6) printr-un proces iterativ:

$$\vec{A}^{(k+1)} = \hat{\Gamma}_\Omega \vec{B}^{(k)} + \vec{A}_0 \quad (5.11)$$

$$\vec{B}^{(k)} = \hat{\Gamma} \vec{A}^{(k)} \quad (5.12)$$

unde  $k$  reprezintă iterația curentă iar valorile de pornire sunt cele impuse de sursă:

$$\vec{A}^{(0)} = \vec{A}_0 \quad (5.13)$$

Sistemul (5.11)-(5.12) se presupune că va converge la soluția reală, presupunere bazată pe asemănarea procesului iterativ cu procesul tranzitoriu existent fizic la circuitele pentru microunde: după aplicarea sursei câmpul electromagnetic va evolua (respectând ecuațiile lui Maxwell) într-un timp finit, spre un câmp stabil, suferind reflexii pe pereții metalici ai cutiei și pe circuitul planar. La această data nu există încă o demonstrație care să garanteze convergența relațiilor (5.11)-(5.12) la soluția reală.

#### **5.4. Transformata modală rapidă (Fast Modal Transform - FMT)**

Funcțiile necunoscute (câmpurile electrice și magnetice sau undele asociate) sunt definite în punctul din mijlocul fiecărui dreptunghi elementar (numit în continuare pixel prin analogie cu situația procesării imaginilor, unde pixelul este unitatea elementară indivizibilă). Fiecare dimensiune a circuitului planar (dreptunghiular) este împărțită într-un număr egal cu o putere întregă a lui 2 de intervale (5.38).

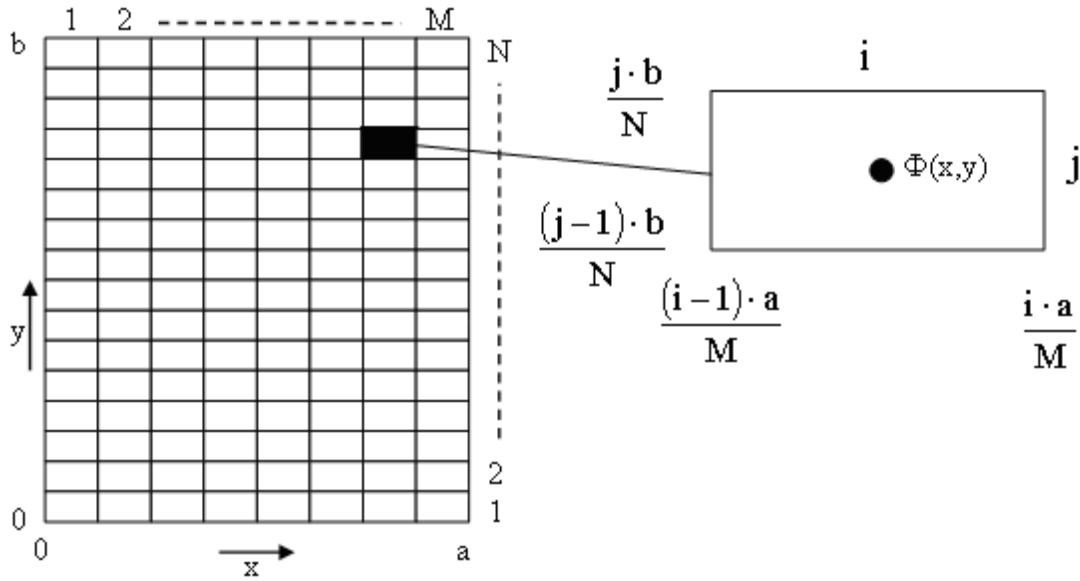


Figura 5.5. Definierea Pixelilor

$$\varphi(x, y) \Leftrightarrow \varphi(i, j) = \varphi_{ij}; \quad x = \frac{\left(i - \frac{1}{2}\right) \cdot a}{M}, y = \frac{\left(j - \frac{1}{2}\right) \cdot b}{N} \quad (5.39)$$

În (5.32) și (5.36) se observă că se obțin amplitudinile modale prin transformate cosinus/sinus discrete în loc de transformată Fourier (care folosește exponențiale complexe). Pentru calcularea rapidă a transformatelor cosinus/sinus există algoritmi rapizi, bazați pe FFT [24],[89], și această metodă este folosită și în [81] pentru a realiza transformata modală rapidă.

Definierea pixelului din figura 5.5 și a mărimilor asociate ca fiind cele din centrul pixelului (5.39) implică utilizarea unor transformate cosinus/sinus speciale, definite pentru grilaje interpătunse [89].

$$\text{Cosinus : } \begin{cases} F_n = \sum_{j=1}^N f_j \cos \frac{n\pi \left(j - \frac{1}{2}\right)}{N} \\ f_j = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} F_n \cos \frac{n\pi \left(j - \frac{1}{2}\right)}{N} \end{cases} \quad \text{Sinus : } \begin{cases} F_n = \sum_{j=1}^N f_j \sin \frac{n\pi \left(j - \frac{1}{2}\right)}{N} \\ f_j = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N F_n \sin \frac{n\pi \left(j - \frac{1}{2}\right)}{N} \end{cases}$$

Algoritmi și chiar funcții pentru transformata sinus și cosinus „normală” (cu mărimile definite pe liniile de separație între două domenii elementare) pot fi întâlnite în orice program matematic (cum este Matlab de exemplu). Pentru definiții intermediare [89] oferă un algoritm rapid în C (cosft2) iar algoritmul echivalent pentru transformata sinus a fost dedus și implementat. În (5.32) și (5.36) se observă că este necesară o transformată bidimensională (sin-cos respectiv cos-sin) dar cele două variabile (x,y sau i,j) sunt independente, așa că putem aplica relațiile (5.42):

$$\begin{aligned} T\text{SinCos}_{xy} &= T\text{Sin}_x(T\text{Cos}_y) \\ T\text{CosSin}_{xy} &= T\text{Cos}_x(T\text{Sin}_y) \end{aligned} \quad (5.42)$$



De asemenea, analizând relațiile (5.32) și (5.36) se observă că modurile TE și TM se vor descompune după aproape aceleași baze, și aplicând transformata sin-cos respectiv cos-sin va rezulta un număr de moduri spațiale, fiecare mod spațial (generat de o anumite funcție a bazei) fiind o combinație a celor două tipuri de moduri. Transformata Modală Rapidă (FMT) va putea fi obținută pentru un ghid rectangular cu pereți metalici ca în (5.43):

$$\begin{bmatrix} A^{TE} \\ A^{TM} \end{bmatrix} = FMT(\vec{A}) = FMT\left(\begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}\right) = \tilde{K} \cdot \begin{bmatrix} TCosSin(A_x) \\ TSinCos(A_y) \end{bmatrix} \quad (5.43)$$

Similar pentru ghidul rectangular cu pereți magnetici:

$$\begin{bmatrix} A^{TE} \\ A^{TM} \end{bmatrix} = FMT(\vec{A}) = FMT\left(\begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}\right) = \tilde{K} \cdot \begin{bmatrix} TSinCos(A_x) \\ TCosSin(A_y) \end{bmatrix} \quad (5.44)$$

Transformarea de separare  $\tilde{K}$  se definește ca o multiplicare matricială aplicată pentru fiecare mod în parte.

### 5.5. Convergența metodei iterative bazate pe conceptul de undă (FWCIP)

Metoda iterativă a dovedit existența unor probleme de convergență deoarece, chiar după oprirea evoluției iterative (5.11)-(5.12), structura câmpurilor obținute arată clar că un rezultat stabil nu este atins.

Vom exemplifica această situație utilizând o structură foarte simplă, și anume o linie microstrip care se întinde pe toată lungimea cutiei.

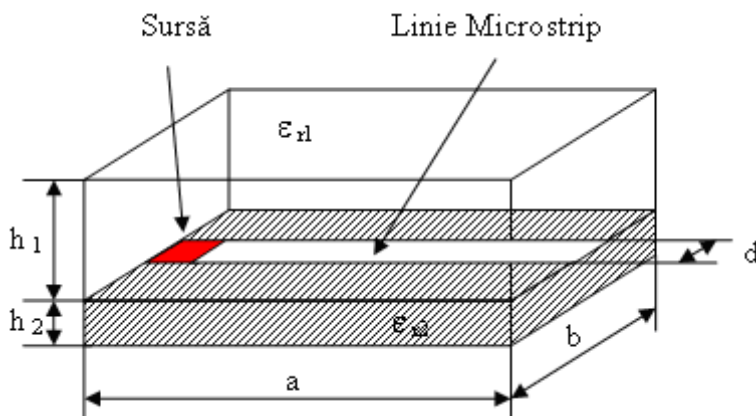


Figura 5.7.

Convergența spre soluție o urmărim prin valoarea impedanței văzută de sursă [90]:

$$Z = \sum_s \frac{\langle E_0, E_0 \rangle}{\langle J, E_0 \rangle} \quad (5.49)$$

Figura 5.8 arată că aproximativ 150 de iterații sunt necesare pentru obținerea „convergenței” dar se regăsesc în continuare oscilații destul de mari, pentru partea reală în jurul valorii 0 (cum era așteptat) pentru partea imaginară în jurul valorii -170Ω. Aceste figuri arată că adevărata convergență nu se obține nici după 400 iterații, și nu se va obține nici la ceșterea suplimentară a timpului de calcul, ceea ce demonstrează că metoda suferă de o anumită instabilitate intrinsecă.

Această instabilitate este mai pregnant vizibilă dacă se reprezintă câmpurile electromagnetice la nivelul suprafeței de separație între cele două medii în figura 5.10. Toate câmpurile reprezentate sunt caracterizate de prezența anumitor „ondulații” reprezentative pentru dificultatea obținerii soluției stabile. Instabilitatea este vizibilă mai ales la reprezentare curentului transversal  $J_y$ . Urmărirea în continuare, după iterația 300 a câmpurilor nu arată nici un fel de schimbare, ceea ce demonstrează că nu se poate obține convergența în acest caz.

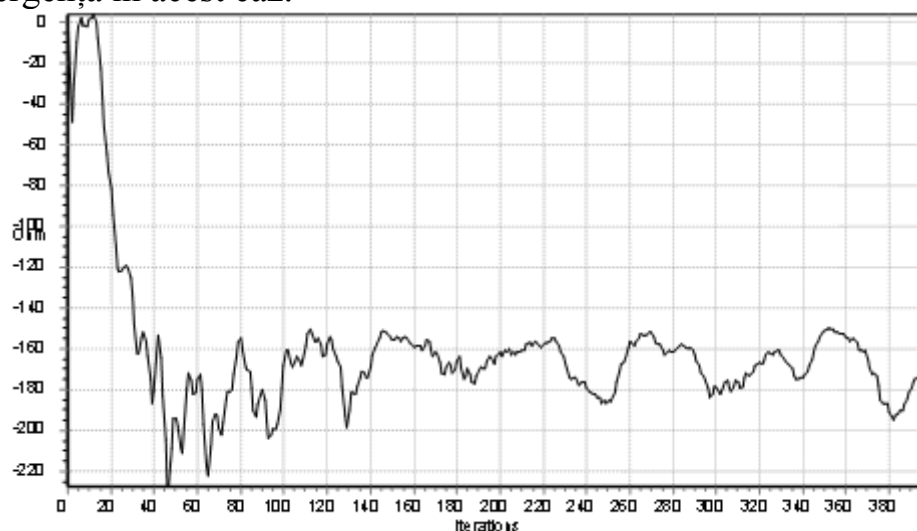


Figura 5.8.  $\text{Im}(Z)$

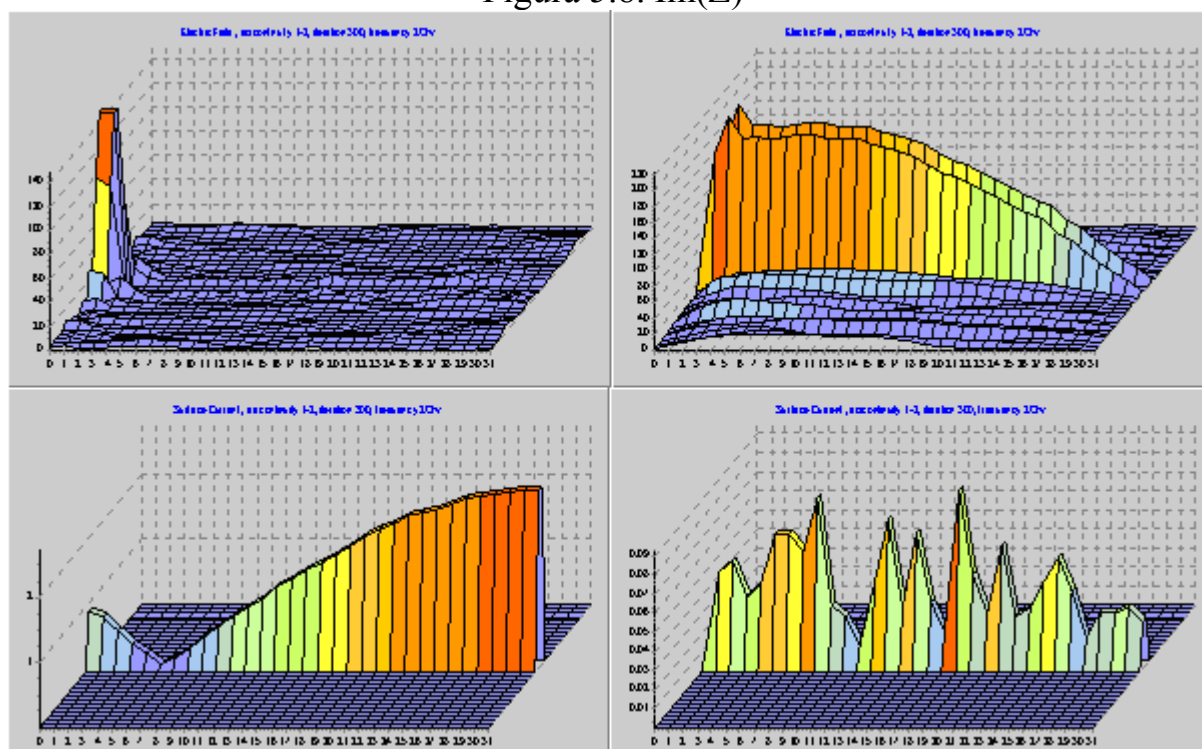


Figura 5.10. Câmpurile electrice pentru linia microstrip:  $E_x$ ,  $E_y$  (sus),  $J_x$ ,  $J_y$  (jos)

În continuare, pe parcursul acestei lucrări se va încerca identificarea cauzelor apariției instabilității în metoda iterativă bazată pe conceptul de undă și se va încerca înlăturarea acestora, sau măcar găsirea unor metode de ocolire a eventualelor instabilități în scopul calculării cu precizie a câmpurilor la nivelul suprafeței de separație între cele două medii.

## Capitolul VI.

# Analiza unei structuri periodice prin metoda momentelor (Galerkin)

### 6.1. Definirea problemei

Scopul acestui capitol va fi studierea fenomenului de difracție a undelor electromagnetice pe structuri metalice periodice în formă de bară rectangulară (figura 6.1.). Această problemă a fost generată de necesitatea studierii efectului structurilor tip **via-hole** [77]. Acestea sunt găuri metalizate pentru interconectarea planului de masă în circuitele integrate de microunde realizate în tehnologie multistrat. O problemă de interes ar fi utilizarea acestor găuri, care sunt necesare din alte motive, pentru ecranarea unei anumite părți a circuitului [42],[102].

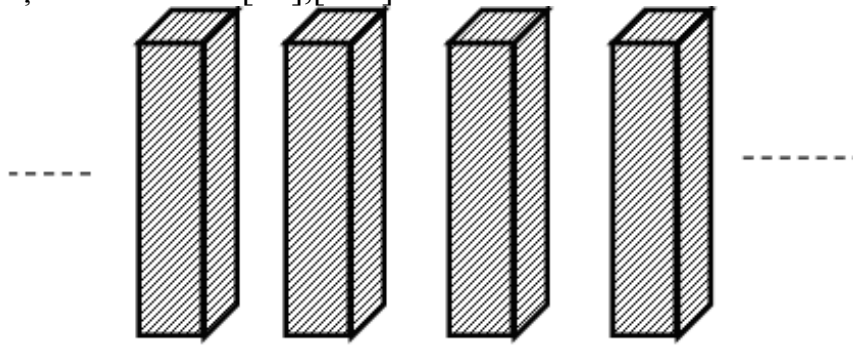


Figura 6.1. Structura metalică periodică

Modelarea unei astfel de structuri va fi realizată folosind teorema lui Floquet (3.11). Datorită periodicității structurii vom putea realiza analiza asupra structurii de bază, și anume două bare împreună cu spațiul liber dintre ele. Periodicitatea fizică va induce și periodicitatea câmpului electromagnetic, deci vom putea extinde rezultatele găsite la întreaga structură.

Descompunerea structurii în elementul elementar o vom face cu ajutorul pereților periodici. Ca și pereții magnetici, aceștia sunt niște elemente fictive, introduse din motive de simplificare a calculelor, definite de relația (3.11) [131].

### 6.4. Structură bidimensională

Dacă am făcut analiza pentru structura de bare verticale, unidimensională, se poate foarte ușor analiza pentru o structură bidimensională, tip grilă, figura 6.5.

O astfel de structură nu prea poate fi întânită în interiorul circuitelor integrate, însă studiul ei este utilă deoarece se pot realiza ecrane sub formă de plasă, eventual poate fi folosită ca reflector în antene.

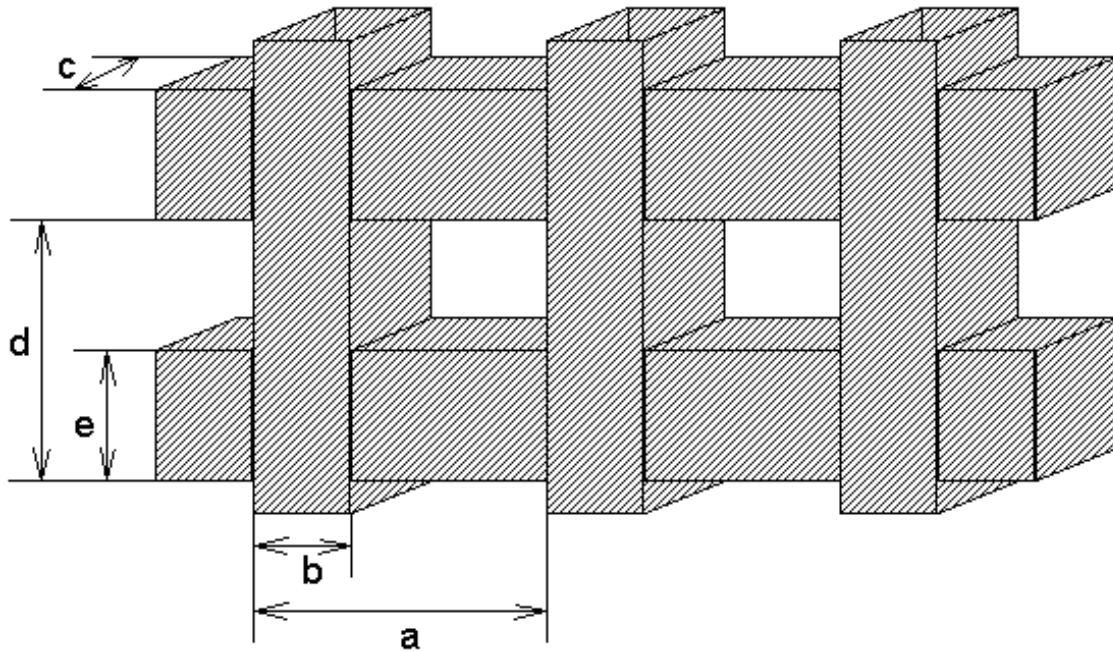


Figura 6.5. Structura de tip grilă

Analiza structurii nu se modifică esențial, singura deosebire apărând la nivelul ghidurilor echivalente, structura fiind acum periodică după două direcții (OX și OY). Vom avea primul ghid rectangular cu pereți periodici iar al doilea rectangular cu pereți metalici.

Constantele de propagare vor fi:

$$\gamma_{nm}^2 = \left( \beta_x + \frac{2 \cdot n \cdot \pi}{a} \right)^2 + \left( \beta_y + \frac{2 \cdot m \cdot \pi}{d} \right)^2 - k_0^2 \cdot \epsilon_r \quad (6.31)$$

$$\gamma_{nm}^2 = \left( \frac{n \cdot \pi}{a-b} \right)^2 + \left( \frac{m \cdot \pi}{d-e} \right)^2 - k_0^2 \cdot \epsilon_r \quad (6.34)$$

Mai pare o modificare datorată faptului că nu se poate utiliza o infinitate de moduri pentru realizarea analizei. În cazul structurilor anterioare, alegerea primelor  $m$  moduri era suficientă deoarece odată cu creșterea lui  $m$  scădea constanta de propagare pentru modurile propagative și creștea cea pentru modurile evanescente. În cazul structurii bidimensionale va trebui să luăm în calcul primele  $m$  moduri care sunt importante în privința efectului, deci modurile cu constanta de propagare cea mai mare (propagativă) sau cea mai mică (evanescentă).

### **6.6. Convergența numerică**

O analiză numerică nu poate fi considerată ca fiind corectă până când nu se face o analiză a convergenței algoritmului deoarece un rezultat se poate obține oricând însă trebuie luate precauții la validarea lui.

Pentru a realiza o analiză a stabilității algoritmului folosit vom adopta două strategii. Pentru a vedea dependența convergenței de numărul de moduri vom păstra constant numărul de funcții de test și vom varia continuu numărul de moduri urmărind modificarea modulului coeficientului de transfer. Similar vom realiza analiza convergenței numerice în funcție de numărul de funcții de test. În ambele situații vom păstra frecvența constantă, la o valoare în domeniul de interes și anume 1GHz.

Prezentăm mai întâi analiza pentru modul TE al sursei de la intrare (figurile 6.8. și 6.9.) apoi aceleași caracteristici și pentru modul TM (figurile 6.10. și 6.11.).

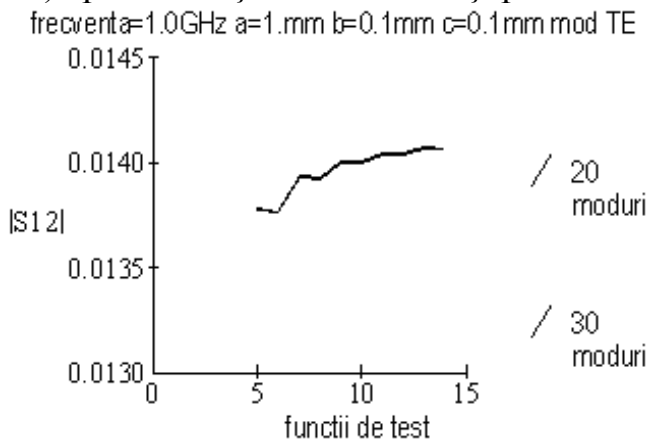


Figura 6.8. Analiza convergenței la variația funcțiilor de test (TE)

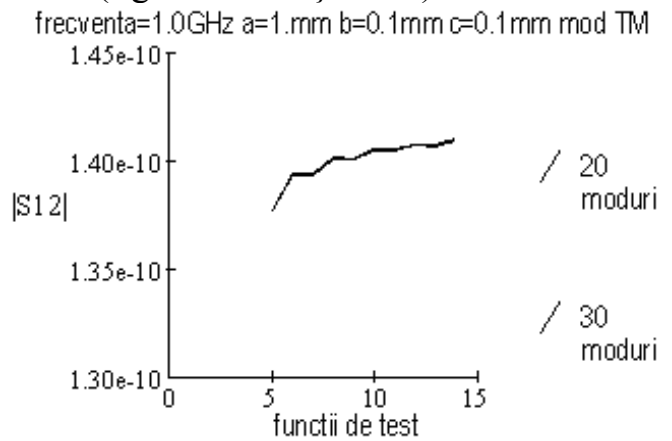


Figura 6.10. Analiza convergenței la variația funcțiilor de test (TM)

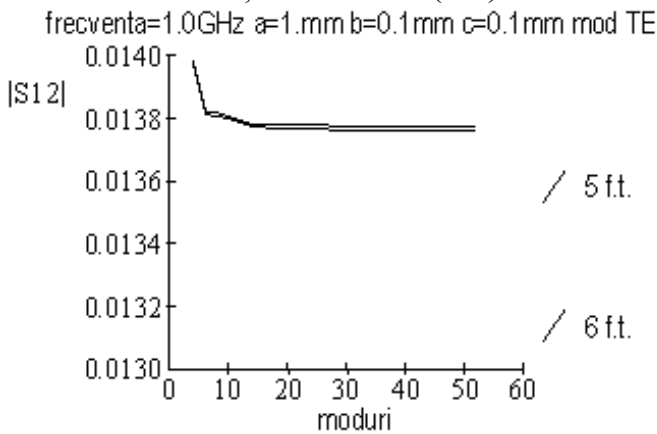


Figura 6.9. Analiza convergenței la variația modurilor (TE)

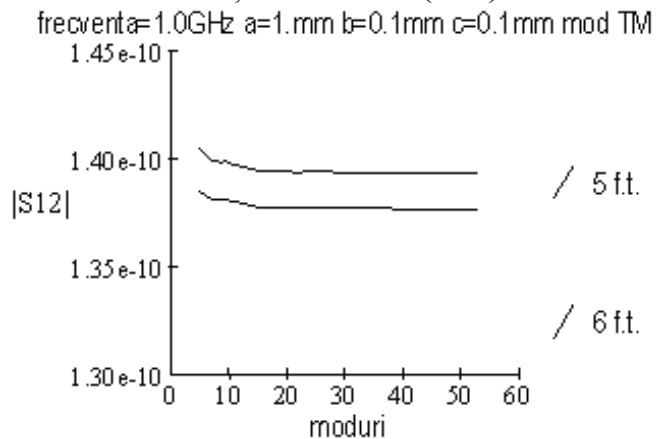


Figura 6.11. Analiza convergenței la variația modurilor (TM)

Din toate figurile prezentate se poate trage concluzia ca un număr de 25 de moduri și 10 funcții de test sunt suficiente pentru a obține o eroare relativă mai mică de 0,1%. Aceste valori sunt folosite mai departe pentru toate analizele realizate. S-au efectuat teste pentru diferitele analize care urmează utilizând un număr mai mare de moduri și funcții de test (până la 25 funcții de test și 60 de moduri) însă rezultatele obținute nu diferă semnificativ.

## **6.7. Rezultate pentru structura unidimensională**

Se analizează variația coeficientului de transfer în funcție de frecvență pentru bare rectangulare cu latura secțiunii  $b=c=0,1\text{ mm}$  și distanță între bare  $a=1\text{ mm}$ .

Cazul analizat va fi cel al incidenței normale la structura metalică periodică. În acest caz unghiurile sub care sosesc undele electromagnetice de la sursă vor fi  $\theta=0$  și  $\phi=0$  ceea ce va impune  $\beta_x = \beta_y = 0$ .

Datorită metodei de calcul se poate reprezenta și impedanța de transfer (figurile 6.14. și 6.15.). Se reprezintă numai partea imaginară a impedanței de transfer  $Z_{12}$  deoarece partea reală este neglijabilă ( $10^{-23}$ ), fără îndoială determinată de erorile numerice.

Figurile 6.16 și 6.17. reprezintă variația coeficientului de transfer la variația unghiului de incidență, unghiurile  $\phi$  și  $\theta$  fiind cele definite în figura 6.18. (unghiurile clasice pentru reprezentarea în coordonate circulare).

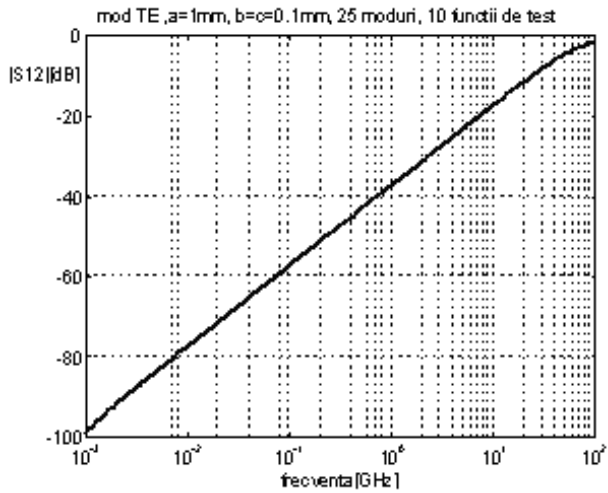


Figura 6.12. Coeficientul de transmisie pentru modul TE

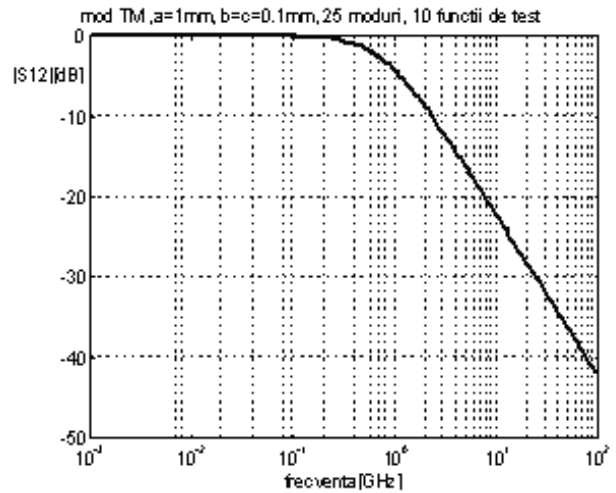


Figura 6.13. Coeficientul de transmisie pentru modul TM

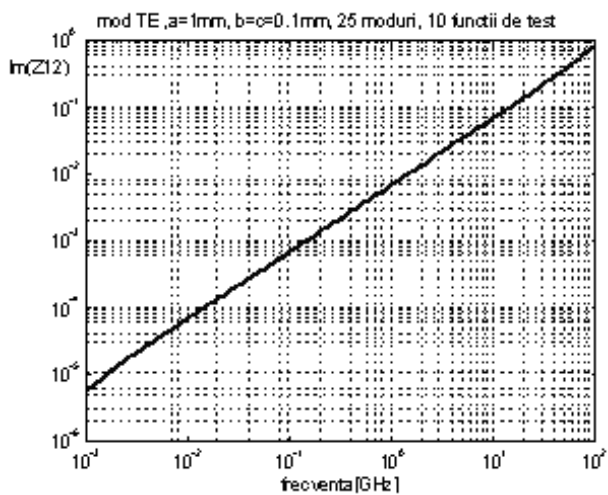


Figura 6.14. Impedanța de transfer (mod TE)

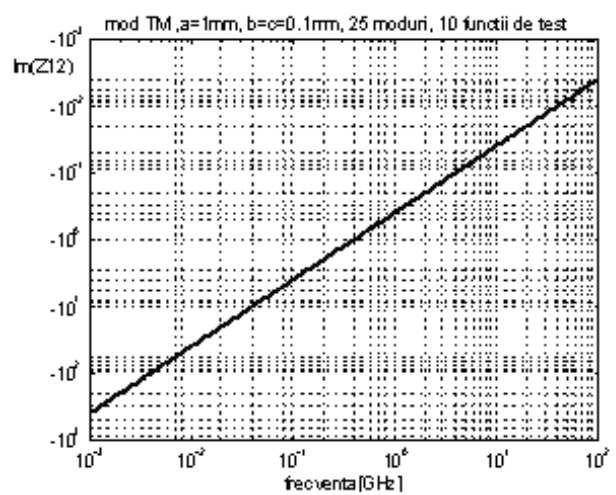


Figura 6.15. Impedanța de transfer (mod TM)

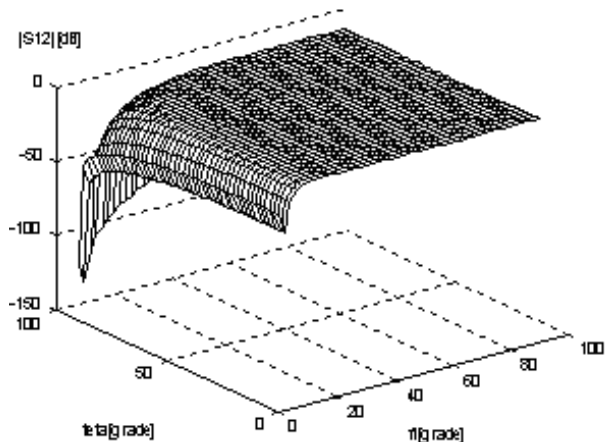


Figura 6.16. Variația coeficientului de transfer în funcție de direcția de incidență (mod TE)

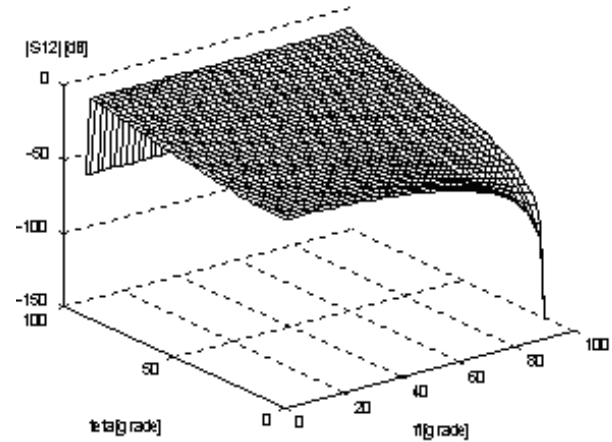


Figura 6.17. Variația coeficientului de transfer în funcție de direcția de incidență (mod TM)

## 6.8. Rezultate pentru structura bidimensională

S-au făcut aceleași analize pentru structura bidimensională.

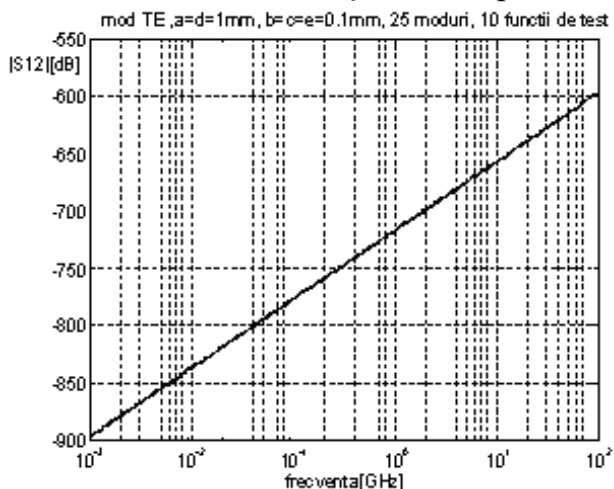


Figura 6.19. Coeficientul de transmisie pentru modul TE

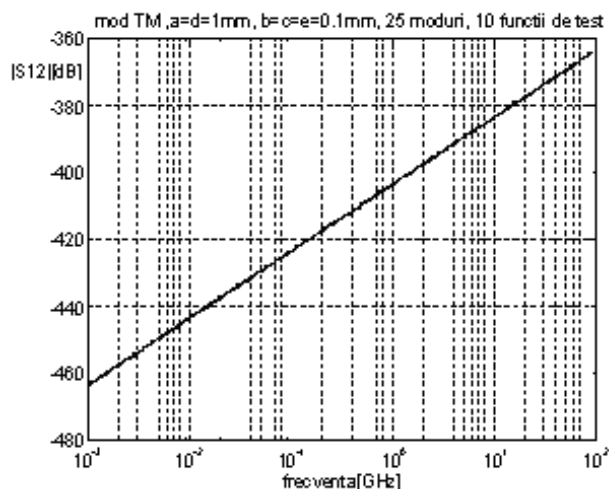


Figura 6.20. Coeficientul de transmisie pentru modul TM

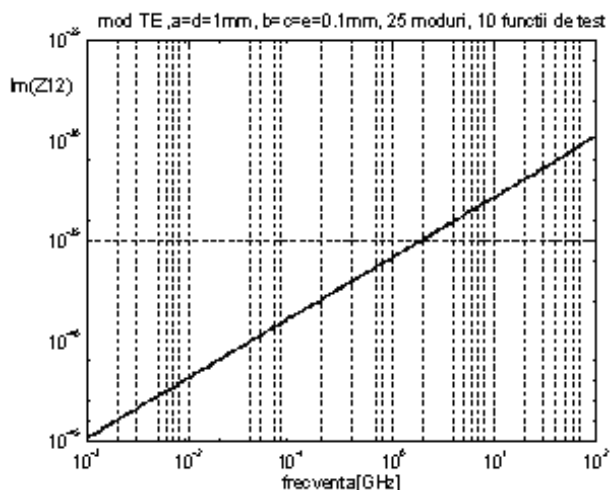


Figura 6.21. Impedanța de transfer (mod TE)  
mod TE, a=d=1mm, b=c=e=0.1mm, 25 moduri, 10 functii de test, frecvența 10GHz

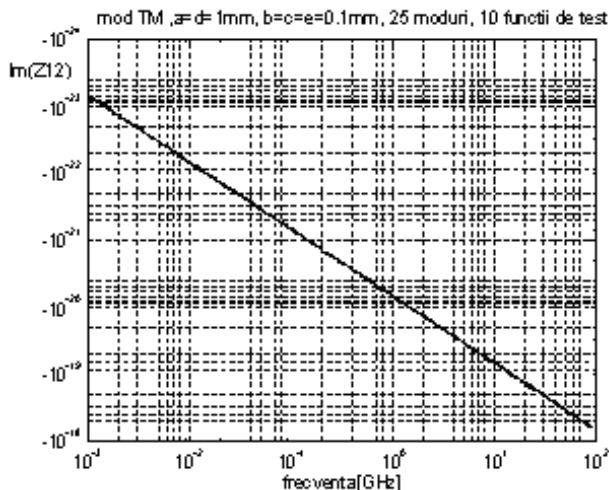


Figura 6.22. Impedanța de transfer (mod TM)  
mod TM, a=d=1mm, b=c=e=0.1mm, 25 moduri, 10 functii de test, frecvența 10GHz

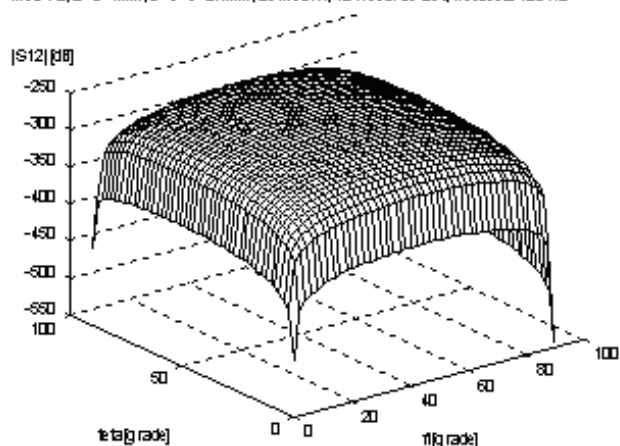


Figura 6.23. Variația coeficientului de transfer în funcție de direcția de incidență (mod TE)

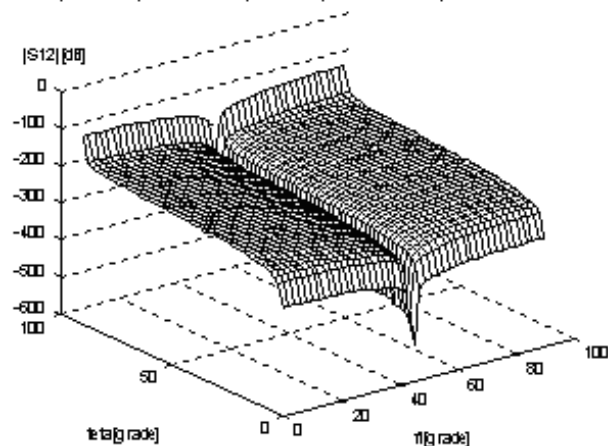


Figura 6.24. Variația coeficientului de transfer în funcție de direcția de incidență (mod TM)

## Capitolul VII.

# Estimare spectrală îmbunătățită pentru metoda TLM

### 7.1. Îmbunătățirea preciziei de determinare a maximelor locale în analiza Fourier

#### 7.1.1. Fereastra naturală

Vom trata mai întâi cazul ferestrei naturale, deoarece este cazul cel mai simplu din punct de vedere matematic și în plus, din punctul de vedere al implementării hardware este cea care consumă cele mai puține resurse și cea mai rapidă.

Vom realiza o normalizare a problemei.

$$f(n), n = \overline{1..N} \rightarrow F(f) = \frac{\sin(\pi \cdot f \cdot N)}{\pi \cdot f} \rightarrow F(x) = \frac{\sin(x)}{x} \quad (7.2)$$

Relația care ne dă spectrul matematic va fi simplificată la maxim. Se face schimbarea de variabilă:

$$x = \pi \cdot f \cdot N \quad (7.3)$$

Eșantioanele vor fi despărțite de un interval de frecvență egal cu  $1/N$  deci distanța dintre două eșantioane va fi egală cu  $\pi$  în noua variabilă  $x$ . De asemenea vom neglija amplitudinea (egală cu  $N$ ) a sinusului atenuat urmând să facem această corecție la sfârșit.

Pentru a simplifica calculele vom considera că originea sistemului de coordonate în variabila  $x$  coincide cu unul din eșantioanele laterale. Obținem situația prezentată în figura 7.3.

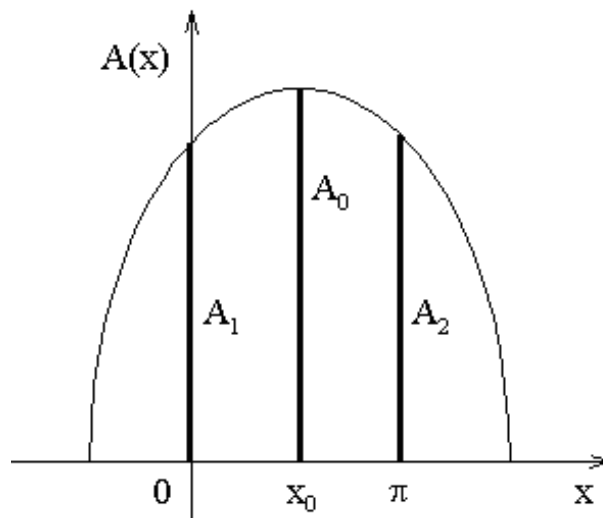


Figura 7.3. Normalizarea problemei și alegerea axei

$$x_0 = \frac{\pi \cdot A_2}{A_1 + A_2} \quad (7.7)$$



$$A_0 = \frac{\pi \cdot A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2} \cdot \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi \cdot A_2}{A_1 + A_2}\right)} \quad (7.8)$$

### **7.1.2. Fereastra Hanning**

Utilizarea ferestrelor de ponderare Hamming și Hanning este justificată de cazul destul de întâlnit în practică în care eșantioanele  $A_1$  și  $A_2$  nu vor conține numai influența unui eșantion ideal intermediar  $A_0$  ci și unor eșantioane alăturate (rezonanțe, moduri foarte apropiate). Rezolvarea ecuațiilor pentru cazul ferestrei naturale se bazează pe inexistența unui alt eșantion real în apropierea eșantionului  $A_0$ .

Obținem din nou un sistem de două ecuații cu două necunoscute care permite aflarea necunoscutelor ( $A_0, x_0$ ). Încercarea de rezolvare a acestui sistem prin aceeași metodă duce la obținerea unei ecuații de gradul 3 cu soluție analitică foarte complicată:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\alpha \cdot (\pi - x_0) \cdot (\pi + x_0) + (1 - \alpha) \cdot x_0^2}{\alpha \cdot (2\pi - x_0) \cdot x_0 + (1 - \alpha) \cdot (\pi - x_0)^2} \cdot \frac{2\pi - x_0}{\pi + x_0} \quad (7.18)$$

Vom particulariza această relație pentru cazul ferestrei Hanning ( $\alpha=0.5$ ) și vom obține, ținând cont de condiția  $\alpha = 1 - \alpha$  :

$$x_0 = \frac{\pi \cdot (2A_2 - A_1)}{A_1 + A_2} \quad (7.20)$$

$$A_0 = \frac{6\pi \cdot A_1 \cdot A_2}{\sin\left[\frac{\pi \cdot (2A_2 - A_1)}{A_1 + A_2}\right]} \cdot \frac{(2A_2 - A_1) \cdot (2A_1 - A_2)}{(A_1 + A_2)^3} \quad (7.21)$$

### **7.1.3. Fereastra Hamming**

După cum am amintit la punctul anterior fereastra Hamming oferă anumite avantaje legate caracteristicile de afectare a spectrului, dar dificultatea majoră întâlnită constă în rezolvarea ecuației (7.18). Fiind o ecuație de gradul al treilea există relații analitice de rezolvare, dar expresia lor este prea complicată, conducând la creșterea numărului de operații pe care trebuie să îl realizăm pentru aflarea soluției, anulând eventual avantajul obținut prin calcularea precisă a soluției.

Vom încerca să rezolvăm numeric, cu o anumită aproximație ecuația (7.18). Există posibilitatea aproximării funcției  $a_1(y)$  cu o relație de forma:

$$a_1(y) = a \cdot e^{-b \cdot y} \quad (7.27)$$

Se realizează un algoritm numeric care să găsească valorile parametrilor  $a$  și  $b$  care să minimizeze suma pătratelor diferențelor între valorile obținute pentru funcția  $a_1(y)$  cu relația (7.27) respectiv (7.26). Acest algoritm, aplicat pentru 1000 de valori ale lui  $y$  în intervalul  $[-\pi/2, \pi/2]$ , indică faptul că parametrii din relația (7.28) oferă cea mai mică eroare:

$$a = 1; b = 0.534799 \quad (7.28)$$

Dacă o precizie mai mare este necesară se poate realiza o corecție suplimentară a soluției cu ajutorul unui polinom impar, deoarece eroarea absolută are o comportare impară față de valoarea  $x = \pi/2$ .

Soluția determinată cu precizie crescută va fi obținută cu relația (7.34)

$$x_0 = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{b} \cdot \ln\left(\frac{a_1}{a}\right) + p_m \left( \frac{\pi}{2} - \frac{1}{b} \cdot \ln\left(\frac{a_1}{a}\right) \right) \quad (7.34)$$

unde a și b sunt definiți în (7.28),  $a_1$  în (7.24),  $p_m(x)$  cu  $m=3,5,7$  sunt definite în relațiile (7.31)-(7.33).

#### **7.1.4. Ferestrele Blackmann-Harris**

Cele două ferestre Blackmann-Harris (-61dB)/(-93dB) sunt descrise în capitolul IV (4.59)-(4.61). Comportarea lor este în esență similară cu cea a perechii Hanning/Hamming, diferența fiind ordinul crescut, ceea ce oferă o atenuare mai mare a lobilor laterali oferind, cel puțin teoretic, o posibilitate mai bună de estimare corectă a vârfurilor spectrale.

Rezolvarea este de asemenea similară. Fereastra Blackmann-Harris (-61dB) (4.59) și (4.60) poate fi rezolvată analitic și se obține:

$$x_0 = \frac{\pi \cdot (4A_2 - 3A_1)}{A_1 + A_2} \quad (7.35)$$

$$A_0 = -\frac{28}{45} \cdot \frac{(6A_2 - A_1) \cdot (5A_2 - 2A_1) \cdot (4A_2 - 3A_1) \cdot (3A_2 - 4A_1) \cdot (2A_2 - 5A_1) \cdot (A_2 - 6A_1)}{(A_1 + A_2)^7} \cdot \frac{\pi \cdot A_1 \cdot A_2}{\sin\left[\frac{\pi \cdot (4A_2 - 3A_1)}{A_1 + A_2}\right]} \quad (7.36)$$

Fereastra Blackmann-Harris (-93dB) (4.59) și (4.61) generează o ecuație de gradul 5 care nu mai este rezolvabilă analitic. Rezolvarea numerică a ecuației este posibilă dar mare consumatoare de timp de calcul, timp irosit la fiecare estimare a unui eșantion. Vom aplica aceeași metodă ca în cazul ferestrei Hamming și anume aproximarea soluției, deoarece funcțiile rezultante au forme similare cu (7.26). Se poate afla poziția maximului cu relația (7.34), diferite fiind valorile coeficienților a și b (7.37):

$$a = 1; \quad b = 0.240087 \quad (7.37)$$

Se introduc și în acest caz polinoamele de corecție.

#### **7.3. Simularea rețelelor TLM**

Pentru realizarea analizelor structurilor de microunde utilizând metoda TLM s-a realizat un program de calcul în limbajul C++.

Se urmărește simularea unui ghid metalic rectangular, parțial umplut cu un material dielectric, a cărui secțiune este prezentată în figura 7.12, în vederea determinării frecvenței caracteristice a modului dominant care în acest caz va fi modul  $TE_{10}$  distorsionat.

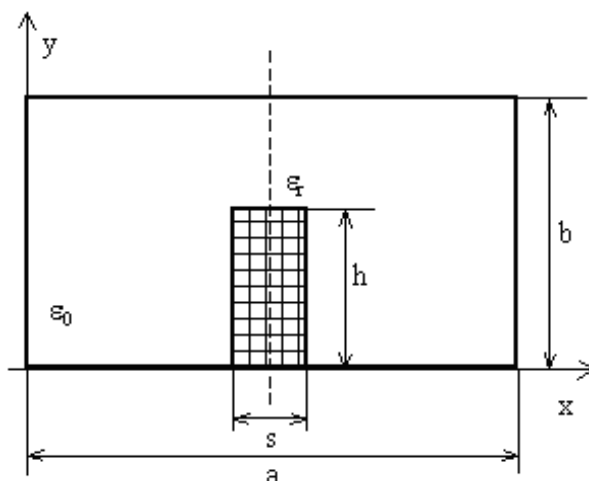


Figura 7.12. Ghid rectangular parțial umplut cu dielectric

Caracteristicile structurii care va fi analizată sunt următoarele:  $a = 0.1$  inch,  $b = 0.05$  inch,  $s = 0.01$  inch,  $h = 0.03$  inch,  $\epsilon_r = 3$ . Structura este analizată ținând cont de simetria față de dreapta caracterizată de  $x=a/2$ . Soluțiile de simetrie pară vor putea fi obținute prin introducerea unui perete electric în  $x=a/2$  iar cele cu simetrie impară prin introducerea unui perete magnetic în aceeași poziție, permițându-se astfel creșterea rezoluției rețelei. Modul dominant  $TE_{10}$  va avea simetrie impară deci îl vom putea determina plasând un perete magnetic în  $x=a/2$ .

Structura va fi simulată cu o rețea de  $12 \times 12$  noduri determinând apariția a  $11 \times 11$  celule. Se realizează 300 de pași constantele caracteristice rețelei fiind  $\Delta l = 0.05$  inch = 0.127 mm și  $\Delta t = \Delta l / c / 1.4142 = 2.9955$  ps. Analiza în frecvență se realizează pentru  $\Delta l / \lambda$  în intervalul [0.005, 0.03].

Se obține următorul rezultat:

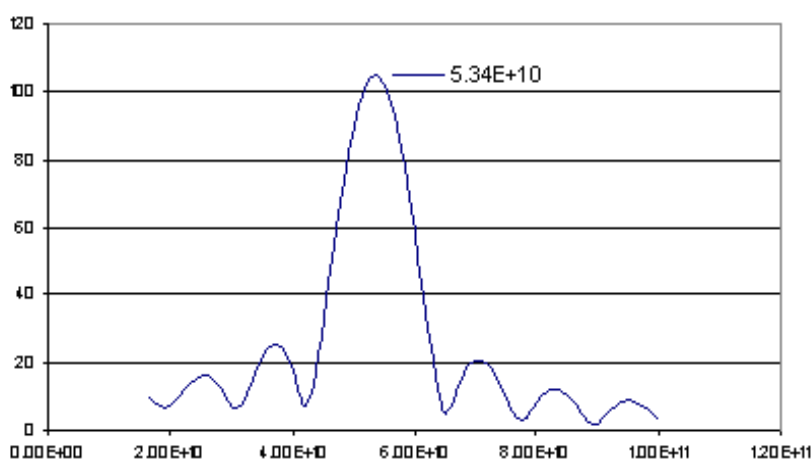


Figura 7.13. Spectrul răspunsului la impuls pentru ghidul din figura 7.12.

Se obține pentru modul  $TE_{10}$  distorsionat frecvența caracteristică egală cu 53.4 GHz.

Se realizează și comparația cu rezultatul oferit de programul care va fi folosit ca referință – Mefisto 2D.

## 7.5. Comparații între algoritmi de determinare a răspunsului în frecvență

Pentru a putea determina un parametru extrem de important și anume eroarea oferită de un anumit algoritm, este necesar să cunoaștem soluția corectă a problemei analizate. Pentru obținerea acestei valori vom aplica metoda convergenței soluțiilor numerice. Se realizează o analiză cu algoritmul clasic (deoarece acesta este considerat referința) pentru un număr mare de pași de evoluție a rețelei, pentru rezoluții în frecvență din ce în ce mai mari. Rezultatele sunt cele din tabelul 7.18:

N	Frecvența	Timp	D1	D2	Ds	N <sub>C</sub>
16384	53.578855	22.28	0.001	0.03	1.954E-04	148
16384	53.891675	28.90	0.001	0.03	9.768E-05	296
16384	53.871683	43.44	0.001	0.03	4.884E-05	593
16384	53.857415	72.46	0.001	0.03	2.442E-05	1187
16384	53.858334	136.57	0.001	0.03	1.221E-05	2375
16384	53.858250	257.72	0.001	0.03	6.105E-06	4750
16384	53.858237	500.15	0.001	0.03	3.052E-06	9500

Tabelul 7.18. Algoritmul clasic, fereastră Hamming – rezoluție variabilă

Se observă că la creșterea rezoluției soluția va converge la o valoare din ce în ce mai apropiată de soluția reală. Vom considera ultima valoare obținută ca fiind soluția corectă deci vom avea pentru toate calculele următoare:

$$f_c = 53.858237 \text{ GHz} \quad (7.49)$$

Scăderea erorii relative este de  $2.41 \cdot 10^{-5} \%$  pentru trecerea lui N<sub>C</sub> de la 4750 la 9500 astfel încât putem considera valoarea din relația (7.49) suficient de aproape de soluția exactă.

Pentru fiecare din variantele de aplicare a algoritmului vom putea reprezenta eroarea și timpul necesar pentru analiză.

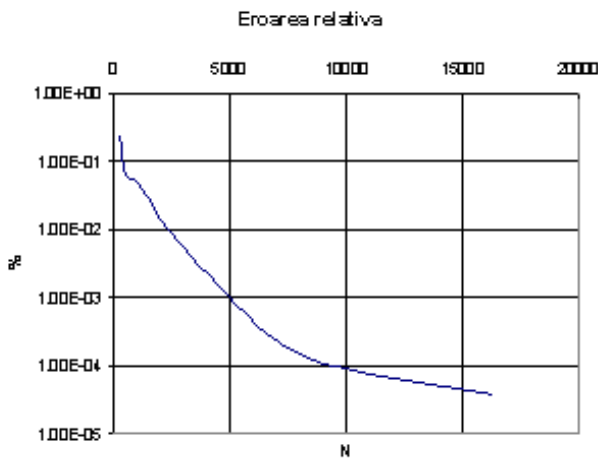


Figura 7.22. Algoritmul propus, fereastră naturală

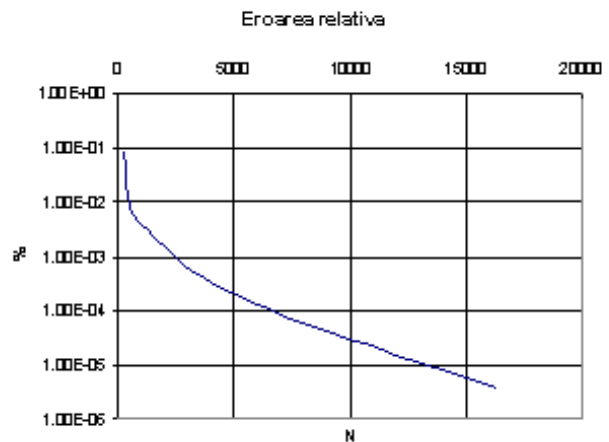


Figura 7.23. Algoritmul propus, fereastră Hanning

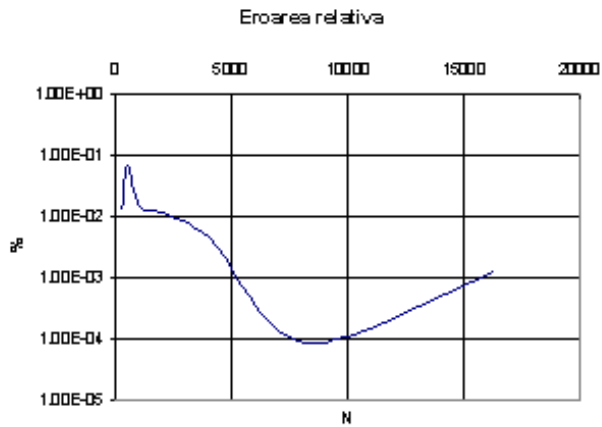


Figura 7.24. Algoritmul propus, fereastră Hamming – fără corecție polinomială

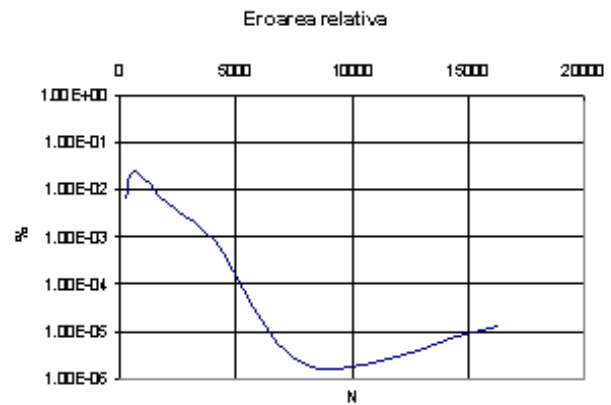


Figura 7.27. Algoritmul propus, fereastră Hamming – polinom de gradul 7

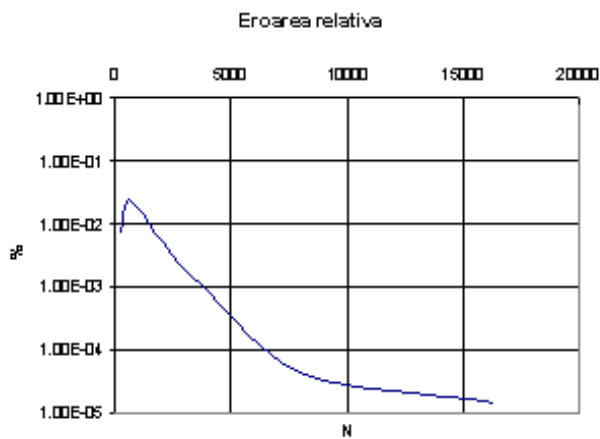


Figura 7.25. Algoritmul propus, fereastră Hamming – polinom de gradul 3

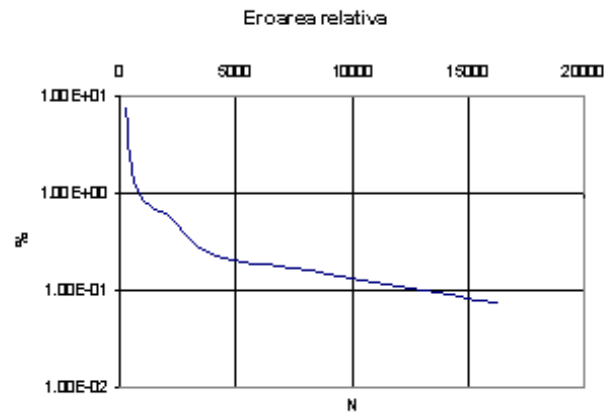


Figura 7.28. Algoritmul clasic, fereastră Hamming – aceeași rezoluție

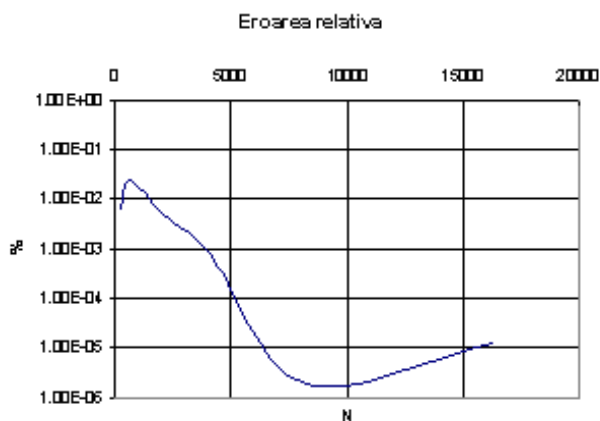


Figura 7.26. Algoritmul propus, fereastră Hamming – polinom de gradul 5

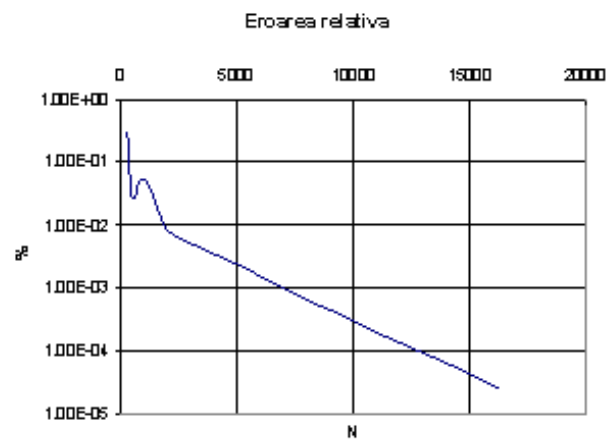


Figura 7.29. Algoritmul clasic, fereastră Hamming – rezoluție crescută

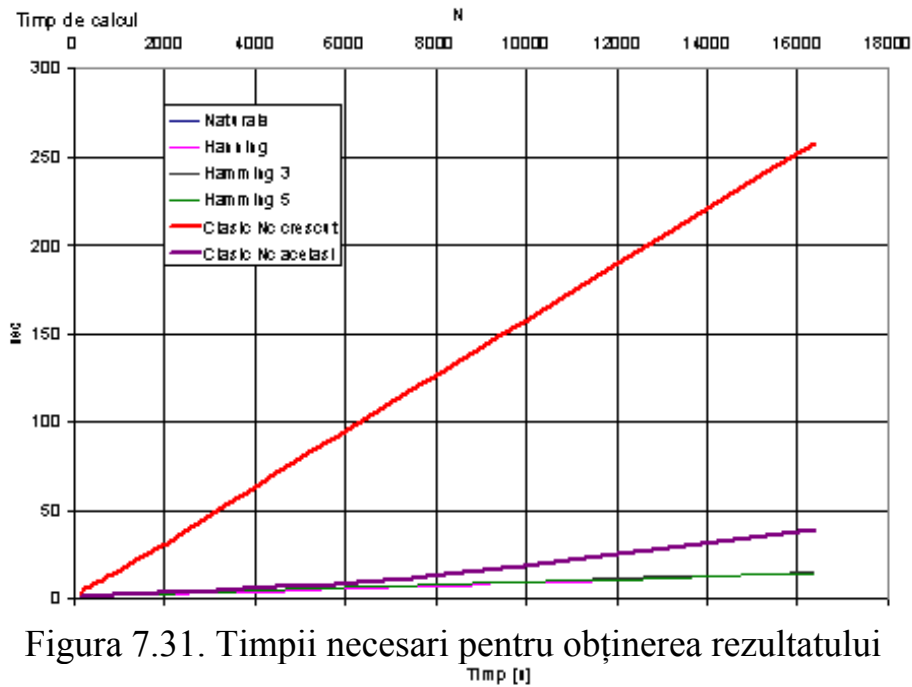


Figura 7.31. Timpii necesari pentru obținerea rezultatului

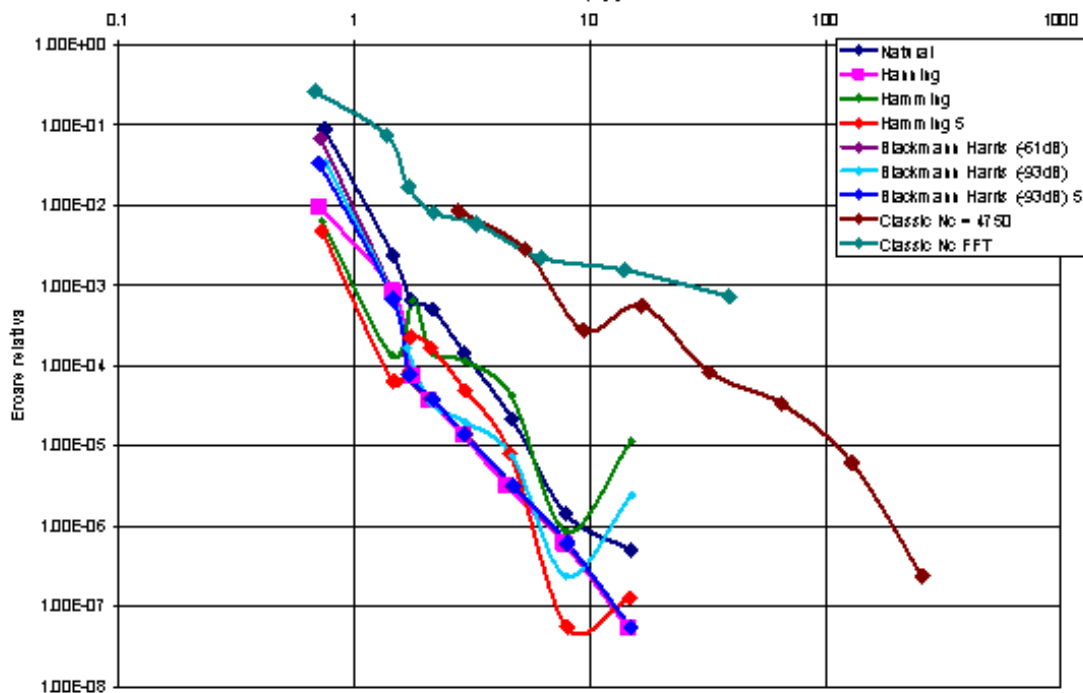


Figura 7.34. Comparație între performanțele algoritmilor

Așa cum se observă clar în figura 7.34, variațiile corespunzătoare metodei propuse ocupă poziția optimă, caracterizată de eroare mică și timp redus de calcul. Varianta clasică de calcul este caracterizată de o eroare de  $10^4$  ori mai mare la timp de calcul egal sau timp de calcul de 20 de ori mai mare pentru obținerea unei erori echivalente.

Multe aplicații în domeniul microundelor generează un spectru discret deci această metodă este adecvată ca accesoriu de calcul pentru multe alte procedee de calcul în electromagnetism, spre exemplu în procesarea semnalelor radar, unde se întâlnesc frecvent maxime ascuțite în spectru care trebuie detectate cu precizie [130].

## Capitolul VIII.

### Analiza circuitelor pentru microunde prin metoda iterativă

#### 8.2. Îmbunătățirea convergenței

##### 8.2.1. Modificarea sursei

Soluția aleasă în continuare este creșterea graduală a valorii de la intrare, de preferință după o formă de undă care să nu excite frecvențe înalte în circuit.

În acest mod ecuația (5.11) va fi modificată pentru a exemplifica acest lucru:

$$\vec{A}^{(k+1)} = \hat{\Gamma}_\Omega \vec{B}^{(k)} + \vec{A}_0^{(k)} \quad (8.2)$$

O sursă cu variație lentă va oferi un spectru mai îngust, după părerea noastră îmbunătățind astfel procesul iterativ. Din tehnicile de procesare digitală se alege o funcție corespunzătoare ferestrei Blackman-Harris (-93 dB), descrisă și în capitolul 4, și utilizată și în capitolul 7. Alegerea acestei funcții este justificată de conținutul extrem de redus de frecvențe înalte din spectrul funcției. Amplitudinea primului lob lateral este cu 93 dB sub amplitudinea de curent continuu deci se permite atingerea unui anumit prag final (valoarea sursei care este necesar să fie prezentă în circuit în stadiul final) cu conținut minim de frecvențe laterale.

$$\vec{A}_0^{(k)} = \begin{cases} \left[ a_0 + a_1 \cos\left(\frac{\pi k}{k_0}\right) + a_2 \cos\left(\frac{2\pi k}{k_0}\right) + a_3 \cos\left(\frac{3\pi k}{k_0}\right) \right] \cdot \vec{A}_0; k \leq k_0 \\ \vec{A}_0; k > k_0 \end{cases}$$
$$a_0 = 0.3558; a_1 = -0.4874; a_2 = 0.1442; a_3 = -0.0126 \quad (8.3)$$

Așa cum se observă din (8.3) vom crește gradat valoarea sursei depășă la intrarea structurii pentru primele  $k_0$  iterații. Se va analiza pentru observarea efectului aceeași structură simplă din figura 5.7 [114]. S-au încercat mai multe valori pentru noul parametru introdus,  $k_0$  pentru a estima efectul acestuia.

Rezultatul se observă în curba de variație a impedanței pe parcursul procesului iterativ – figura 8.2. Creșterea lui  $k_0$  peste valoarea „naturală” de obținere a convergenței (aproximativ 150 iterații în figura 5.8) duce la convergență cu viteză redusă.

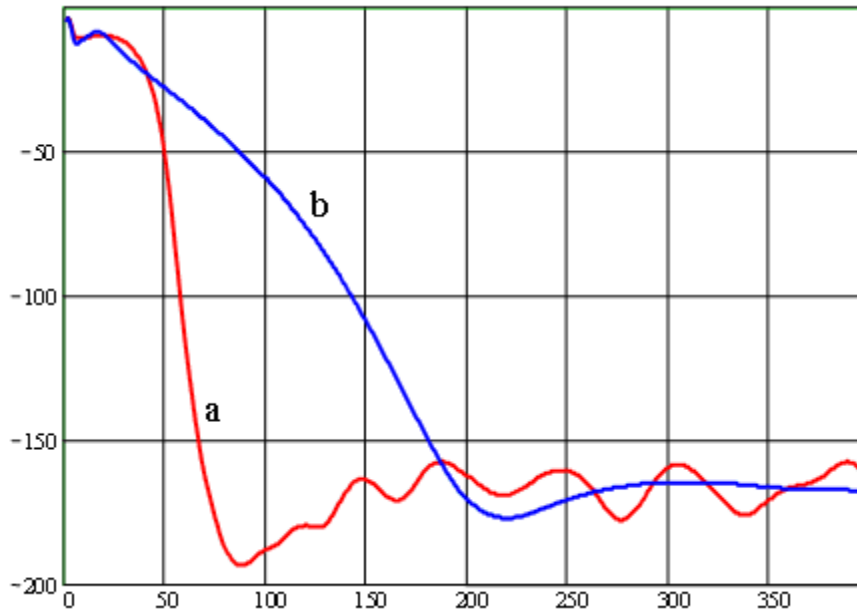


Figura 8.2. Sursă Blackman-Harris  
 a)  $k_0 = 50$ ; b)  $k_0 = 200$

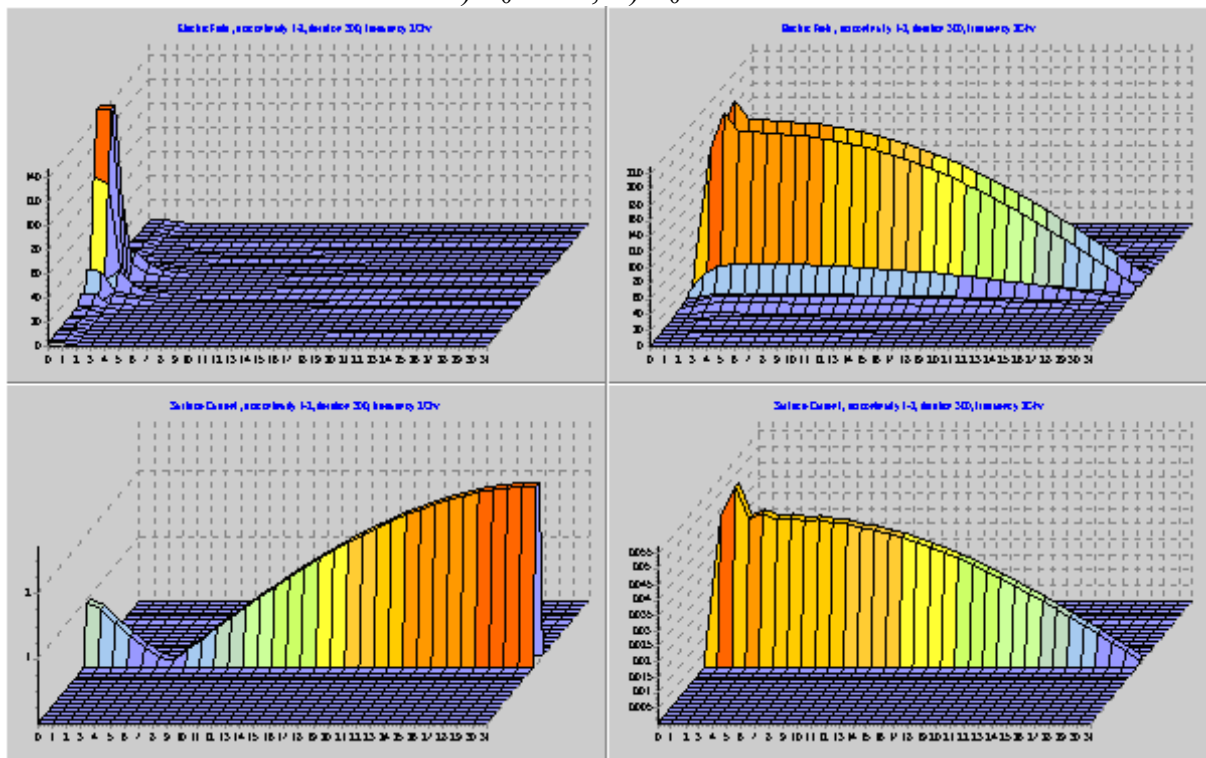


Figure 8.3. Câmpurile obținute cu sursă Blackmann-Harris:  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $J_x$ ,  $J_y$

### 8.2.2. Modificarea reflexiei pe suprafață

Se încearcă modificarea operatorului de reflexie pe suprafață, caracteristic materialului. Se va încerca realizarea unei tranziții line între diversele materiale, măcar până când undele din sistem vor atinge valori „suficient” de corecte, după care ne vom întoarce la valorile impuse de ecuațiile fizicii.

Se adoptă următoarele definiții pentru operatorul de reflexie pe suprafață:



$$\hat{\Gamma}_{\Omega}^{(M)}(k) = \alpha(k) \cdot \hat{\Gamma}_{\Omega}^{(M)} + [1 - \alpha(k)] \cdot \frac{\hat{\Gamma}_{\Omega}^{(M)} + \hat{\Gamma}_{\Omega}^{(D)}}{2} \quad (8.4a)$$

$$\hat{\Gamma}_{\Omega}^{(D)}(k) = \alpha(k) \cdot \hat{\Gamma}_{\Omega}^{(D)} + [1 - \alpha(k)] \cdot \frac{\hat{\Gamma}_{\Omega}^{(M)} + \hat{\Gamma}_{\Omega}^{(D)}}{2} \quad (8.4b)$$

$$\hat{\Gamma}_{\Omega}^{(Z)}(k) = \alpha(k) \cdot \hat{\Gamma}_{\Omega}^{(Z)} + [1 - \alpha(k)] \cdot \frac{\hat{\Gamma}_{\Omega}^{(M)} + \hat{\Gamma}_{\Omega}^{(D)}}{2} \quad (8.4c)$$

$$\alpha(k) = \begin{cases} 0 & k = 0 \\ 1 & k > k_0 \end{cases} \quad (8.5)$$

Câmpurile obținute sunt identice cu cele din figura 8.3. și nu vor mai fi reprezentate din nou, dar se mențin aceleași observații relative la avantajele acestei metode de accelerare a convergenței ca în cazul utilizării sursei Blackman-Harris.

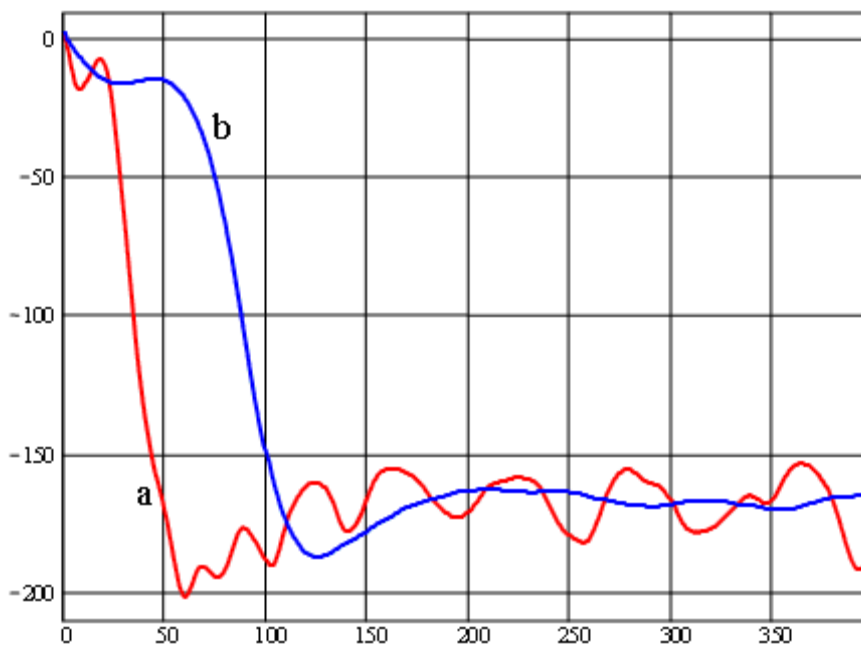


Figura 8.4. Modificarea reflexiei pe suprafață,  $n = 8$   
a)  $k_0 = 50$ ; b)  $k_0 = 200$

### **8.3. Decuplare modală**

Vom încerca o abordare originală, și anume definirea undelor în domeniul modal. Vom defini undele pentru fiecare mod în parte, depinzând de amplitudinile corespunzătoare ale modurilor câmpurilor electric și magnetic. În fiecare regiune aplică definițiile (8.6)

$$\begin{cases} A_{mn} \equiv \frac{1}{2\sqrt{Z_{0mn}}} (V_{mn} + Z_{0mn} \cdot I_{mn}) \\ B_{mn} \equiv \frac{1}{2\sqrt{Z_{0mn}}} (V_{mn} - Z_{0mn} \cdot I_{mn}) \end{cases} \quad (8.6)$$

$$f_{mn} = \begin{bmatrix} \cos \frac{m\pi x}{a} \cdot \sin \frac{n\pi y}{b} \\ \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot \cos \frac{n\pi y}{b} \end{bmatrix} \quad (8.7)$$

$$\vec{A} = \sum_{mn} A_{mn} f_{mn} ; \quad \vec{B} = \sum_{mn} B_{mn} f_{mn} \quad (8.8a)$$

$$\vec{E} = \sum_{mn} V_{mn} f_{mn} ; \quad \vec{J} = \sum_{mn} I_{mn} f_{mn} \quad (8.8b)$$

unde  $m = \overline{1, M}$ ;  $n = \overline{1, N}$ ;  $M = 2^r$ ;  $N = 2^t$  iar  $Z_0$  devine o matrice cu o impedanță diferită pentru fiecare mod spațial:  $Z_{0mn}$ .

#### 8.4. Efect de capăt

Pentru aplicarea decuplării modale trebuie determinată o strategie corectă pentru definirea impedanțelor spațiale ale modurilor  $Z_{0mn}$ . Este cazul să explicăm afirmația anterioară că problemele sunt generate de câmpurile specifice din circuitele planare. Vom analiza distribuțiile de câmp obținute prin metoda FWCIP originală pentru aceeași linie microstrip din figura 5.7, plasată la mijlocul cutiei metalice, în lungul axei x. Frecvența de lucru este fixată la 5 GHz, iar structura este împărțită în 64x64 pixeli, linia având deci 4 pixeli lățime. Așa cum se vede în figurile 8.6-8.7 numai  $E_y$  și  $J_x$  au valori considerabile, ca și în figura 5.10  $E_x$  și  $J_y$  având valori foarte mici și formă „zgomotoasă”, datorate în primul rând sursei, care generează un câmp electric longitudinal la intrarea liniei, și datorită problemelor de convergență amintite anterior.

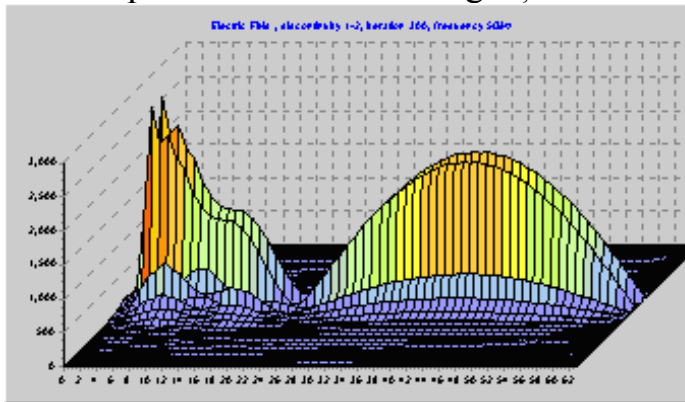


Figura 8.6. Câmpul electric  $E_y$ .

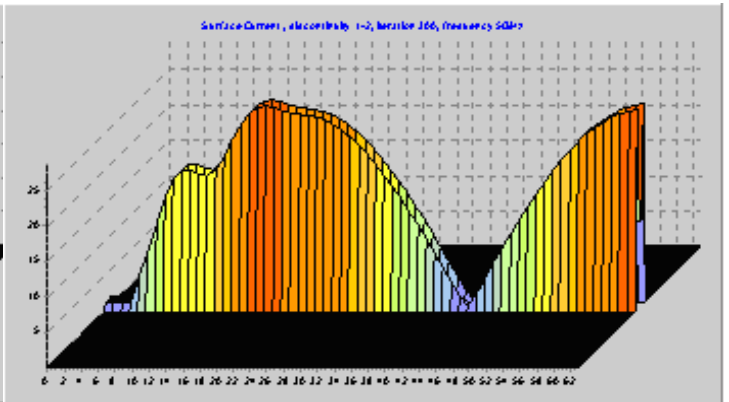
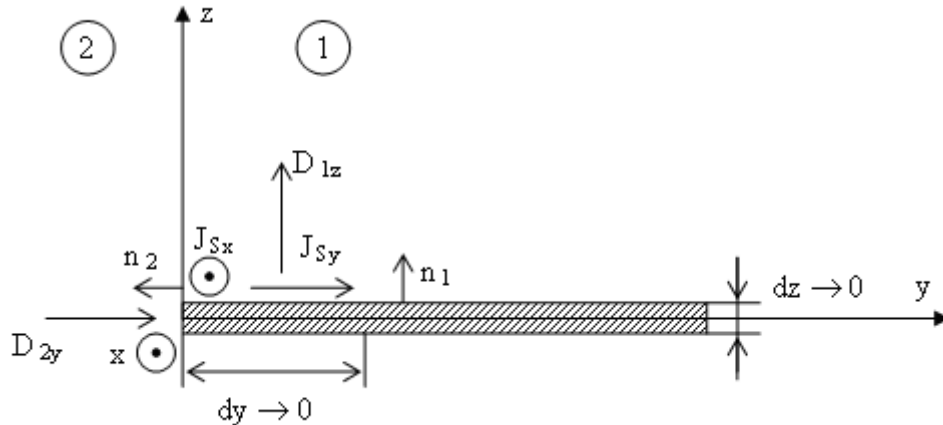


Figura 8.7. Curentul de suprafață  $J_x$

Figurile 8.7 și 8.8 arată două fenomene interesante. Mai întâi,  $E_y$  și  $J_x$  par să fie conectate și în antifază, ceea ce este normal ținând cont de distribuția normală de câmpuri pentru linia microstrip [40], [49], [132]. Acest lucru va fi investigat în detaliu mai târziu. Un al doilea fenomen, mai important, arată că  $E_y$  și  $J_x$  și ca urmare și undele  $A_x$ ,  $A_y$ ,  $B_x$ ,  $B_y$  (deoarece  $E_x$  și  $J_y$  au valori mici și pot fi neglijate) suferă niște discontinuități majore la trecerea prin discontinuitățile metal-dielectric (pe planul de separare între cele două medii, la capetele liniei). Aceste discontinuități de tip treaptă nu vor putea fi modelate cu precizie de o sumă de exponențiale complexe (ca în transformata Fourier sau în teoria modurilor TE/TM). Așa cum a fost amintit și în capitolul 5 și în [72] o funcție de tip treaptă va avea un spectru infinit, deci un număr infinit de funcții/moduri este necesar pentru modelarea exactă.

### 8.4.1. Abordare analitică

Vom considera o interfață dielectric-metal în lungul axei Ox ca în figura 8.10. Se consideră o folie metalică care ocupă semiplanul  $x > 0$  din planul xOy. Înălțimea foliei va fi considerată a fi 0 ( $dz \rightarrow 0$ ) pentru cazul circuitului planar ideal, iar lățimea suprafeței de metal analizată va fi redusă spre 0 ( $dy \rightarrow 0$ ) pentru investigarea efectului de capăt (distribuția câmpurilor în jurul axei Ox).



Figur 8.10. Efect de capăt în lungul axei Ox

Pentru  $x \cong 0$ ;  $x > 0$ , obținem (8.44):

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} = -j\omega\varepsilon \cdot E_y \quad (8.44)$$

Similar, pentru o interfață metal-dielectric orientată după direcția Oy obținem:

$$\frac{\partial J_y}{\partial y} = -j\omega\varepsilon \cdot E_x \quad (8.46)$$

Aceste relații sunt în bună concordanță cu situația prezentată în figurile 8.6, 8.7, ceea ce demonstrează corectitudinea relațiilor din acest subcapitol.

### 8.4.2. Redefinirea undelor

Din (8.44) și (8.46) se poate observa că există o definiție a undelor care for permite o tranziție lină, cu derivată continuă a funcțiilor corespunzătoare la tranzițiile între materiale pe suprafața de separație. Chiar dacă și curentul longitudinal și câmpul electric transversal au variații brusce, metoda FWCIP face toate calculele utilizând undele, de-abia după încheierea procesului se extrag valorile câmpului și curentului pentru interpretare. Deci dacă funcțiile corespunzătoare undelor sunt continue și derivabile, procesul de calcul ar trebui să fie mult îmbunătățit.

O definiție corespunzătoare ar fi:

$$\vec{A} \equiv \vec{E} - \frac{1}{j\omega\varepsilon} \cdot [R] \cdot \nabla \vec{J} \quad (8.47)$$

$$\vec{B} \equiv \vec{E} + \frac{1}{j\omega\varepsilon} \cdot [R] \cdot \nabla \vec{J} \quad (8.48)$$

$$[R] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (8.49)$$

unde [R] este un operator de rotație (8.49) care interschimbă componentele x și y ale unui vector.

### 8.5. Alegerea impedanțelor modale

Nu vom putea obține respectarea exactă a condiției ideale, dar alegând judicios  $Z_{mn}^i$  în (8.17), (8.21), (8.28) vom încerca să micșorăm la maxim salturile de tip treaptă la trecerea undelor prin interfața dielectric-metal.

Din analiza acestei situații se obțin următorii coeficienți:

$$Z_{mn}^x = -\frac{n\pi}{j\omega\epsilon b M} \sum_{k \neq m} [1 - (-1)^{m+k}] \frac{2 \sin \frac{m\pi}{M}}{\cos \frac{k\pi}{M} - \cos \frac{m\pi}{M}} \quad (8.61)$$

Deoarece aplicarea exactă a acestor relații duce la apariția unor instabilități în metoda iterativă, vom aplica o formă simplificată a lor, cu riscul de a introduce coeficienți de proporționalitate neadecvați în valorile obținute:

$$Z_{mn}^x = -\frac{n\pi}{j\omega\epsilon b}, \quad Z_{mn}^y = -\frac{m\pi}{j\omega\epsilon a} \quad (8.62)$$

Rezultatele sunt cele din figura (8.13):

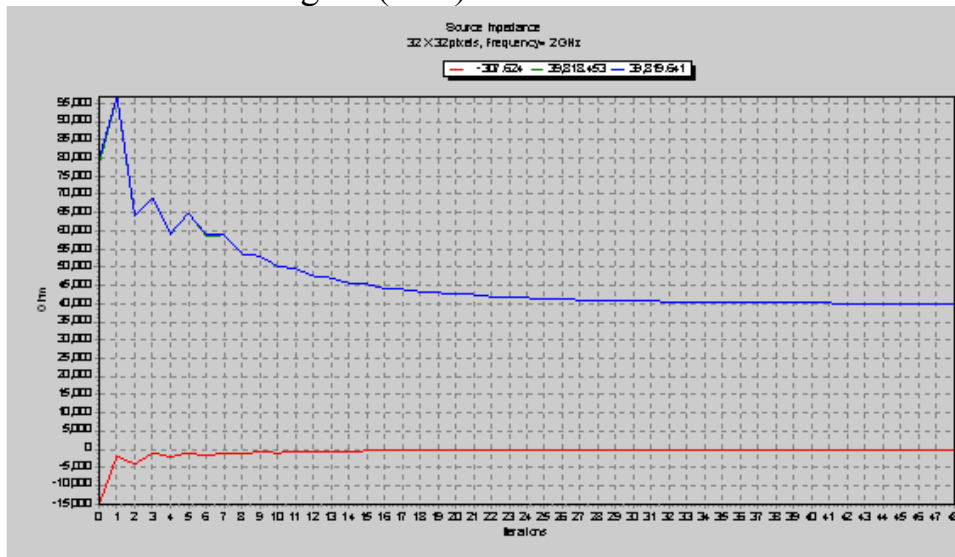


Figura 8.13. Proces de convergență cu noua metodă

Se observă o comportare extrem de bună procesului iterativ. Convergența se obține în aproximativ 30 de iterații și de data aceasta fără să apară de loc oscilațiile anterioare (în condițiile în care nu s-au aplicat nici una din metodele de corecție de la punctul 8.2.). Se observă apariția unui factor de proporționalitate destul de mare, care va fi eliminat.

Rezultatele obținute au fost publicate [32] iar o parte sunt predate spre publicare [34] și la data susținerii acestui material este posibil să fie acceptate.

# Concluzii

## Rezultate obținute

Pe parcursul acestei lucrări au fost investigate trei din metodele numerice pentru calculul câmpurilor electromagnetice. Pe rând au fost investigate metoda lui Galerkin (în cadrul metodei momentelor), metoda Transmission Line Matrix și metoda iterativă bazată pe conceptul de undă (FWCIP).

În cazul metodei momentelor a fost investigată o structură neîntâlnită în literatură până în acel moment, și anume s-a cercetat posibilitatea de realiza ecranarea anumitor porțiuni de circuit cu mijloace posibile în tehnologia actuală. Găurile metalizate (via-holes) sunt accesibile în acest moment și erau utilizate strict pentru a face legătura componentelor de pe substrat cu planul de masă. S-a verificat posibilitatea de a folosi aceste găuri, chiar dacă nu sunt conectate în circuit, pentru a ecrana anumite porțiuni sensibile ale circuitului, ceea ce constituie o idee care nu a mai apărut până în acel moment în literatură.

Rezultatele obținute au fost publicate, [20], [30], [134], și mai târziu în literatură a apărut și o continuare a acestei idei [133].

În cadrul metodei TLM, efortul a fost concentrat spre o metodă întru totul originală de prelucrare a rezultatelor obținute. Această metodă permite îmbunătățiri substanțiale față de metodele echivalente întâlnite în literatură, și de asemenea este direct aplicabilă tuturor metodelor din domeniul timp, în cazul în care semnalul respectiv este caracterizat de existența unor vârfuri ascuțite la anumite frecvențe. Acesta este deseori cazul circuitelor de microunde, dar, după cum s-a arătat în capitolul 7, metoda poate fi aplicată la o gamă largă de aplicații.

S-a tratat o gamă largă de ferestre de ponderare întâlnite în literatură, dintre acestea rezultatele optime sunt cele oferite de ferestrele Hanning, Hamming și cele două ferestre Blackman-Harris. S-a găsit o metodă optimă de utilizare a acestor ferestre, lucru ce a permis utilizarea algoritmului FFT pentru realizarea analizei. Utilizarea acestui algoritm a permis reducerea considerabilă a timpului de calcul, simultan cu micșorarea erorii de determinare a mărimilor de interes.

Rezultatele obținute pentru metoda TLM au fost publicate [31], [33], [35].

În cazul metodei iterative bazate pe conceptul de undă (FWCIP) a existat o problemă importantă a convergenței algoritmului, care se pare că a blocat utilizarea în continuare a acestei metode, deoarece după apariția primelor rezultate activitatea de cercetare a încetat. Metoda este totuși atractivă pentru că este apropiată de metoda momentelor dar tratarea originală permite ca tratarea problemei și viteza de calcul să nu depindă de caracteristicile fizice ale structurii de analizat. Astfel, rezolvarea problemelor de convergență ar face posibilă o metodă de calcul cu viteza caracteristică metodei momentelor, și cu generalitatea metodelor de element finit.

Pe parcursul lucrării au fost realizate două metode originale de îmbunătățire a convergenței, cu rezultate benefice atât asupra procesului iterativ, cât și asupra soluției finale de câmp care se obține. Ambele metode (modificare sursei și modificarea reflexiei

pe suprafața pe care se găsește circuitul planar analizat) oferă rezultate bune, și cu un grad înalt de generalitate. Ele pot fi aplicate împreună cu orice metodă iterativă, și permit, prin alegerea adecvată a parametrilor o selecție între viteză crescută de convergență sau precizie ridicată a soluției de câmp. Aceste rezultate au fost publicate [32].

Se propune de asemenea o metodă originală de definire a undelor, care nu mai este întâlnită în literatură. Această definiție permite ocolirea problemelor generate de efectul de capăt, mai ales în cazul descompunerii după funcții armonice a soluției de câmp. Din nou tratarea este originală, și la nivelul analizei efectului de capăt, și la nivelul soluției propuse. Rezultatele obținute sunt extrem de încurajatoare, și preconizează ideea continuării investigațiilor în această direcție. Rezultatele au fost trimise spre publicare [34].

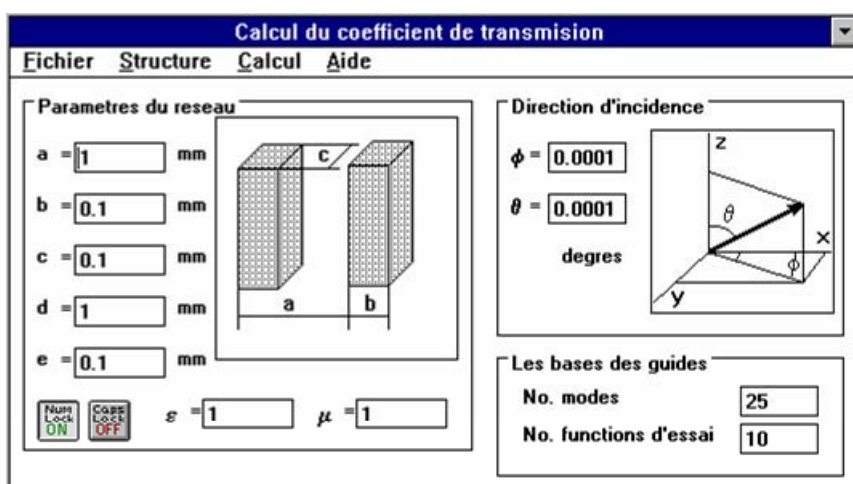
Un lucru demn de menționat este faptul că toate aceste rezultate au fost obținute prin programe proprii realizate, evitându-se utilizarea programelor matematice de calcul, cum ar fi Matlab, deoarece acestea sacrifică viteza de calcul și necesarul de memorie, pentru a obține generalitatea.

### Programe realizate

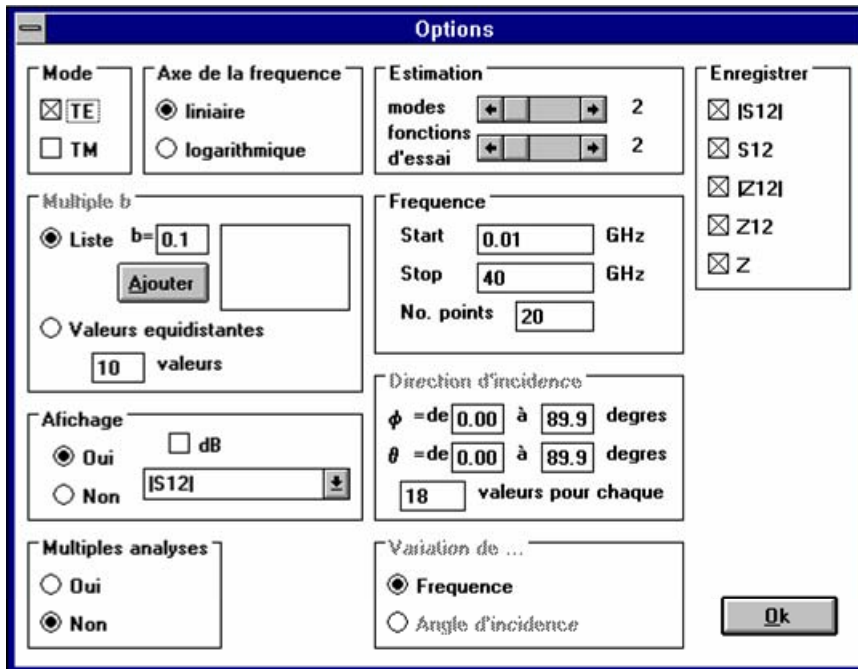
Pe parcursul lucrării au fost realizate trei programe diferite, creație în totalitate originală, pentru aplicarea metodelor respective.

### Metoda lui Galerkin

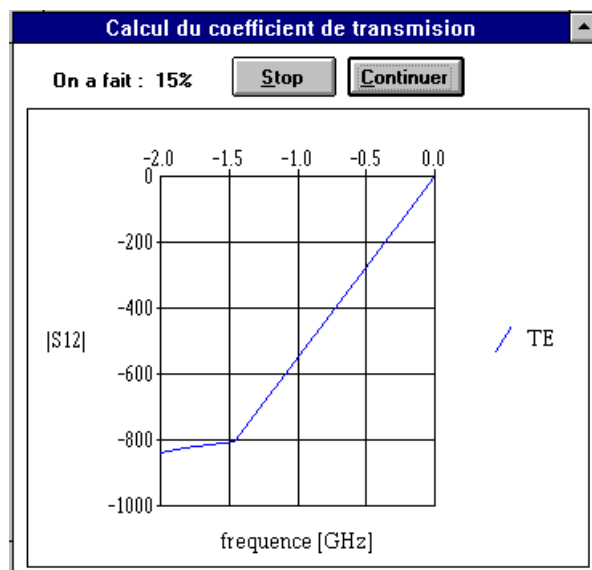
Programul realizat pentru analiza acestor structuri a fost realizat în Visual Basic 3.0, și a rulat pe sistemul de operare Windows 3.11 disponibil la acea dată. Se prezintă în continuare fereastra principală a programului utilizat pentru calcularea coeficientului de transmisie. Ca în orice program vizual, alegerea parametrilor se face foarte ușor de către utilizator.



Se pot alege mai multe moduri de lucru, la nivelul atins în acel moment de sistemele de calcul (analizele au fost făcute pe un calculator 80486 / 33 MHz / 4M RAM) analizele durând deseori mai mult de 8 ore. Există posibilitatea rulării automate pentru mai multe frecvențe sau pentru diferite dimensiuni ale structurilor.



Pe parcursul analizei se putea urmări în mod graphic, în timp real procesul de convergență, în scopul opririi unei analize cu durată mare dacă se observa o comportare anormală a sa.



Programul conține peste 1500 de linii de program și s-a bucurat de un real succes în laboratorul GRE din cadrul ENSEEIHT.

### **Metoda TLM**

Pentru această aplicație s-a ales realizarea programului în C, în Borland C++ Builder dar fără interfață vizuală. Motivul care a stat la baza acestei alegeri este că acest program face parte dintr-un proiect de realizare a unui portal de radiofrecvență, în curs de realizare la adresa <http://rf-opto.etc.tuiasi.ro>

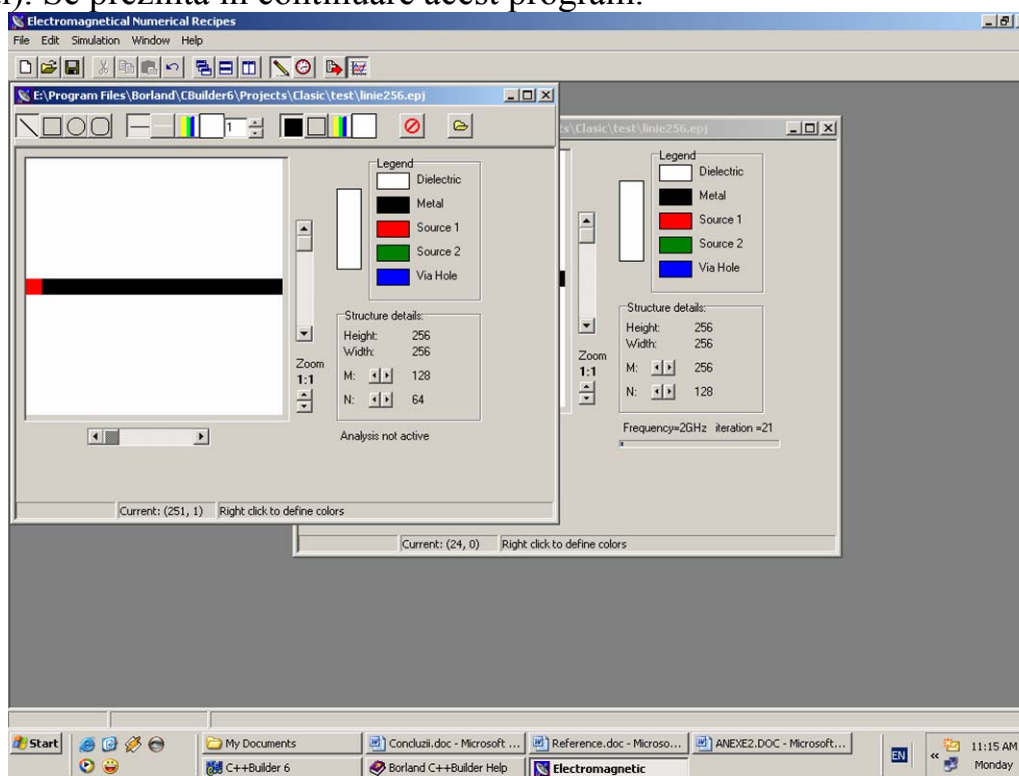
Realizarea programului fără interfață vizuală permite compilarea lui facilă pe sistemul de operare cu care este dotat server-ul (Linux în acest caz) și posibilitatea lansării sale în execuție prin intermediul Internet-ului.

Programul își citește datele de intrare de pe disc, dintr-un fișier text, și scrie rezultatele în același mod. Este în curs de realizare o pagină pe server care să controleze acest program.

### Metoda iterativă (FWCIP)

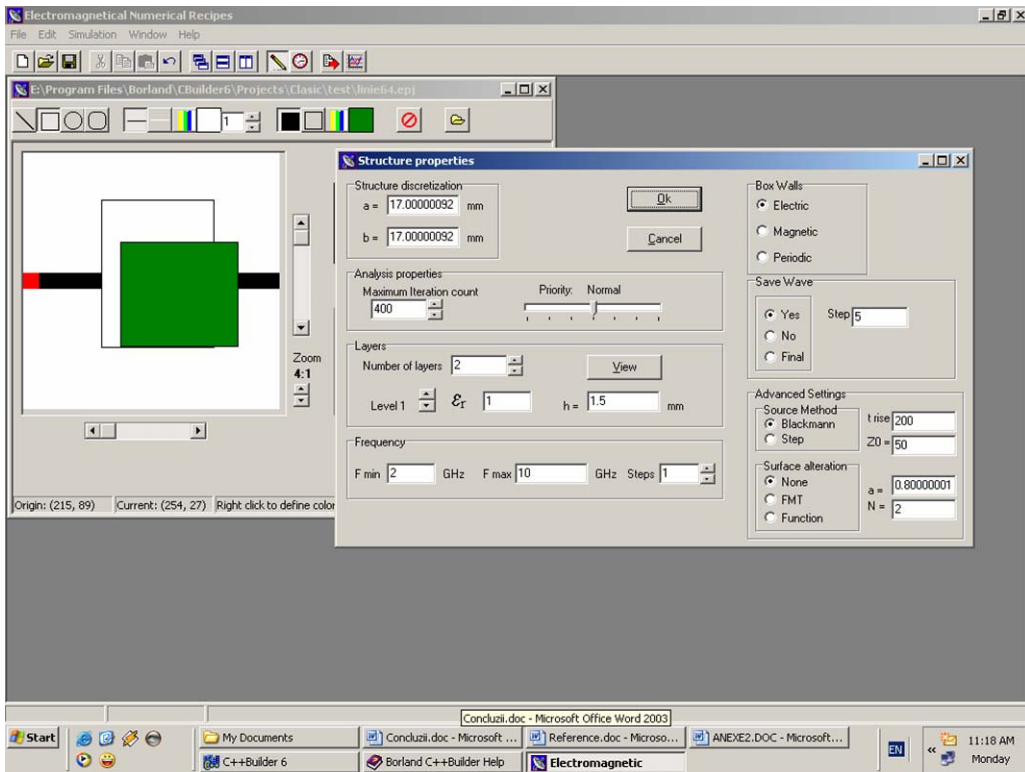
Pentru acest program s-a ales realizarea unui program complet, de sine statător. Dacă în cazul metodei lui Galerkin se puteau de asemenea introduce datele în mod grafic, reprezentarea rezultatelor, așa cum apar ele în capitolul VI, s-a realizat cu ajutorul unor programe externe (Matlab în acest caz), ceea ce facea greoi accesul la rezultate.

Pentru metoda momentelor a fost realizat un proiect ambițios, **Electromagnetic**. Acesta permite analiza simultană a mai multor structuri, conține un editor vizual pentru desenarea structurilor și un modul de reprezentare grafică integrat. Realizarea s-a făcut în Borland C++ Builder (momentan versiunea curentă este 6.0) și este un program pe 32 de biți, eficient, capabil să ruleze la capacitate maximă pe sistemele de operare moderne. Nu se poate observa în timp real convergența soluției (aceasta este o limitare a metodei iterative care află câmpurile doar la terminarea procesului). În schimb există control total asupra fiecărei analize în parte (poate fi oprită, repornită sau anulată, se observă progresul în timp real). Se prezintă în continuare acest program.



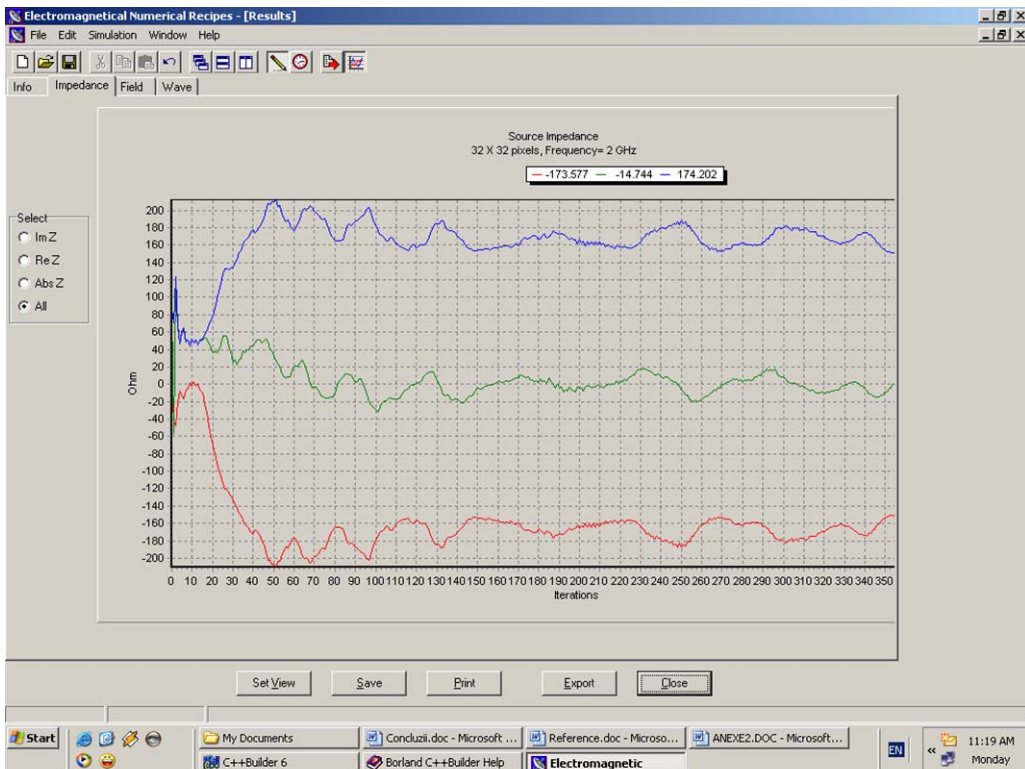
Programul este realizat în tehnologia MDI (Multiple Document Interface), și poate avea deschise simultan mai multe ferestre permițând utilizatorului să continue lucrul în timp ce o analiză este realizată. Se observă cum se poate realiza modificarea unei structuri în timp ce o altă analiză rulează în fundal.

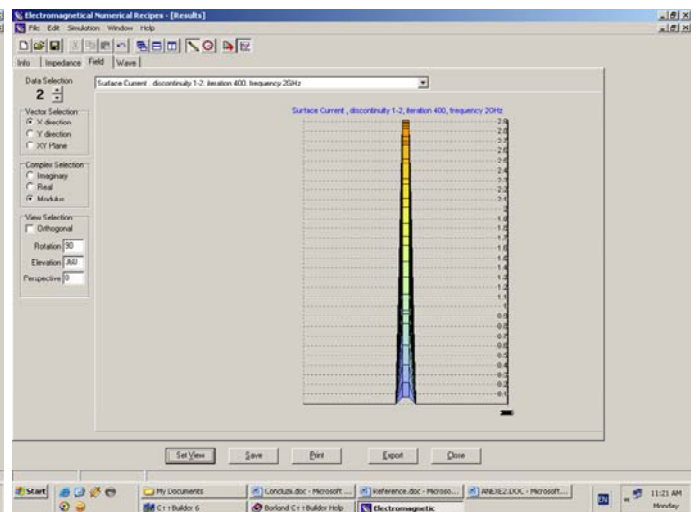
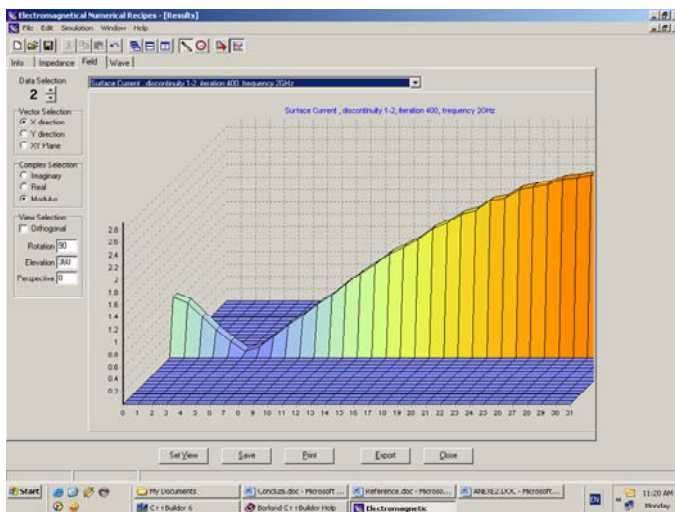
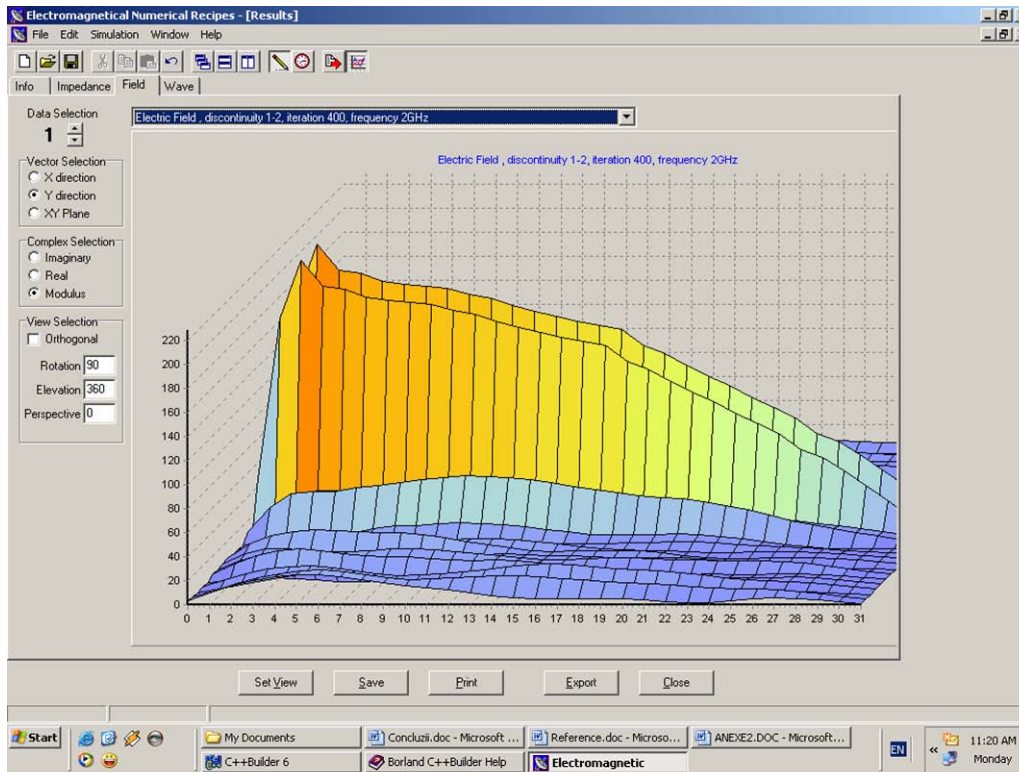




Caracteristicile analizei se introduc vizual. Aceste caracteristici, împreună cu structura desenată și cu rezultatele analizelor se salvează într-o structura ordonată, tip proiect, pentru acces facil ulterior la rezultate.

O îmbunătățire semnificativă este modul de prezentare a rezultatelor, sub formă grafică.





Se poate reprezenta procesul de convergență, câmpurile electromagnetice obținute (oricare componentă: x,y; parte reală, parte imaginară), forma undelor (pentru estimarea importanței efectului de capăt). Afișarea tridimensională a câmpurilor poate fi rotită cu mouse-ul în timp real, sau impusă prin intermediul casetelor de dialog, în scopul alegerii unghiului de vedere optim.

Programul conține în total peste 20.000 de linii de cod și este pregătit pentru a fi distribuit (kit de instalare, detectarea sistemului de operare, etc.)

## **Bibliografie (selectivă)**

- [1] Adve, R.S.; Sarkar, T.K.; Rao, S.M.; Miller, E.K.; Pflug, D.R., „Application of the Cauchy method for extrapolating/interpolating narrowband system responses”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 45, No. 5.2, 1997, pp. 837-845.
- [4] Aubert, H.; Souny, B.; Baudrand, H., „Origin and avoidance of spurious solutions in the transverse resonance method”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, No. 3, 1993, pp. 450-456.
- [5] Azizi M.; Aubert H.; Baudrand H., „A new iterative method for scattering problems”, 1995 European Microwave Conference Proceedings, Vol.1, pp. 255-258.
- [6] Azizi M.; Boussouis M.; Aubert H.; Baudrand H., „A three dimensional analysis of planar discontinuities by an iterative method”, Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 13, No. 6, 1996, pp.372-376.
- [15] Baudrand H., „Introduction au calcul electromagnetique des structures guidantes”, Rotaprint ENSEEIHT, Toulouse 1996.
- [20] **Casian-Botez I.; Damian R.F., „The diffraction of the Electromagnetic Waves on Periodical Metallic Structures”, TTM 96, București, pp.46-51.**
- [22] Chen, Z.; Ney, M.M., „Conversion between the TLM solutions and field solutions”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 42, No. 3, 1994, pp. 529 - 532.
- [30] **Damian R.F., „Diffraction d’une onde par des plots conducteurs periodiques”, Raport de recherche, rotaprint ENSEEIHT Toulouse, 1996.**
- [31] **Damian R.F.; Casian-Botez I.; Alexa D., „An Improved Spectral Estimation For The Transmission Line Matrix Method”, Buletinul Institutului Politehnic din Iași, Tom L(LIV), Fasc.3-4, Secțiunea III, 2004.**
- [32] **Damian R.F.; Casian-Botez I.; Alexa D., „Convergence Improvement In Iterative Methods”, Microwaves, Radar and Remote Sensing 2005, 19-21 septembrie 2005, Kiev, pp. 171-175.**
- [33] **Damian R.F.; Casian-Botez I.; Alexa D., „Microwave Frequencies Spectral Estimation”, Microwaves, Radar and Remote Sensing 2005, 19-21 septembrie 2005, Kiev, pp. 165-170.**
- [34] **Damian R.F.; Casian-Botez I.; Alexa D., „Modified Wave Definition for the Fast Wave Concept Iterative Process”, Buletinul Institutului Politehnic din Iași, trimis spre publicare septembrie 2005.**
- [35] **Damian R.F.; Gându-Găbăroi V.; Poșa C.; Florea M.; „Măsurarea asistată de calculator a parametrilor energiei electrice”, SNRE 2000, Iași, pp. 438-445.**
- [53] Hofer, W.J.R., „The Transmission-Line Matrix Method--Theory and Applications”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 33, No. 10, 1985, pp. 882- 893.
- [59] Jain O.P.; Makios V.; Chudobiak W. J., „Open-End and Edge Effect in Microstrip Transmission Lines”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 20, No. 9, 1972, pp. 626- 628.

- [60] Johns, P.B.; „A Symmetrical Condensed Node for the TLM Method”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 35, No. 4, 1987, pp. 370-377.
- [77] Ming-Ju Tsai; Chinglung Chen; Alexopoulos, N.G.; Tzyy-Sheng Horng, „Multiple arbitrary shape via-hole and air-bridge transitions in multilayered structures”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 44, No. 12, 1996, pp. 2504-2511.
- [81] N’Gongo R.S., „Modelisation electromagnetique des circuits planaires. Application a l’influence du boitier”, Teză de doctorat, ENSEEIHT Toulouse, 1999.
- [87] Pinello, W.P.; Lee, R.; Cangellaris, A.C., „Finite element modeling of electromagnetic wave interactions with periodic dielectric structures”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 42, No. 12, 1994, pp. 2294-2301.
- [89] Press W. H.; Teukolsky S. A.; Vetterling W.T.; Flannery B.P.; „Numerical Recipes in C”, Cambridge University Press, 1995, ISBN 0-521-43108-5.
- [90] Pujol S.;Baudrand H.; Fouad Hanna V.; Dong X., „A New approach of the source method for characterization of planar structures”, EuMC 1991, pp.1015-1020.
- [103] Shung Wu Lee; Jones, W.R.; Campbell, J.J., „Convergence of Numerical Solutions of Iris-Type Discontinuity Problems”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 19, No. 6, 1971, pp. 528- 536.
- [104] Silver S. „Microwave Antenna Theory and Design” McGraw Hill, 1949, MIT Radiation Laboratory Series vol. 12, pp. 16-36, 200-238.
- [108] Swanson D.; Hoefler W.R., „Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation”, Artech House, 2003, ISBN 1-58053-308-6.
- [114] Tsay, W.-J.; Aberle, J.T., „Analysis of a microstrip line terminated with a shorting pin”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 40, No. 4, 1992, pp. 645-651.
- [122] Wane, S.; Bajon, D.; Baudrand, H.; Gamand, P., „A new full-wave hybrid differential-integral approach for the investigation of multilayer structures including nonuniformly doped diffusions”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 53, No. 1, 2005, pp. 200- 214.
- [128] Wills, J.D., „Spectral estimation for the Transmission Line Matrix method”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 38, No. 4, 1990, pp. 448-451.
- [133] Zeid A.; Baudrand H, „Electromagnetic Scattering by Metallic Holes and its Applications in Microwave Circuit Design”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 50, No. 4, 2002, pp. 1198-1206.
- [134] Zeid A.; Baudrand H.; Damian R., „The problems of electromagnetic isolation have been studied by utilizing techniques via holes”, Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS'99), Taipei (Taiwan), 22-26 martie, 1999.**
- [135] Zhiqin Zhao; West, J.C., „Resistive suppression of edge effects in MLFMA scattering from finite conductivity surfaces”, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 53, No. 5, 2005, pp. 1848- 1852.
- [136] „The MEFISTo – 2DTM Workbook”, Faustus Scientific Corporation, 1998.