

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI FIRENZE

FACOLTA' DI INGEGNERIA

DIPARTIMENTO DI ELETTRONICA E

TELECOMUNICAZIONI

DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA INFORMATICA,
MULTIMEDIALITA' E TELECOMUNICAZIONI

Ciclo XXI

TITOLO DELLA TESI:

ANTENNE AD AGILITA' DI POLARIZZAZIONE PER SENSORI RADAR

RELATORI :

Prof. Guido Biffi Gentili

Ing. Laura Pierucci

IL COORDINATORE

Prof. Giacomo Bucci

Autore : Ing. Vasco Tesi

ING/INF-02

31 Dicembre 2008

Indice generale

GLOSSARIO.....	1
INTRODUZIONE.....	2
CAPITOLO 1 – IMPIEGO DEI SISTEMI A DIVERSITA' DI POLARIZZAZIONE.....	3
1.1 SISTEMI RFID.....	3
1.2 COMUNICAZIONI WIRELESS.....	4
1.3 RADAR METEOROLOGICO.....	4
1.4 SYSTEM IDENTIFICATION.....	5
1.5 SICUREZZA.....	6
1.6 POLARIMETRIA RADIOMETRICA.....	6
CAPITOLO 2 – FONDAMENTI TEORICI DELLA POLARIMETRIA.....	7
2.1 POLARIZZAZIONE DI ONDE PIANE.....	7
2.2 FORMALISMO DI JONES.....	12
2.3 PARAMETRI DI STOKES E SFERA DI POINCARÉ.....	12
2.4 EQUAZIONE RADAR.....	15
2.5 MATRICE DI SCATTERING.....	17
2.6 PARAMETRI DI EULERO.....	25
2.7 FIRME POLARIMETRICHE E STATI CARATTERISTICI.....	26
2.8 ESPRESSIONE STATISTICA DELLA POLARIZZAZIONE.....	31
2.9 STRUTTURA DEL RADAR POLARIMETRICO.....	34
2.10 REQUISITI TIPICI DI UN'ANTENNA PER RADAR POLARIMETRICO.....	43
CAPITOLO 3 – ANTENNE AD ARRAY.....	45
3.1 ARRAY UNIFORMI E GRATING LOBES.....	47
3.2 DIRETTIVITA' DELL'ARRAY.....	48
3.3 LOBI LATERALI – TAPERING DELL'ECCITAZIONE.....	49
CAPITOLO 4 – ARRAY A DOPPIA POLARIZZAZIONE:STATO DELL'ARTE.....	52
4.1 ARRAY DI ANTENNE VIVALDI.....	52
4.2 ARRAY DI SLOT SU GUIDA D'ONDA IN ARIA.....	53
4.3 ARRAY DI SLOT SU GUIDA CARICATA.....	54
4.5 SPECIFICHE DI PROGETTO.....	56
4.5 ARRAY DI PATCH A CROCE ALIMENTATI A SLOT.....	57
4.6 ARRAY DI SLOT ALIMENTATE A MICROSTRISCIA.....	58
CAPITOLO 5 – ELEMENTI RADIANTI PLANARI.....	60
5.1 ACCOPPIAMENTO TRA SLOT E MICROSTRISCIA.....	60
5.2 CORRENTE MAGNETICA SULLA SLOT.....	64
5.3 CAMPO LONTANO IRRADIATO DALLA SLOT.....	65
5.4 CAMPO VICINO DELLA SLOT.....	68
5.5 ACCOPPIAMENTO MUTUO TRA SLOT.....	72
5.6 ANTENNE A PATCH.....	74
5.7 MODELLO A LINEA DI TRASMISSIONE DEL PATCH.....	75
5.8 MODELLO A LINEA DI TRASMISSIONE DEL PATCH:RADIAZIONE.....	76
5.9 EFFETTO CAPACITIVO AI BORDI DEL PATCH.....	78
5.10 CAMPO LONTANO DEL PATCH.....	79
5.11 MODELLO A CAVITA' DEL PATCH.....	79
5.12 METODI DI ALIMENTAZIONE DELL'ANTENNA A PATCH AI FINI DELLA PUREZZA DI POLARIZZAZIONE.....	82
5.13 PATCH A CROCE.....	90

CAPITOLO 6 – PROGETTO DI ARRAY POLARIMETRICI	92
6.1 PROGETTO ARRAY DI PATCH SERIALE UNIFORME SU MONOSTRATO..	92
6.2 PROGETTO DI ARRAY UNIFORME A PATCH SERIALI.....	95
6.3 PROGETTO ARRAY DI PATCH CON DIAGRAMMA DI TIPO COSECANTE QUADRA.....	99
6.4 PROGETTO ARRAY DI PATCH CON RETE SERIALE.....	106
6.4.1 PROGETTO ELEMENTO RADIANTE	107
6.4.2. PROGETTO ARRAY UNIFORME DI 8 ELEMENTI.....	109
6.4.3. PROGETTO DELLA RETE DI ALIMENTAZIONE CON MWOFFICE.....	110
6.4.4. OTTIMIZZAZIONE DELLA RETE.....	113
6.4.5. EFFETTO DEGLI ACCOPPIAMENTI MUTUI	114
6.4.6 PROGETTO ARRAY DI 8 ELEMENTI COMPLETO	118
6.5 SLOT CAVITY BACKED COME ELEMENTO RADIANTE.....	122
6.6 SOLUZIONI ALTERNATIVE.....	126
CAPITOLO 7 - CONCLUSIONI FINALI.....	128
BIBLIOGRAFIA.....	129
APPENDICE - LISTATI DEI PROGRAMMI MATLAB.....	134

GLOSSARIO

BSA	Back Scatter Alignment
DFT	Discrete Fourier Transform
EM	Electro Magnetic
EPC	Electronic Product Code
ETSI	European Telecommunication Standard Institute
FIT	Finite Integral Technique
FSA	Forward Scatter Alignment
GPS	Global Positioning System
H	Horizontal polarization
HF	High Frequencies
ISM	Industriale, Scientifico e Medico
LDR	Linear Depolarization Ratio
LHC	Left Hand Circular
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration (USA)
OTH	Over The Horizon
PRF	Pulse Repetition Frequency
PRI	Pulse Repetition Interval
RADAR	Radio Detection and Ranging
RCS	Radar Cross Section
RF	Radio Frequency
RFID	Radio Frequency Identification
RHC	Right Hand Circular
RLSA	Radial Line Slot Array
RML	Radiating Matched Load
SU (2)	Special Unitary Group (2)
TEM	Transverse Electro Magnetic
TLM	Transmission Line Model
TM	Transverse Magnetic
TX	Transmitter
UHF	Ultra High Frequencies
UWB	Ultra Wide Band
V	Vertical polarization
VHF	Very High Frequencies
ZDR	Differential Reflectivity

INTRODUZIONE

L'obiettivo della attività di ricerca è lo sviluppo di antenne planari a doppia polarizzazione per impieghi radar di bassa potenza. La massima potenza che l'antenna deve sopportare in trasmissione è dell'ordine del centinaio di Watt con un duty cycle intorno al 10%. L'antenna sarà impiegata in un radar ad agilità di polarizzazione in banda X con frequenza centrale di 9.375 GHz e banda di impiego 200 MHz (9.275 ÷ 9.475 GHz). Nel capitolo 1 si descrivono brevemente alcune importanti applicazioni dei sistemi di antenna a diversità di polarizzazione in vari campi della tecnica.

Nel capitolo 2 si riassumono le basi teoriche della polarizzazione.

Nel capitolo 3 si trattano alcuni elementi di teoria degli array, necessari per gli sviluppi successivi. Nel capitolo 4 si riportano alcune soluzioni tecniche che rappresentano lo stato dell'arte attuale riguardo alle antenne a doppia polarizzazione.

Nel capitolo 5 si introducono alcuni elementi radianti planari e se ne discutono le caratteristiche per la realizzazione di radar polarimetrici.

Nel capitolo 6 si sviluppano alcuni progetti di array planari per impieghi polarimetrici a bassa potenza.

CAPITOLO 1 – IMPIEGO DEI SISTEMI A DIVERSITA' DI POLARIZZAZIONE

In questo breve capitolo si intende fare una breve panoramica di una serie di applicazioni della polarimetria, anche eterogenee rispetto all'argomento principale di questo lavoro, in modo da evidenziare l'importanza che hanno gli aspetti polarimetrici in svariate discipline della tecnica.

1.1 SISTEMI RFID

La tecnologia RFID (Radio Frequency Identification) [1] permette il riconoscimento degli oggetti a distanza tramite collegamento wireless. Gli oggetti in generale sono identificabili tramite una etichetta (*tag*). Nella terminologia RFID, un tag è una etichetta con capacità di collegamento RF. L'impatto previsto per questa tecnologia è elevato: nei prossimi anni la tecnologia RFID sarà sempre più pervasiva. Moltissime aziende useranno l'RFID in produzione (es. catene di montaggio) o nei processi di logistica (es. gestione del supply-chain, gestione del magazzino). In questi contesti, così come in altre applicazioni, come la vendita al dettaglio, i tag RFID sostituiranno i tradizionali codici a barre. Oltre a questi contesti (che possono essere considerati gli ambiti 'classici' di sviluppo dell'RFID), nasceranno nuove applicazioni, legate alla possibilità di effettuare link radio a breve distanza. I tag RFID sono tutti caratterizzati dalla semplicità, dalla miniaturizzazione e dal basso costo. I tag più diffusi saranno quelli passivi a modulazione di back scattering. Essi ricevono dalla portante, proveniente dall'interrogatore, l'energia sufficiente ad autoalimentarsi e quindi a rispondere. Questi tag sono in pratica realizzati tramite un chip e la sua antenna, che può essere stampata su un supporto flessibile; possono quindi essere costruiti con costi bassissimi e in forma di etichetta, oppure inseriti in un supporto con formato carta di credito. La potenza necessaria al tag per diventare operativo è detta potenza di attivazione. Le tecnologie dominanti del futuro saranno in banda UHF: 865 – 960 MHz, e nelle bande ISM a 2.4 GHz e superiori; le caratteristiche salienti sono : basso costo dei tag, distanza di lettura elevata, elevata velocità di lettura, investimenti di grandi aziende multinazionali.

La diversità di polarizzazione gioca un ruolo importante nei sistemi RFID; in UHF generalmente in tags sono dotati di antenna a polarizzazione lineare (per il semplice motivo che altre polarizzazioni condurrebbero a tag di maggiori dimensioni) . Il campo emesso dall'illuminatore o reader ha un andamento molto variabile con un layout “ a groviera” a causa dell'interferenza tra onda diretta e tutte le riflessioni determinate dalle condizioni al contorno dovute all'ambiente. Usare una polarizzazione circolare [3] perciò

aiuta ad aumentare la “densità” di campo : è improbabile che due polarizzazioni tra loro indipendenti creino un minimo di campo elettrico nella stessa zona. Una coppia di patch , ciascuno in polarizzazione lineare e tra loro ortogonali, può implementare un trasponder semi passivo [4]: un patch riceve il segnale trasmesso dal reader e lo ritrasmette modulato e amplificato sulla polarizzazione ortogonale, ottenendo un sistema semplice e di elevata portata.

1.2 COMUNICAZIONI WIRELESS

Le comunicazioni wireless sono sempre più pervasive ; esse esistono dal dopoguerra con i sistemi radiomobili privati analogici (PMR) in dotazione alle forze dell'ordine , e dagli anni '80 come servizi pubblici , con i primi sistemi cellulari analogici in banda UHF a 450 MHz , che poi divennero i sistemi E-TACS in banda 900 MHz e quindi dagli anni '90 con lo sviluppo di GSM , quindi dei sistemi DCS in banda 1800 MHz e ultimamente con i sistemi UMTS di telefonia pubblica ed i sistemi PMR digitali TETRA. Grande importanza e grandissima diffusione quindi hanno avuto le stazioni radio base con le relative antenne , che generalmente vengono installate su torri oppure, nelle città, sui tetti degli edifici più alti. Per migliorare l'affidabilità e la copertura del servizio radio sono state introdotte antenne a diversità spaziale , ovvero sistemi di antenne distanziate tra loro in modo tale che se una antenna si viene a trovare in un minimo di campo del segnale trasmesso dal mobile , l'altra antenna sarà sicuramente fuori dalla zona di minimo. Si può dimostrare che per ottenere un sistema in diversità spaziale efficace, sarebbero necessarie 4 antenne. Un metodo alternativo molto impiegato è la **diversità di polarizzazione [5]**: ogni antenna ha due ingressi / uscite corrispondenti alla trasmissione / ricezione di due onde con polarizzazioni ortogonali (es. H e V oppure $+45^\circ$ e -45°). Questo permette di ottenere dispositivi compatti ed economici che garantiscono comunque un effetto “ diversità” concettualmente simile a quello descritto nel par. 1.1 relativamente ai sistemi RFID.

1.3 RADAR METEOROLOGICO

il radar meteorologico [6] è un dispositivo radio che trasmette, con l'ausilio di grandi antenne paraboliche, un impulso di elevata potenza e breve durata (< 1 ms) e analizza l'impulso di ritorno , come descritto sommariamente nel Par. 2.9. I radar meteorologici

lavorano in bande a partire dalla L fino alle bande del millimetrico. Dall'analisi dell'eco di ritorno si possono trarre informazioni relative alla estensione delle masse nuvolose e alla loro composizione, e quindi alla intensità delle precipitazioni. Dalla misura dello shift Doppler in frequenza dell'eco, è possibile poi avere informazioni sulla velocità del vento nella zona puntata dal fascio di radiazione dell'antenna radar. Fino agli anni 2000, i radar meteorologici lavoravano prevalentemente trasmettendo impulsi a polarizzazione orizzontale. Adesso sono in sviluppo radar polarimetrici che misurano l'eco di ritorno di impulsi in entrambe le polarizzazioni. Di rilevante importanza sono :

- la riflettività differenziale (ZDR) : le gocce d'acqua delle precipitazioni sono di forma sferica nel caso di piccole gocce, e di forma ellissoidale nel caso di grandi gocce. La misura di eco radar varia notevolmente al variare della dimensione delle gocce, anche nell'ipotesi che la quantità di acqua per m^3 della regione illuminata sia la stessa. Misurando la differenza di riflettività in orizzontale e verticale (H e V) si possono ottenere informazioni relative alle dimensioni delle gocce e quindi valutare in maniera più precisa il tipo e l'entità delle precipitazioni.
- Il Linear Depolarization Ratio (LDR) misura il ritorno radar in una polarizzazione quando l'impulso è stato trasmesso nell'altra polarizzazione (ortogonale). Anche questo parametro, misurabile solo con un radar polarimetrico, dà informazioni importanti riguardo al tipo di precipitazione

Inoltre, se si dispone di un radar polarimetrico si possono applicare le tecniche di classificazione dei target descritte nel Cap. 2 e riconoscere alcuni fenomeni di interesse, quali passaggi di stormi di uccelli o di insetti, ricavando informazioni utili su tali fenomeni naturali e depurando da artefatti le misure meteorologiche. Inoltre, è possibile avere informazioni sui depositi di ghiaccio depositati sulle ali dei velivoli.

1.4 SYSTEM IDENTIFICATION

Un problema fondamentale che riceve sostegno dalla teoria polarimetrica è quello della classificazione dei bersagli radar a distanza tramite analisi dell'eco radar. Le tecniche descritte nel Cap. 2 si riferiscono al riconoscimento di certe caratteristiche relative alla “ sagoma” del bersaglio in base a misure polarimetriche ma monocromatiche : si analizza lo scattering sulle due componenti H e V ad una singola frequenza. In realtà l'impulso radar è

a banda larga con durate del μs o inferiori , e certi bersagli sono molto estesi con frequenze naturali di risonanza dell'ordine delle centinaia di MHz. Dunque, analizzando la risposta all'impulso si può ipotizzare di risalire ad alcune proprietà fisiche caratteristiche del bersaglio : questa tecnica si può catalogare tra quelle note come “ system identification “ [7][8][9][10]: dato un sistema di cui si conosce la risposta ad una o più eccitazioni , dalla relazione tra eccitazione e risposta si cerca di risalire alle proprietà e quindi all'identificazione del sistema che ha quel tipo particolare di comportamento.

1.5 SICUREZZA

L'inasprirsi di tutte le misure anti terrorismo e la necessità di effettuare controlli di massa non invasivi , rapidi ed efficaci, ha determinato la necessità di sistemi a microonde per riuscire ad evidenziare la presenza di armi o esplosivi al di là di schermi dielettrici come le pareti di una stanza o i vestiti. Esistono strumenti di imaging estremamente complessi e costosi, ed anche semplici detector che invece hanno semplicemente una funzione di screening rapido. Questi ultimi spesso si basano su metodi polarimetrici [11] [12]. In genere un'arma ha una direzione preferenziale perchè è oblunga; lo scattering dal corpo umano di per se tende ad avere una riflessione simile a quella di uno schermo uniforme: la polarizzazione ad es. circolare destra trasmessa tenderà a dare una risposta prevalente sulla stessa polarizzazione. In presenza di uno scatteratore lineare, esso tenderà a rispondere con due polarizzazioni RHC e LHC di intensità simile, rivelando la presenza dell'arma sotto i vestiti.

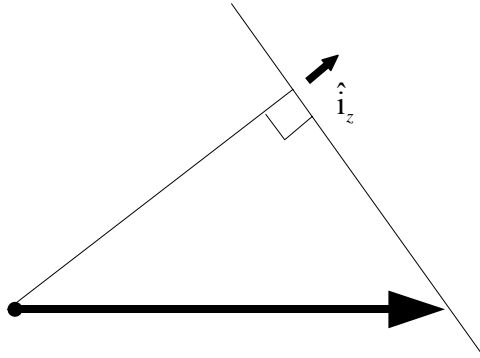
1.6 POLARIMETRIA RADIOMETRICA

nel campo dell'osservazione della Terra tramite remote sensing (da satellite) [13] la radiometria è di estrema importanza perchè dalla misura della temperatura di brillantezza delle regioni osservate si possono estrapolare importanti proprietà fisiche relative ,ad esempio, all'inquinamento, allo stato delle foreste, alla temperatura superficiale del suolo, alle condizioni fisiche di neve e ghiaccio. A differenza delle tecniche radar che sono attive, la radiometria misura l'emissione a microonde di origine termica proveniente dagli oggetti illuminati, in una certa banda. Di particolare importanza per la radiometria polarimetrica è l'osservazione degli oceani, dove dallo scattering differenziale V / H si possono ricavare importanti caratteristiche relative a inquinamento, correnti e moti ondosi.

CAPITOLO 2 – FONDAMENTI TEORICI DELLA POLARIMETRIA

2.1 POLARIZZAZIONE DI ONDE PIANE

Consideriamo una regione spaziale omogenea e priva di cariche e sorgenti; un'onda è detta **piana** se i campi sono funzione della sola distanza del piano dell'onda dall'origine e del tempo.



Si può dimostrare che il campo lontano irradiato da un sistema di sorgenti è sempre localmente rappresentabile come un'onda piana.

Se consideriamo un sistema di coordinate cartesiane la cui direzione z sia coincidente con il versore \hat{i}_z , ed una dipendenza temporale di tipo sinusoidale (un segnale monocromatico) l'equazione d'onda diviene

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} + \omega^2 \epsilon \mu \bar{E} - j\omega\sigma\mu = 0 \quad (2.1)$$

dove E è il campo elettrico, ϵ è la costante dielettrica, μ la permeabilità magnetica e σ la conducibilità del mezzo.

Se vale $\sigma \ll \omega \epsilon$ allora la soluzione della (2.1) è un campo che si propaga senza attenuazione lungo l'asse z:

$$\bar{E} = \bar{E}_0 e^{j(\omega t - kz)}, \quad k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} \quad (2.2)$$

Si può dimostrare che la componente del campo lungo la direzione di propagazione si

annulla ($E_z=0$) direttamente dall'applicazione delle equazioni di Maxwell.

il sistema di riferimento FSA (Forward Scatter Alignment) è caratterizzato dall'aver l'asse z coincidente in direzione e verso con la propagazione.

Nella rappresentazione FSA di un'onda piana il campo ha dunque solo le componenti x e y . In notazione fasoriale , a meno di uno shift temporale irrilevante in termini fisici, i campi trasversi si possono rappresentare tramite le ampiezze delle due componenti x e y ed il loro reciproco sfasamento:

$$\begin{cases} E_x = E_{x0} \\ E_y = E_{y0} e^{j\phi} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_x(t) = E_{x0} \cos(\omega t - kz) \\ E_y(t) = E_{y0} \cos(\omega t - kz + \phi) \end{cases} \quad (2.3)$$

Al variare di $(\omega t - kz)$ il vettore di campo E percorre un traiettoria la cui equazione si può determinare tramite eliminazione di tale parametro nelle (2.3) , e che in generale è una ellisse. L'equazione dell'ellisse è [16]

$$\left(\frac{E_x}{E_{x0}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{y0}}\right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{E_{x0} E_{y0}} \cos \phi = \sin^2 \phi \quad (2.4)$$

Questa equazione descrive una ellisse con assi in generale non coincidenti con il riferimento x , y rispetto al quale sono espresse le (2.3).

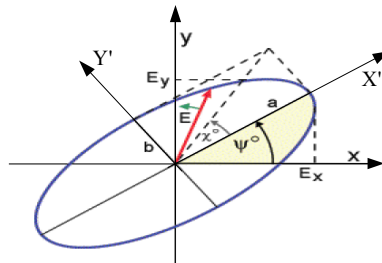


Fig. 2.1- ellisse di polarizzazione

Per trovare l'angolo ψ tra l'asse x e la direzione dell'asse maggiore dell'ellisse, si effettua

una trasformazione di coordinate da x, y a x', y' come indicato in fig. 2.1 tramite la rotazione :

$$\begin{aligned}x &= x' \cos \psi - y' \sin \psi \\y &= x' \sin \psi + y' \cos \psi\end{aligned}$$

Effettuando la trasformazione in modo da esprimere l'equazione dell'ellisse nel sistema di coordinate x', y' , i nuovi assi coincidono con gli assi dell'ellisse quando si annullano i termini incrociati ($x'y'$); con questo criterio si trova :

$$\tan 2\psi = \frac{E_{x0} E_{y0} \cos \phi}{E_{x0}^2 - E_{y0}^2} \quad (2.5)$$

l'angolo ψ univocamente determinato dalla (2.5) è detto **angolo di orientazione**. Esso si definisce come l'angolo formato tra l'asse E_x e l'asse maggiore dell'ellisse, e si può considerare $0 < \psi < \pi$ senza perdita di generalità.

Un altro angolo generalmente impiegato nella descrizione dell'ellisse di polarizzazione è

$$\chi = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (2.6)$$

dove b ed a sono rispettivamente l'asse minore e l'asse maggiore (fig. 2.1); χ è detto **angolo di eccentricità** e varia da $-\pi/4$ a $+\pi/4$ essendo $|b| < |a|$. La descrizione della traiettoria compiuta dal vettore di campo sul piano trasverso alla propagazione è detta “**stato di polarizzazione**”. A parte un fattore di scala legato all'intensità del campo elettrico, lo stato di polarizzazione è completamente definito da χ e ψ .

Un caso speciale di particolare importanza pratica è lo stato di **polarizzazione lineare** che si ha quando lo sfasamento $\Phi=0$. In tali condizioni la traiettoria ellittica degenera in una

retta di equazione $E_y(t) = \frac{E_{y0}}{E_{x0}} E_x(t)$.

I due casi in cui il campo abbia solo una componente sugli assi cartesiani ($E_x = 0$ oppure

$E_y = 0$) rappresenta anch'esso una polarizzazione lineare.

Possiamo dunque considerare un qualunque di polarizzazione come una combinazione lineare di due polarizzazioni lineari sui due assi cartesiani.

Il prodotto scalare tra due stati di polarizzazione U e V può essere definito in termini di potenza incrociata:

$$P(\bar{U}, \bar{V}) = \langle \bar{U}^{*T}, \bar{V} \rangle \quad (2.7)$$

dove l'apice $*$ indica il complesso coniugato e T il trasposto. \hat{i}_x ed \hat{i}_y formano una base ortonormale rispetto al prodotto scalare definito in (2.7).

Partendo da due polarizzazioni lineari tra loro indipendenti, rispettivamente sui due assi x e y , è possibile dunque tramite una loro opportuna combinazione lineare generare uno stato di polarizzazione arbitraria.

Una base ortonormale alternativa ad \hat{i}_x ed \hat{i}_y è

$$\begin{cases} \hat{u} = \frac{\hat{i}_x + j\hat{i}_y}{\sqrt{2}} \\ \hat{v} = \frac{\hat{i}_x - j\hat{i}_y}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (2.8)$$

\hat{u} e \hat{v} sono infatti ortogonali e di norma unitaria. \hat{u} rappresenta uno stato di polarizzazione per cui, riferendosi alle (2.3), $E_{x0} = E_{y0} = E_0 = 1/\sqrt{2}$ e $\Phi = 90^\circ$. In questo stato, il campo descrive un cerchio; guardando nella direzione di propagazione si vede la punta del vettore di campo muoversi in senso orario. \hat{u} rappresenta una **polarizzazione circolare sinistra**.

\hat{v} rappresenta una **polarizzazione circolare destra**; in questo caso guardando nella direzione di propagazione si vede la punta del vettore di campo muoversi in senso antiorario.

In generale la trasmissione o la ricezione di un'onda con polarizzazione arbitraria si effettua

tramite la generazione / ricezione di due componenti indipendenti, a cui corrispondono due antenne, oppure una singola antenna capace di ricevere le due componenti su due canali diversi. Se si usano, ad esempio, due dipoli tra loro ortogonali, essi riceveranno due componenti di polarizzazione su due assi che si possono supporre coincidenti con \hat{i}_x ed \hat{i}_y ; nella letteratura tecnica \hat{i}_x rappresenta la direzione orizzontale (H) ed \hat{i}_y la direzione verticale (V).

Alternativamente, se a titolo di esempio si usano due antenne a patch in polarizzazione circolare, una destra e l'altra sinistra, esse ricevono due componenti di polarizzazione indipendenti, e misurandole in modulo e fase è possibile determinare lo stato di polarizzazione di un'onda piana incidente sui patch.

2.2 FORMALISMO DI JONES

Secondo questa convenzione di rappresentazione, la polarizzazione viene espressa tramite il versore

$$\hat{F} = \frac{1}{\sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

la norma di F è unitaria in base alla definizione di prodotto scalare data dalla (2.7).

In questo formalismo la polarizzazione è espressa tramite numeri complessi; dal punto di vista fisico misurare la polarizzazione tramite questo formalismo equivale ad effettuare misure di grandezze elettriche in modulo e fase.

Nella tabella 2.1 sono rappresentati in questa notazione alcuni stati di polarizzazione.

Pol.	Lineare H - $\theta=0^\circ$	Lineare V- $\theta=90^\circ$	Lineare $\theta=+45^\circ$	Lineare $\theta=-45^\circ$	RHC	LHC
$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}$



Tab. 2.1- Stati di polarizzazione con il formalismo di Jones

2.3 PARAMETRI DI STOKES E SFERA DI POINCARÉ

Una rappresentazione alternativa a quella di Jones è data dai parametri di Stokes. Questa rappresentazione è nata in ambito ottico dove è possibile solo fare misure di ampiezza (ovvero intensità di segnale) e usare solo filtri polarizzatori, che fanno passare solo la luce polarizzata in una direzione.

I parametri di Stokes sono così definiti [14]:

$$\begin{cases} s_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 = E_{x0}^2 + E_{y0}^2 \\ s_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 = E_{x0}^2 - E_{y0}^2 \\ s_2 = E_x^* E_y + E_x E_y^* = 2\Re(E_x^* E_y) = 2E_{x0} E_{y0} \cos \phi \\ s_3 = j(E_x E_y^* - E_x^* E_y) = 2\Im(E_x^* E_y) = 2E_{x0} E_{y0} \sin \phi \end{cases} \quad (2.10)$$

si può dimostrare dalle (2.10) che

$$s_0^2 = s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 \quad (2.11)$$

La relazione (2.11) vale per un'onda piana monocromatica in condizioni stazionarie. Come visto nel par. 2.1, la polarizzazione si esprime con 3 parametri : $E_{x0}, E_{y0},$ e φ . Nel caso statistico tale relazione viene sostituita con una disuguaglianza di cui la (2.11) è un caso particolare.

Con Stokes tali parametri divengono le tre grandezze $s_1, s_2,$ ed s_3 normalizzate rispetto ad s_0 .

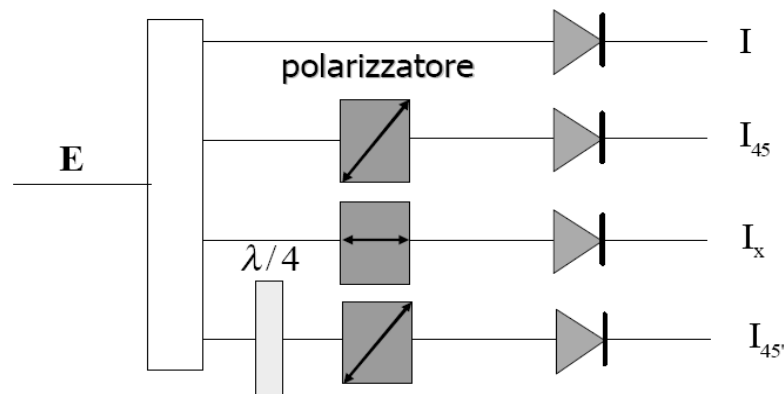


Fig. 2.2 – Misura dei parametri di Stokes

Il dispositivo in fig. 2.2 misura l'intensità della radiazione totale I e delle tre componenti in polarizzazione rispettivamente orizzontale I_x , a $+45^\circ$ I_{45} , e a -45° $I_{45'}$.

Le uscite sono legate a $s_1, s_2,$ ed s_3 dalle relazioni:

$$\begin{cases} s_1 = 2I_x - I \\ s_2 = 2I_{45} - I \\ s_3 = I - 2I_{45'} \end{cases} \quad (2.12)$$

lo stato di polarizzazione si definisce in base ai parametri normalizzati:

$$\hat{s} = \begin{pmatrix} s_1/s_0 \\ s_2/s_0 \\ s_3/s_0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

\hat{s} ha modulo unitario in base alle (2.11).

Si può dimostrare che la polarizzazione espressa con il formalismo di Jones è legata ai parametri di Stokes da:

$$\hat{s}_i = \hat{F}^* \sigma_i \hat{F} \quad (2.14)$$

dove le σ_i sono le matrici di Pauli:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Pol.	Lineare H - $\theta=0^\circ$	Lineare V- $\theta=90^\circ$	Lineare $\theta=+45^\circ$	Lineare $\theta=-45^\circ$	RHC	LHC
$\begin{pmatrix} s_{1n} \\ s_{2n} \\ s_{3n} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

Tab. 2.2 – rappresentazione della polarizzazione con i parametri di Stokes

Se si rappresentano i parametri di Stokes in un sistema cartesiano ortogonale con gli assi coincidenti con $s_1, s_2,$ ed s_3 , tutti gli stati di polarizzazione stanno su una sfera di raggio unitario denominata sfera di Poincaré :

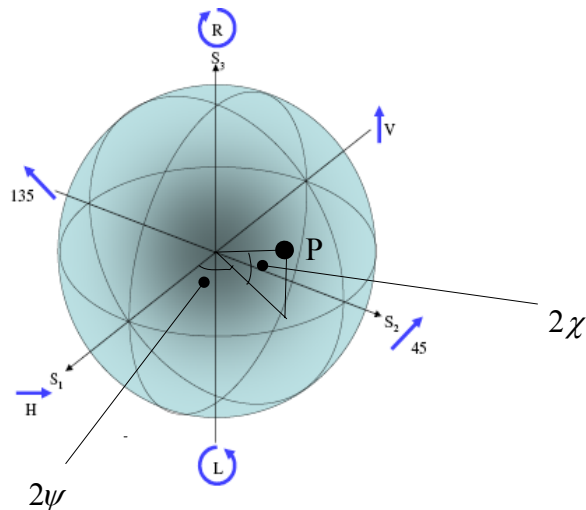
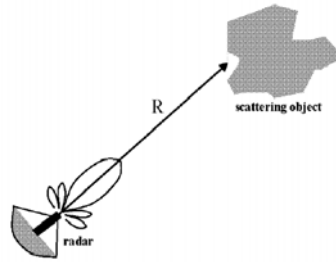


Fig. 2.2-Sfera di Poincarè

Come si vede anche dalla Tabella 2.2, gli stati di polarizzazione tra loro ortogonali sono punti opposti sulla sfera di Poincarè. A parte un fattore di scala, e riferendosi ad un sistema di coordinate polari, la latitudine (elevazione) di un punto P sulla sfera di Poincarè è uguale al doppio dell'angolo di ellitticità χ , e la longitudine (azimuth) è uguale al doppio dell'angolo di orientazione ψ . Quindi, qualunque punto sul piano equatoriale $s_1 s_2$ rappresenta una polarizzazione lineare perchè sull'equatore $\chi=0$ e l'ellisse degenera in un segmento di retta, mentre le due polarizzazioni LHC e RHC sono due punti, rispettivamente il polo Sud ed il polo Nord, gli unici di tutta la sfera per i quali $2\chi=90^\circ$ e quindi i due semiassi sono uguali.

2.4 EQUAZIONE RADAR

la relazione tra potenza incidente e potenza scatterata da un bersaglio, supponendo di avere un'antenna radar che trasmette e riceve su una singola polarizzazione, è determinata da un parametro noto come **sezione radar efficace** (RCS) e generalmente rappresentato in letteratura con il simbolo σ .



La RCS di un oggetto (o bersaglio) è definita come un'area equivalente che intercetta una quantità di potenza, proveniente dal trasmettitore radar, tale che se scatterata isotropicamente produce all'ingresso del ricevitore una potenza uguale a quella del bersaglio reale.

Se W_i è la potenza incidente sul bersaglio ed R la distanza tra trasmettitore e bersaglio, allora se la potenza intercettata è W_s e viene ritrasmessa isotropicamente, allora al ricevitore la densità di potenza sarà $W_s/(4\pi R^2)$. Quindi

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} \left(4\pi R^2 \frac{W_s}{W_i} \right) \quad (2.16)$$

consideriamo il caso **monostatico** ovvero l'antenna di ricezione e di trasmissione sono situate nella medesima locazione fisica. La densità di potenza incidente sul bersaglio è

$$W_i = \frac{P_T G}{4\pi R^2} \quad (2.17)$$

dove P_T è la potenza trasmessa dal radar e G il guadagno dell'antenna trasmittente in direzione del bersaglio. La potenza ricevuta è

$$P_R = W_i \frac{\sigma}{4\pi R^2} A_R = \frac{P_T G}{4\pi R^2} \frac{\sigma}{4\pi R^2} \frac{\lambda^2}{4\pi} G = \frac{P_T G^2 \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \quad (2.18)$$

σ ha le dimensioni di un'area e quantifica in termini di area la capacità del bersaglio di riflettere l'onda proveniente dal trasmettitore radar.

La sezione radar efficace dipende da molti parametri , ovvero:

- frequenza di lavoro

- polarizzazione dell'onda incidente
- struttura geometrica del bersaglio
- Caratteristiche dielettriche del bersaglio
- Orientazione del bersaglio rispetto all'antenna radar

Una rappresentazione alternativa impiega un **coefficiente di scattering** S ottenuto esprimendo W_i e W_s in termini dei rispettivi campi \bar{E}_i ed \bar{E}_s

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} \left(4\pi R^2 \frac{W_s}{W_i} \right) = \lim_{R \rightarrow \infty} \left(4\pi R^2 \frac{|\bar{E}_s|^2}{|\bar{E}_i|^2} \right) \Rightarrow \sigma = 4\pi |S|^2 \quad (2.19)$$

il coefficiente S è riferito al bersaglio sul piano di scattering : \bar{E}_i è misurato sul piano del bersaglio, ed \bar{E}_s è misurato al ricevitore, ma riportato sul piano del bersaglio tramite moltiplicazione per R^2 . Il coefficiente così definito è il caso particolare a polarizzazione singola (monodimensionale) della matrice di scattering definita nel prossimo paragrafo.

2.5 MATRICE DI SCATTERING

Un radar polarimetrico è un dispositivo dotato di due antenne che trasmettono due segnali, che per semplicità qui si suppongono monocromatici, con polarizzazioni tra loro ortogonali. Alternativamente, il radar può essere dotato di un'antenna singola a doppia polarizzazione. Ciascuna delle due onde interagisce con il bersaglio situato in campo lontano, e scattera un'onda il cui stato di polarizzazione può essere espresso come combinazione lineare di due componenti : la cosiddetta copolare (cioè codirezionale con la polarizzazione trasmessa) e la crosspolare (ortogonale alla polarizzazione trasmessa).

Quindi si può esprimere il campo scatterato \bar{E}_s come

$$\bar{E}_s = \frac{e^{jkR}}{R} S \bar{E}_T \quad (2.20)$$

$$S = \begin{pmatrix} S_{xx} & S_{xy} \\ S_{yx} & S_{yy} \end{pmatrix}$$

nella (2.20) i vettori \bar{E}_S ed \bar{E}_T (campo trasmesso) sono espressi nelle due componenti di polarizzazione secondo il formalismo di Jones e non come vettori di campo ; è per questo che hanno dimensione 2 . x e y come pedici sono componenti di una base ortonormale; spesso, nella pratica, sono H e V , polarizzazione orizzontale e verticale.

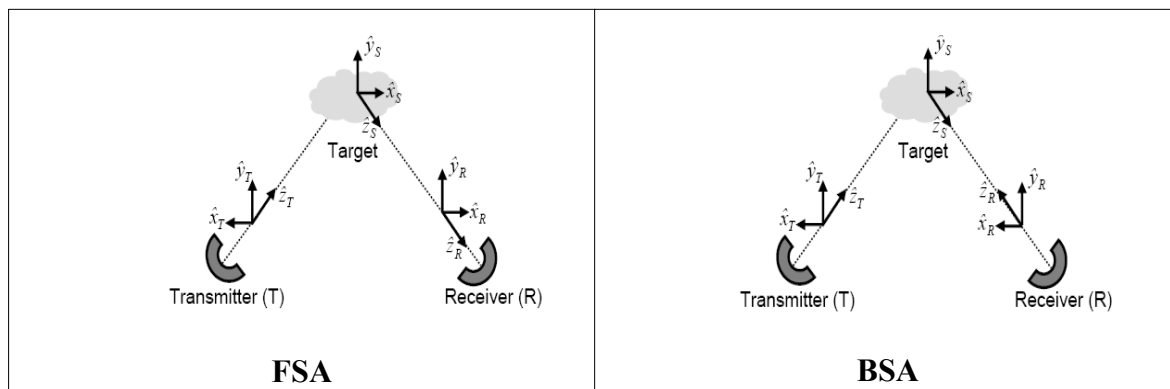


Fig. 2.3 – Sistemi di riferimento FSA e BSA

I sistemi di riferimento della polarizzazione trasmessa e scatterata sono schematizzati in Fig. 2.3, che rappresenta il caso **bistatico**, ovvero quello in cui le antenne di trasmissione e di ricezione sono situate in posizioni diverse. In Fig. 2.3 si è usato il caso bistatico per facilità di rappresentazione; in realtà in questo lavoro si limita l'analisi al caso **monostatico**, ovvero quello in cui le due antenne sono situate nella medesima posizione.

Nel sistema FSA o Forward Scattering Alignment l'asse z è sempre nella direzione di propagazione. Essendo il sistema caratterizzato da una terna di versori destrorsa ($\hat{i}_x \times \hat{i}_y = \hat{i}_z$) le componenti di polarizzazione subiscono una inversione di fase nel passaggio dall'onda incidente a quella scatterata, a causa del cambiamento di direzione.

Il sistema FSA è usato prevalentemente nel campo dell'ottica, dove la matrice di scattering viene denominata **matrice di Jones**.

In campo radar si usa prevalentemente il sistema BSA , o Back Scattering Alignment, in cui l'asse z è diretto verso il bersaglio sia per l'onda scatterata che per quella trasmessa.

Nel sistema BSA la matrice di scattering è detta **matrice di Sinclair**.

Nella maggioranza dei casi il bersaglio è uno scatteratore reciproco, cioè nel caso

monostatico la funzione di trasferimento tra campo trasmesso in una polarizzazione e campo ricevuto nella corrispondente polarizzazione ortogonale non cambia se si scambiano tra loro causa ed effetto, ovvero **per il caso monostatico** nel sistema BSA vale :

$$S_{XY}(BSA) = S_{YX}(BSA) \quad (2.21)$$

mentre per il sistema FSA vale $S_{XY} = -S_{YX}$. Possiamo schematicamente rappresentare la matrice di Sinclair come:

$$\begin{aligned} S &= \frac{e^{-jkr}}{r} \begin{pmatrix} S_{XX} & S_{XY} \\ S_{XY} & S_{YY} \end{pmatrix} = \frac{e^{-jkr}}{r} \begin{pmatrix} |S_{XX}| e^{j\varphi_{XX}} & |S_{XY}| e^{j\varphi_{XY}} \\ |S_{XY}| e^{j\varphi_{XY}} & |S_{YY}| e^{j\varphi_{YY}} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{e^{-jkr} e^{j\varphi_{XX}}}{r} \begin{pmatrix} |S_{XX}| & |S_{XY}| e^{j(\varphi_{XY} - \varphi_{XX})} \\ |S_{XY}| e^{j(\varphi_{XY} - \varphi_{XX})} & |S_{YY}| e^{j(\varphi_{YY} - \varphi_{XX})} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Dalla (2.22) si vede che, a parte un fattore di fase assoluto che non ha importanza fisica, i parametri indipendenti della matrice di Sinclair nel caso monostatico sono 5 : 3 ampiezze e 2 fasi.

Appare quindi molto importante cercare di esprimere i parametri della matrice di Sinclair in una forma che si possa correlare ad aspetti fisici caratteristici del bersaglio.

Luneburg [16] ha investigato l'effetto di una trasformazione di base polarimetrica sull'espressione della matrice di Sinclair, ovvero come varia la rappresentazione della matrice quando si vuole esprimerla usando come base una coppia di polarizzazioni (in generale ellittiche) tra loro ortogonali , diverse da quelle di partenza.

Supponiamo dunque che la relazione (2.20) sia espressa nella base ortonormale \hat{a}_{\parallel} , \hat{a}_{\perp} e che si voglia esprimerla nella nuova base ortonormale costituita da \hat{b}_{\parallel} , \hat{b}_{\perp} .

Consideriamo ad esempio l'espressione del campo trasmesso :

$$\bar{E}_T = c_1 \hat{a}_{\parallel} + c_2 \hat{a}_{\perp} \quad (2.23)$$

Esprimendo gli elementi della nuova base in funzione degli elementi della base di partenza si ottiene:

$$\begin{cases} \hat{a}_{\parallel} = \alpha_{11} \hat{b}_{\parallel} + \alpha_{12} b_{\perp} \\ \hat{a}_{\perp} = \alpha_{21} \hat{b}_{\parallel} + \alpha_{22} b_{\perp} \end{cases} \quad A = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Dalle proprietà di ortogonalità e modulo (norma) di \hat{a}_{\parallel} , \hat{a}_{\perp} è immediato verificare che A è una matrice unitaria, cioè vale $AA^{T*}=I$ dove con A^{T*} si indica la complessa coniugata (*) e trasposta (^T) di A; vale dunque direttamente dalla (2.24)

$$\det(AA^{T*}) = \det(A)\det(A^{T*}) = \det(I) = 1 \quad (2.25)$$

Si può vedere che $\det(A^{T*}) = (\det(A))^*$ e quindi $|\det(A)| = 1$. La trasformazione individuata da A appartiene allo Special Unitary Group SU(2) , formato dalle trasformazioni il cui determinante sta sul cerchio di raggio unitario del piano complesso. Quindi non va confusa con le più ordinarie ed intuitive trasformazioni ortogonali, come ad esempio quelle di rotazione degli assi cartesiani, per le quali la matrice A appartiene al dominio dei numeri reali e per cui vale $\det(A) = 1$.

Ciò premesso, il campo trasmesso si può esprimere nel nuovo sistema \hat{b}_{\parallel} , \hat{b}_{\perp} come

$$\bar{E}_T(\hat{a}_{\parallel}, \hat{a}_{\perp}) = A\bar{E}_T(\hat{b}_{\parallel}, \hat{b}_{\perp}) \quad (2.26)$$

Per quanto il campo scatterato , bisogna osservare che una espressione rigorosa della (2.20) dovrebbe tenere conto della direzione di propagazione. Infatti ad esempio nel caso monostatico due stati di polarizzazione identici, uno riferito al campo scatterato e l'altro riferito al campo trasmesso, sono in realtà diversi perchè uno si propaga nella direzione $+\hat{z}$ e l'altro nella direzione $-\hat{z}$. Luneburg [16] ha proposto l'introduzione dell'operatore “ time reversal” (inversione temporale) per tenere conto nella (2.20) della direzione di

propagazione. Un ragionamento euristico può essere condotto come segue : consideriamo l'espressione (2.3) di un'onda polarizzata che si propaga in direzione $+\hat{z}$ che si può riscrivere in notazione di Jones come:

$$\begin{cases} E_x(t) = \Re e \left\{ E_{x0} e^{j(\omega t - k z + \phi_x)} \right\} \\ E_y(t) = \Re e \left\{ E_{y0} e^{j(\omega t - k z + \phi_y)} \right\} \end{cases} \Rightarrow \bar{E}^+ = \begin{pmatrix} E_{x0} e^{j\phi_x} \\ E_{y0} e^{j\phi_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^+ \\ E_y^+ \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

L'operatore di inversione temporale semplicemente sostituisce (t) con (-t) ed equivale all'osservazione dell'onda scatterata secondo un tempo misurato alla rovescia. Si vuole ora determinare come deve cambiare la (2.27) volendo esprimere esattamente la stessa polarizzazione ma con onda diretta in direzione $-\hat{z}$. Misurando il tempo alla rovescia in effetti la polarizzazione (2.21) in direzione $+\hat{z}$ diviene la corrispondente polarizzazione identica ma viaggiante nella direzione opposta:

$$\begin{cases} E_x(-t) = \Re e \left\{ E_{x0} e^{j(-\omega t - k z + \phi_x)} \right\} = \Re e \left\{ E_x^- e^{j(\omega t + k z)} \right\} \\ E_y(-t) = \Re e \left\{ E_{y0} e^{j(-\omega t - k z + \phi_y)} \right\} = \Re e \left\{ E_y^- e^{j(\omega t + k z)} \right\} \end{cases} \quad (2.28)$$

dal confronto tra le (2.27) e le (2.28) si vede che per esprimere la stessa polarizzazione con due onde che procedono in direzioni opposte deve essere :

$$\bar{E}^- = (\bar{E}^+)^* \quad (2.29)$$

in notazione di Jones quindi i due vettori sono l'uno il coniugato dell'altro. Se dunque si vuole esprimere la (2.20) in un sistema di riferimento omogeneo (quello dell'onda trasmessa) si deve correggerla come : $\bar{E}_S^* = S \bar{E}_T$

Analogamente alle (2.26) si può esprimere il campo scatterato nella nuova base :

$$\bar{E}_S^* (\hat{a}_\parallel, \hat{a}_\perp) = A^* \bar{E}_S^* (\hat{b}_\parallel, \hat{b}_\perp) \quad (2.30)$$

e quindi :

$$\bar{E}_S^*(\hat{a}_\parallel, \hat{a}_\perp) = A^* \bar{E}_S^*(\hat{b}_\parallel, \hat{b}_\perp) = S \bar{E}_T(\hat{a}_\parallel, \hat{a}_\perp) = SA \bar{E}_T(\hat{b}_\parallel, \hat{b}_\perp) \quad (2.31)$$

Infine si trova la relazione che determina il cambiamento di base di S da $\hat{a}_\parallel, \hat{a}_\perp$ a $\hat{b}_\parallel, \hat{b}_\perp$:

$$S(\hat{b}_\parallel, \hat{b}_\perp) = A^T S(\hat{a}_\parallel, \hat{a}_\perp) A \quad (2.32)$$

la (2.32) è detta “ consimilarity transformation”. La (2.32) è una relazione fondamentale che permette di investigare sulla possibilità di cercare tramite cambiamenti di base delle “ direzioni preferenziali” che possano essere di ausilio nella ricerca di informazioni sulle caratteristiche fisiche del bersaglio radar. A tal scopo , Graves [17] ha investigato le proprietà della matrice , che da lui ha preso il nome:

$$G = S^* S = \begin{pmatrix} |S_{XX}|^2 + |S_{XY}|^2 & S_{XX}^* S_{XY} + S_{XY}^* S_{YY} \\ S_{XY}^* S_{XX} + S_{YY}^* S_{XY} & |S_{XY}|^2 + |S_{YY}|^2 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Qui per semplicità di notazione abbiamo usato una base \hat{x}, \hat{y} al posto di $\hat{a}_\parallel, \hat{a}_\perp$. La matrice di Graves per come è costruita è semidefinita positiva ovvero vale $G^T = G^*$. Quindi essa è diagonalizzabile ovvero esiste una coppia univoca di autovalori soluzioni dell'equazione $(G - \lambda I) \bar{X} = 0$.

Gli autovalori dell'equazione caratteristica si possono esprimere come:

$$\lambda_{1,2} = \frac{\text{tr}(G) \pm \sqrt{\text{tr}^2(G) - 4 \det(G)}}{2} \quad (2.34)$$

dove $\text{tr}(G)$ è la traccia di G, ovvero la somma degli elementi della diagonale principale.

Gli autovalori sono :

$$\hat{X}_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left| \frac{\lambda_{1,2} - G_{11}}{G_{12}} \right|^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\lambda_{1,2} - G_{11}}{G_{12}} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Lo stesso procedimento non si può estendere direttamente alla matrice S; nell'ipotesi che S sia simmetrica, come nel caso in esame di caso monostatico e target reciproco, si può applicare un procedimento detto di **con-diagonalizzazione** sviluppato da Takagi [18] ed applicato nel campo della polarimetria radar da Kennaugh [19] [20] e da Huynen [21]. Si può dimostrare che sotto le ipotesi di cui sopra la matrice S ammette dei **con- autovalori** che soddisfano l'equazione caratteristica:

$$S \hat{X} = \lambda \hat{X}^* \quad (2.36)$$

la coppia di autovettori $\hat{X}_{1,2}$ trovati con la (2.35) sono autovettori anche per la (2.36); ma se si considera un qualunque vettore $\hat{X}' = \hat{X} e^{j\alpha}$ vale

$$S(\hat{X} e^{j\alpha}) = e^{j\alpha} S \hat{X} = e^{2j\alpha} \lambda (\hat{X}^* e^{-j\alpha}) = e^{2j\alpha} \lambda (\hat{X} e^{j\alpha})^* \quad (2.37)$$

quindi \hat{X}' con il parametro α arbitrario è ancora soluzione della (2.36); quindi una espressione generale per i con-autovettori di S è :

$$\hat{x}_{1,2} = \frac{e^{j\alpha}}{\sqrt{1 + \left| \frac{\lambda_{1,2} - G_{11}}{G_{12}} \right|^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\lambda_{1,2} - G_{11}}{G_{12}} \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

seguendo questo procedimento si arriva (Kennaugh [19] e Huynen [21]) alla diagonalizzazione della matrice S secondo la seguente espressione:

$$S(\hat{x}, \hat{y}) = R(\varphi_m) T(\tau_m) S_D(\hat{x}_1, \hat{x}_2) T(\tau_m) R(-\varphi_m) \quad (2.39)$$

dove (\hat{x}_1, \hat{x}_2) è la nuova base ortonormale costituita dai con-autovettori (2.38),

$$R(\varphi_m) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_m) & -\sin(\varphi_m) \\ \sin(\varphi_m) & \cos(\varphi_m) \end{pmatrix} T(\tau_m) = \begin{pmatrix} \cos(\tau_m) & j \sin(\tau_m) \\ j \sin(\tau_m) & \cos(\tau_m) \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

e la matrice S_D è la matrice di scattering diagonalizzata :

$$S_D = m \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \tan^2 \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-j\nu} & 0 \\ 0 & e^{j\nu} \end{pmatrix} e^{j\xi} \quad (2.36) \quad (2.41)$$

Quindi nel riferimento dato da (\hat{x}_1, \hat{x}_2) la matrice di scattering, tramite la trasformazione di consimilarità unitaria (2.34), diviene una matrice diagonale.

Il parametro ξ in (2.36) è una fase assoluta ed è il corrispettivo della fase assoluta di cui alla (2.16); pertanto non ha importanza fisica nella caratterizzazione del bersaglio.

Il parametro ν in (2.36) è equivalente al parametro α in (2.33) ed è legato alla indeterminazione di fase associata al processo di con-diagonalizzazione.

Il parametro in (2.35) φ_m è legato ad una rotazione di assi, espressa da $R(\varphi_m)$, mentre il parametro τ_m è legato ad una trasformazione comunque unitaria $T(\tau_m)$ ma espressa nel dominio dei numeri complessi.

Il parametro m in (2.36) esprime il valore assoluto degli autovalori, mentre il parametro γ è legato alla differenza tra di essi.

2.6 PARAMETRI DI EULERO

In base alle (2.35) e (2.36) , i parametri caratteristici del bersaglio radar sono 5 (a parte una fase assoluta ξ legata al ritardo di propagazione) : $\{ \mathbf{m}, \varphi_m, \tau_m, \nu, \gamma \}$.

	<p>φ_m rappresenta l'angolo di orientazione del bersaglio e $R(\varphi_m)$ è la trasformazione di rotazione necessaria per trovare gli “ assi principali” , ovvero quelli corrispondenti alle direzioni dei con-autovettori (\hat{x}_1, \hat{x}_2) .</p>
	<p>τ_m è detto angolo di elicità . La trasformazione (2.34) è sempre possibile per un bersaglio reciproco; però essa rappresenta una rotazione rigida degli assi solo quando $\tau_m = 0$. In particolare, ciò avviene per bersagli che hanno un asse di simmetria nel piano ortogonale alla direzione di incidenza del fascio radar.</p>
	<p>ν è detto angolo di salto : esso è legato alle riflessioni interne al bersaglio e vale $-45^\circ < \nu < 45^\circ$</p>
	<p>\mathbf{m} è la sezione radar efficace più elevata che il bersaglio possa assumere al variare della polarizzazione dell'onda incidente su di esso</p>
	<p>γ è detto angolo di polarizzabilità ; dalle (2.36) risulta che i due con-autovalori sono $\lambda_1 = m e^{j(\xi-\nu)}$ e $\lambda_2 = m \tan^2(\gamma) e^{j(\xi+\nu)}$. quindi, assunto \mathbf{m} come il modulo dell'autovalore massimo, risulta $\lambda_1 > \lambda_2$ e $0 < \gamma < 45^\circ$.</p>

2.7 FIRME POLARIMETRICHE E STATI CARATTERISTICI

Uno stato di polarizzazione arbitrario si può esprimere tramite il vettore di Jones in notazione complessa (due ampiezze e uno sfasamento); se consideriamo la polarizzazione espressa tramite un versore, i parametri della rappresentazione di Jones si riducono a due, e lo stato di polarizzazione si può esprimere tramite grandezze scalari usando la sfera di Poincarè. Consideriamo adesso una base ortonormale , es. polarizzazione verticale (V) e orizzontale (H).

in notazione di Jones la relazione tra il campo incidente \bar{E}_i e quello scatterato \bar{E}_s si esprime attraverso la matrice di scattering come: $\bar{E}_s = \exp(-jkR) S \bar{E}_i / R$. Se sostituiamo ad \bar{E}_i un versore \hat{a} la relazione diviene

$$\bar{A}_s = \frac{e^{-jkR}}{R} S \hat{a} \quad (2.42)$$

che è adimensionale. Vogliamo stabilire qual è il ritorno radar al variare dello stato di polarizzazione arbitrario rappresentato da \hat{a} . Il termine $\exp(-jkR)/R$ è invariante al variare dello stato di polarizzazione e pertanto si può esprimere come una costante C.

Il segnale ricevuto usando in ricezione la polarizzazione arbitraria \hat{b} è determinato tramite il calcolo della componente di \bar{A}_s nella direzione di \hat{b} tramite il prodotto scalare (2.7); nel prodotto si tiene conto del fatto che le due direzioni di propagazione sono diverse tramite la coniugazione $\hat{b} \rightarrow \hat{b}^*$.

Quindi il segnale ricevuto

$$S = P(\hat{a}, \bar{A}_s) = \left\langle \left[\left(\hat{b} \right)^* \right]^{*T}, \bar{A}_s \right\rangle = \hat{b}_i^T S \hat{a}_i \quad (2.43)$$

Quindi si può definire una sezione radar efficace equivalente data in analogia alla (2.19) da:

$$P(\hat{a}, \hat{b}) = C \left| \hat{b}_i^T S \hat{a}_i \right|^2 = \frac{C}{4\pi} \sigma_{eq}(\hat{a}, \hat{b}) \quad (2.44)$$

le **firme polarimetriche** di un bersaglio sono grafici 2D che rappresentano il ritorno radar al variare dell'angolo di orientazione ψ e dell'angolo di ellitticità χ in due casi:

- caso $\hat{b} = \hat{a}$: ampiezza della copolare

$$P_{CO} = C \left| \hat{a}^T S \hat{a} \right|^2 \quad (2.45)$$

- caso $\hat{b} = \hat{a}_\perp$ dove \hat{a}_\perp è la polarizzazione ortogonale ad \hat{a} : ampiezza della crosspolare

$$P_X = C \left| \hat{a}_\perp^T S \hat{a} \right|^2 \quad (2.46)$$

Le firme polarimetriche sono interessanti perchè a differenza di altre caratterizzazioni del bersaglio che sono più complete e sintetiche (ad esempio, i parametri di Eulero) , esse sono di lettura e interpretazione più immediata ed intuitiva.

Come visto in (2.5) , l'angolo di orientazione ψ nel caso generale ha un range uguale a π e quindi si può considerare limitato $-90^\circ < \psi < 90^\circ$; l'angolo di ellitticità χ si può considerare limitato $-45^\circ < \chi < 45^\circ$ a causa della definizione (2.6) .

Quindi le firme polarimetriche sono grafici cartesiani in cui sugli assi x,y ci sono le variabili dipendenti ψ e χ e sull'asse z la sezione radar equivalente normalizzata al suo valore massimo. Ogni firma è composta da due grafici : copolare e crosspolare.

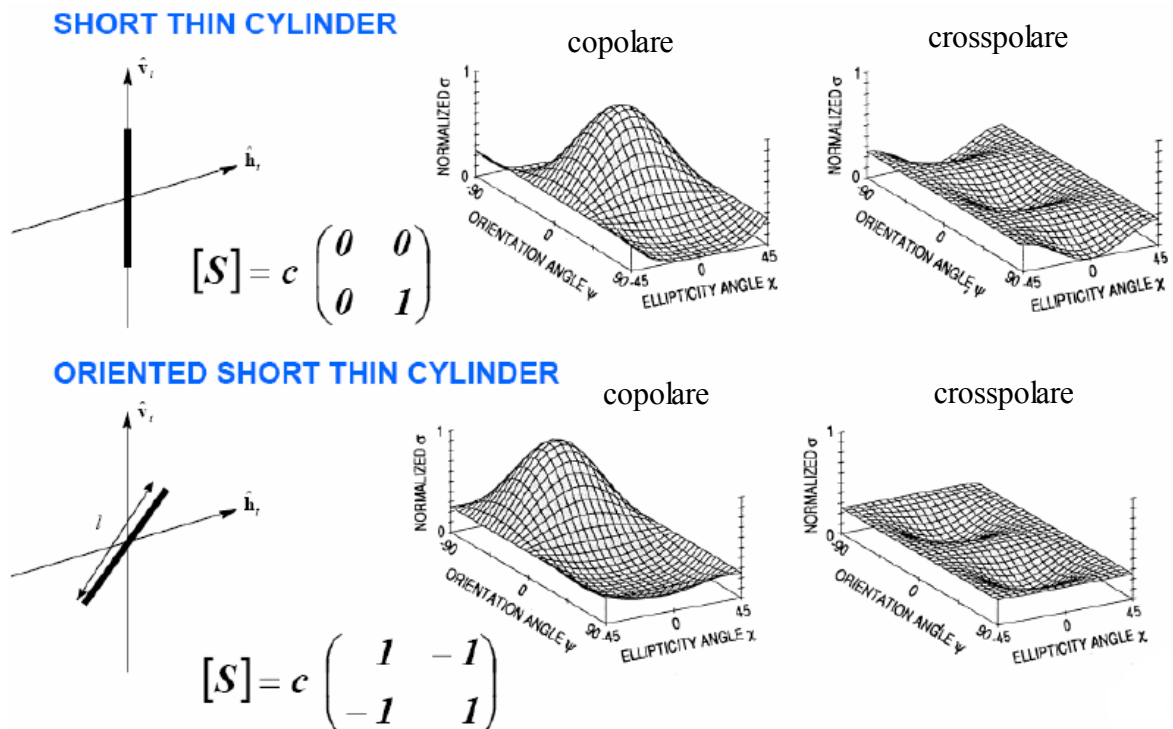


Fig. 2.4 – σ normalizzata al variare della polarizzazione dell'onda incidente per un cilindro

verticale e orientato a 45° – estratto da “Radar polarimetrie” , Institut d'Electronique et de Telecommunication de Rennes, Prof. E. Pottier

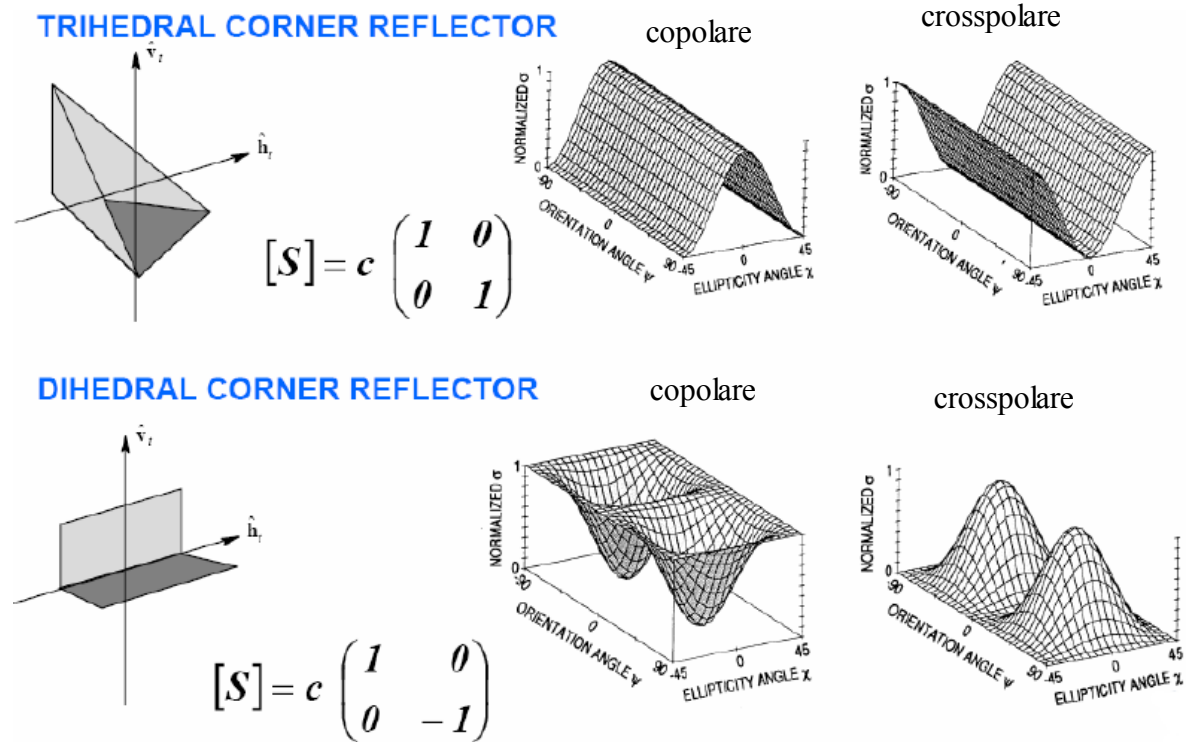


Fig. 2.5 – σ normalizzata al variare della polarizzazione dell'onda incidente per un triedro ed un diedro – estratto da “Radar polarimetrie” , Institut d'Electronique et de Telecommunication de Rennes, Prof. E. Pottier

gli **stati di polarizzazione caratteristici** sono quelli per cui il ritorno radar ha un massimo oppure un minimo locale. Esempio : il cilindro verticale di Fig. 2.4 (prima riga) ha un massimo per la copolare per $\psi=0$, a cui corrisponde un minimo per la crosspolare.

Per trovare gli stati caratteristici al variare di \hat{a} , si esprimono \hat{a} e \hat{a}_\perp in funzione del parametro complesso ρ :

$$\begin{cases} \hat{a} = \frac{e^{j\alpha}}{\sqrt{1+|\rho|^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \rho \end{pmatrix} \\ \hat{a}_\perp = \frac{e^{-j\alpha}}{\sqrt{1+|\rho|^2}} \begin{pmatrix} -\rho^* \\ 1 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.46)$$

il parametro complesso α è introdotto per completezza nelle (2.46) ; P_x e P_{CO} ne risultano indipendenti ; infatti vale:

$$\begin{cases} P_x = C \left| \rho^* S_{\parallel\parallel} - (1 - |\rho|^2) S_{\parallel\perp} + \rho S_{\perp\perp} \right|^2 \\ P_{CO} = C \left| S_{\parallel\parallel} + 2\rho S_{\parallel\perp} + \rho^2 S_{\perp\perp} \right|^2 \end{cases} \quad (2.47)$$

I massimi e minimi locali sono quei valori di ρ per cui vale :

$$\begin{cases} \frac{\partial P_x}{\partial \rho} = 0 \\ \frac{\partial P_{CO}}{\partial \rho} = 0 \end{cases} \quad (2.48)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial P_x}{\partial \rho} = 0 \\ \frac{\partial P_{CO}}{\partial \rho} = 0 \end{cases} \quad (2.49)$$

Le (2.48) (2.49) in realtà sono operazioni vettoriali perchè ρ è una variabile complessa. Le (2.48) (2.49) sono forme bilineari che quindi danno origine ciascuna ad un sistema di due equazioni in due incognite , e ciascuna delle due dà origine ad almeno una coppia di soluzioni. Per quanto riguarda gli stati caratteristici in configurazione copolare, si può dimostrare che la seconda delle (2.48) dà origine a due coppie di soluzioni, (K,L) e (O₁,O₂). (K,L) corrispondono ad un massimo assoluto e ad un massimo locale, rispettivamente e sono detti *COPOL MAX* ; (O₁,O₂) ad uno zero di potenza di ritorno e sono detti *COPOL NULLS*. (K,L) sono tra loro ortogonali, mentre (O₁,O₂) in generale non lo sono. La (2.49) dà origine a tre stati caratteristici: (C₁,C₂) è detto *XPOL MAX* e corrisponde a due polarizzazioni ortogonali che danno il massimo ritorno radar; (X₁,X₂) è detto *XPOL NULL* e corrisponde a ritorno radar nullo in crosspolare. Le due soluzioni date dalla (2.38) sono con-autovettori caratterizzati dall'aver $S\hat{X} = \lambda\hat{X}^*$ e quindi massimo ritorno in copolare e zero ritorno in crosspolare. Quindi (K,L) = (X₁,X₂) quindi in generale *XPOL NULL* coincide con *COPOL MAX* . Infine , esiste una soluzione corrispondente ad un punto di flesso , con il ritorno radar localmente piatto al variare della polarizzazione incidente, denominato *XPOL SADDLE* (D₁,D₂); D₁ e D₂ sono tra loro mutuamente ortogonali. In Fig. 2.6 sono rappresentate schematicamente le cinque coppie di stati (O₁,O₂) , (X₁,X₂) = (K,L), (C₁,C₂) e (D₁,D₂).

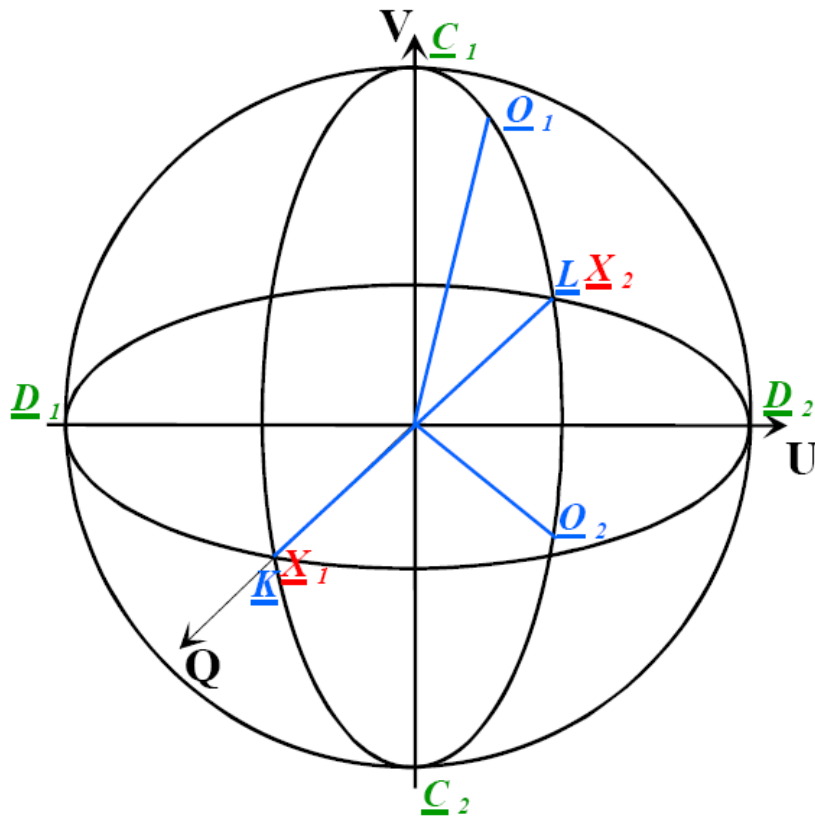


Fig. 2.6 – Rappresentazione sulla sfera di Poincarè dei cinque stati caratteristici di polarizzazione di un bersaglio radar.

Huynen [21] ha introdotto il concetto di “polarization fork” (Figura 2.7):

Si può dimostrare che i due stati caratteristici COPOL MAX (X_1, X_2) e COPOL NULL (O_1, O_2) stanno sullo stesso piano nella sfera di Poincarè. I parametri di Eulero $\{ \mathbf{m}, \varphi_m, \tau_m, \mathbf{v}, \gamma \}$ hanno una rappresentazione diretta in termini geometrici sulla sfera : γ è l'angolo formato tra (O_1, O_2) e (X_1, X_2); φ_m, τ_m e \mathbf{v} sono rotazioni da effettuate sugli assi s_1, s_2, s_3 per portare uno stato di polarizzazione lineare \hat{x} sull'equatore allo stato di polarizzazione caratteristica \hat{X}_1 .

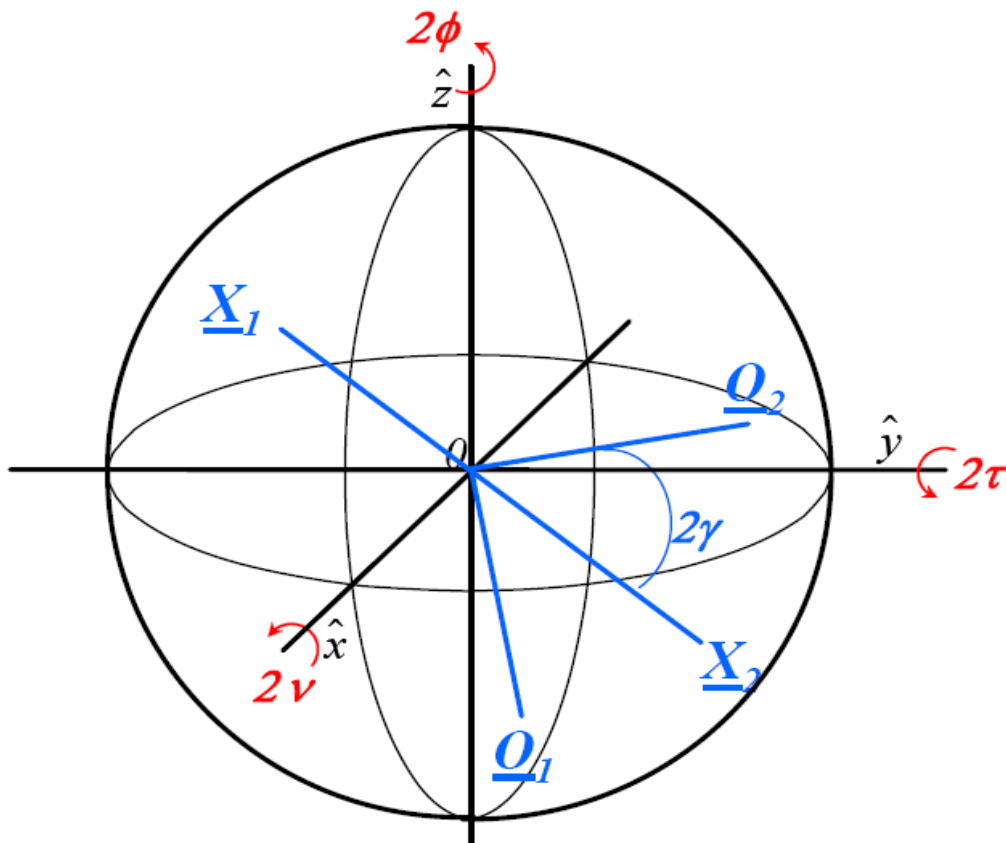


Fig. 2.7 – Polarization Fork

2.8 ESPRESSIONE STATISTICA DELLA POLARIZZAZIONE

Tutte le considerazioni precedenti relative alla caratterizzazione del bersaglio sono valide nel caso deterministico, ovvero il caso ideale in cui per tutto il tempo in cui si osserva il bersaglio, esso sia invariante.

Nel caso di polarimetria a scopo di analisi del territorio, questo non è vero perchè il fascio di antenna esplora porzioni di superficie continuamente variabili sul territorio.

Nel caso di polarimetria a scopo militare, il bersaglio varia continuamente di posizione e orientazione, ed inoltre c'è sempre un contributo importante dovuto al clutter.

Quindi la polarizzazione dell'onda di ritorno cambia continuamente; un modo per esprimere statisticamente la polarizzazione in queste condizioni più generali in notazione di Jones è tramite la **matrice di coerenza**. Supponiamo di avere una polarizzazione che in notazione di Jones si esprime come $(E_h, E_v e^{j\varphi})$.

Si definisce matrice di coerenza :

$$J = \langle \bar{E} \bar{E}^{T*} \rangle = \begin{pmatrix} \langle E_h^2 \rangle & \langle E_h E_v e^{-j\varphi} \rangle \\ \langle E_h E_v e^{j\varphi} \rangle & \langle E_v^2 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_0 + s_1 & s_2 + js_3 \\ s_2 - js_3 & s_0 - s_1 \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

in questo contesto l'operatore $\langle \rangle$ ha il significato di media temporale. Gli elementi della diagonale principale sono le potenze medie delle due componenti h e v. s_i per $i=0,1,2,3$ sono i parametri di Stokes definiti in (2.10).

Il determinante della matrice vale :

$$\det(J) = \langle E_h^2 \rangle \langle E_v^2 \rangle - (\langle E_h E_v \rangle)^2 > 0 \quad (2.51)$$

Un caso estremo è quello per cui le due componenti rimangono fisse nel tempo allora $\det(J) = 0$ e l'onda si dice **completamente polarizzata**.

Il caso estremo opposto è quello per cui $\langle E_h E_v \rangle = 0$. In questo caso le due componenti h e v sono completamente scorrelate e quindi l'onda non possiede uno stato di polarizzazione preferenziale : in questo caso l'onda si dice **completamente non polarizzata**.

Il caso più comune è quello di onda **parzialmente polarizzata**: esiste uno stato di polarizzazione medio, ma è sovrapposto ad una componente non polarizzata.

Si può definire il **grado di polarizzazione** D_p come

$$D_p = \sqrt{1 - \frac{4 \det(J)}{(\text{tr}(J))^2}} = \sqrt{1 - \frac{4(s_0^2 - s_1^2 - s_2^2 - s_3^2)}{4s_0^2}} = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0} \quad (2.52)$$

Riprendendo la definizione di vettore di Stokes (2.10), la relazione (2.51) diviene in termini di parametri di Stokes : $s_0^2 > s_1^2 + s_2^2 + s_3^2$. Sulla sfera di Poincarè sono rappresentati gli s_i , $i=1,2,3$, normalizzati rispetto ad s_0 ; si può quindi concludere che con la descrizione statistica in generale lo stato di polarizzazione è un punto interno P ($s_1/s_0, s_2/s_0, s_3/s_0$) alla sfera di Poincarè di raggio unitario e il suo modulo è $|P| = D_p \leq 1$. Per un'onda completamente polarizzata P sta sulla superficie della sfera; nell'altro caso estremo, quando l'onda è completamente non polarizzata il punto P si trova nell'origine .

Il vettore di Poincarè è dunque particolarmente adatto a descrivere lo stato di

polarizzazione parziale. Per questo, una descrizione alternativa alla matrice di scattering, particolarmente adatta ad una descrizione statistica perchè impiega vettori di Stokes incidente e scatterato al posto dei vettori di Jones è la **matrice di Kennaugh** K , definita come :

$$K = \frac{1}{2} \{ V^T [S \otimes S^*] V \} \quad (2.53)$$

dove \otimes è il prodotto diretto tra matrici e la matrice V è definita come

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -j \\ 0 & 0 & 1 & +j \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

La matrice di Kennaugh pone in relazione i vettori di Stokes trasmesso e scatterato, in analogia con la matrice di scattering (che invece relaziona i vettori di Jones trasmesso e scatterato) $\bar{g}_s = K \bar{g}_T$.

si può dimostrare che gli elementi indipendenti della matrice K sono 9 ; Huynen [21] ha dimostrato che gli elementi di K o loro combinazioni lineari sono direttamente correlabili a proprietà fisiche del bersaglio, quali simmetria, irregolarità, elicità ecc.

Inoltre, anche per la matrice di Kennaugh è possibile trovare una trasformazione unitaria che la diagonalizza, e trovare i parametri caratteristici analoghi a quelli di Eulero.

2.9 STRUTTURA DEL RADAR POLARIMETRICO

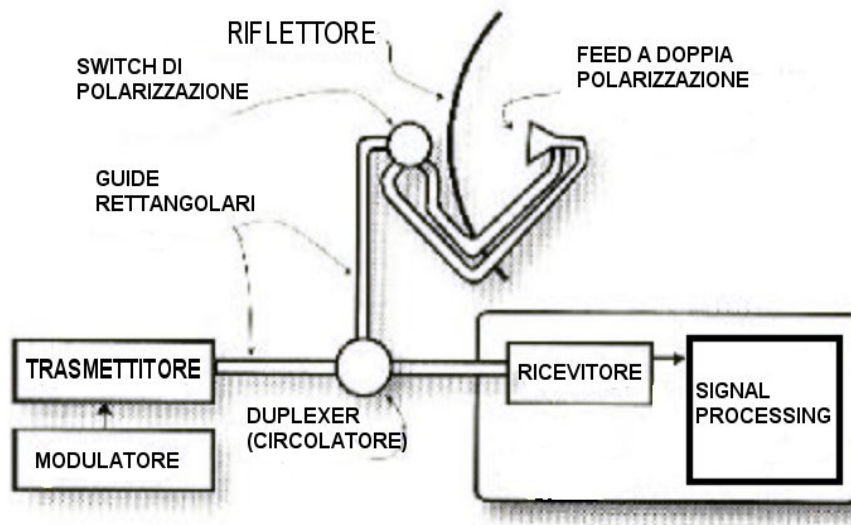


Fig. 2.8 – Struttura classica di un radar polarimetrico

Il radar polarimetrico “ classico” è caratterizzato dall'impiego di una antenna parabolica come elemento radiante per la trasmissione e la ricezione dei segnali radar.

La parola RADAR è un acronimo per RAdio Detection And Ranging, e indica dispositivi originariamente concepiti nella Seconda Guerra Mondiale al fine di rilevare la presenza di aerei e navi e stimarne la posizione, anche a grande distanza , dell'ordine delle centinaia di chilometri per i radar di scoperta fino a migliaia di chilometri per i radar OTH (Over The Horizon). Come si vede dall'equazione radar (2.18), il segnale di ritorno dal bersaglio ha una attenuazione che dipende dalla quarta potenza della distanza: ne consegue che il trasmettitore radar deve fornire una potenza molto elevata all'antenna affinché l'eco possa arrivare all'ingresso della catena di ricezione con un livello sufficiente per essere rilevato. Considerando l'attenuazione di tratta, il guadagno dell'antenna e la banda equivalente di rumore della catena RX, si trova che la potenza necessaria in trasmissione può essere molto elevata, fino all'ordine dei MW. Si arriva dunque alla conclusione che il radar necessariamente è un dispositivo a funzionamento impulsato. Infatti:

- E' poco pratico se non impossibile disporre di un trasmettitore in grado di fornire potenze elevatissime per periodi di tempo lunghi: l'efficienza limitata dei finali di potenza realizzabili tramite tubi a vuoto porrebbe problemi enormi di smaltimento del calore;

- trasmettere impulsi brevi aumenta la risoluzione in distanza, ovvero la capacità di valutare la posizione del bersaglio tramite la stima del ritardo di propagazione;
- la separazione temporale tra il periodo in cui viene trasmesso l'impulso e il periodo in cui l'eco ritorna facilita molto la funzionalità del ricevitore: infatti per un radar di tipo monostatico, in cui trasmettitore e ricevitore si trovano nella stessa locazione e condividono la stessa antenna, è impossibile mantenere tra i due percorsi di trasmissione e ricezione una separazione sufficiente ad impedire il danneggiamento del ricevitore se quest'ultimo è acceso contemporaneamente al finale di potenza. Quindi si trasmette l'impulso con il ricevitore disattivato e protetto tramite switch RF, quindi si attiva il ricevitore per rilevare l'eco radar. Questo meccanismo determina anche la minima distanza utile per cui un bersaglio può essere riconosciuto dal radar.

Per la durata dell'impulso radar, esiste un compromesso:

- un impulso breve determina una buona risoluzione nella valutazione della distanza del bersaglio;
- un impulso di lunga durata, a parità di potenza trasmessa, migliora la sensibilità perché l'acquisizione dell'impulso in ricezione viene fatta per un tempo più lungo.

Originariamente il problema veniva risolto semplicemente aumentando la potenza del radar. I radar più moderni attuano tecniche di compressione digitale o chirp dell'impulso che hanno l'effetto di ottenere un impulso a larga banda, ma anche di durata elevata. In questo modo si fa una ricezione a banda stretta, pur mantenendo una elevata risoluzione in distanza. Inoltre, esiste un altro compromesso legato alla frequenza di ripetizione (Pulse Repetition Frequency o PRF) degli impulsi. In condizioni statiche, se il bersaglio è fisso rispetto al radar, l'eco di ritorno potrebbe essere acquisito un numero illimitato di volte, effettuando poi una media di tutti gli echi. L'operazione di media riduce la banda equivalente di rumore del ricevitore, risultando in una aumentata sensibilità del radar. In realtà anche in condizioni statiche esiste un limite superiore al numero utile di impulsi impiegabili nella media, dato dall'elettronica del radar ed in particolare dal rumore di fase degli oscillatori locali usati in trasmissione e ricezione. In condizioni dinamiche, il limite è di molto inferiore perché c'è un movimento relativo che fa cambiare continuamente range al bersaglio; ma se la PRF è abbastanza alta, il bersaglio può essere considerato statico per un breve tempo e l'operazione di media è ancora fattibile.

D'altro canto, se si aumenta la PRF si crea sempre maggiore ambiguità rispetto al ranging, ovvero la determinazione della distanza a cui si trova il bersaglio.

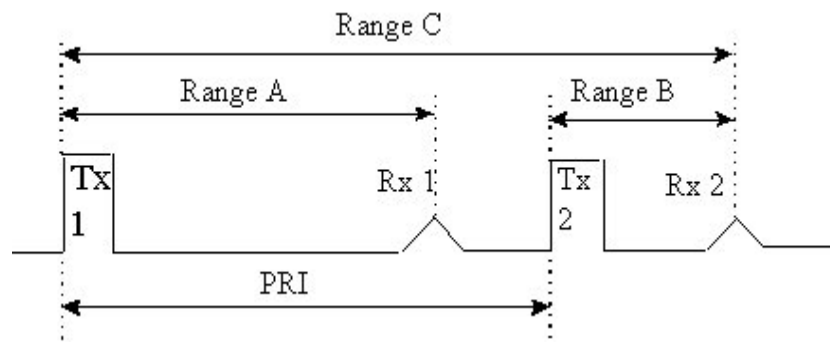


Fig. 2.9 . Ambiguità di ranging

In Fig. 2.9 sono rappresentati due impulsi trasmessi e due echi di ritorno. La separazione temporale tra i due impulsi trasmessi è uguale al PRI (Pulse Repetition Interval) che è l'inverso della PRF. L'eco radar Rx 2 potrebbe essere dovuto all'impulso TX 2 e quindi il range misurato è il B, oppure dovuto all'impulso TX 1 dando C come valutazione di range. La massima distanza non ambigua è

$$R_{NA} = \text{PRI} \frac{c}{2} \quad (2.55)$$

dove c è la velocità della luce in aria. Inversamente, dato il massimo range ammissibile del radar la 2.55 stabilisce un limite inferiore per il PRI, che si traduce in un limite superiore per la PRF. Esistono tecniche particolari di scaglionamento degli impulsi (Pulse Staggering) per cui il radar trasmette impulsi ad intervalli non regolari, con ritardi relativi opportunamente scelti in modo poi da poter discriminare l'eco di ritorno.

La PRF del radar è dipendente dalle applicazioni che possono essere le più disparate: un radar UWB usato per misure su materiali a distanze di decine di cm può avere una PRF di 10 MHz ovvero un PRI di 100 ns, un radar di scoperta può avere un PRI dell'ordine del centinaio di μs e un radar HF OTH ha PRI che arrivano a qualche ms.

Con riferimento alla Fig. 2.8, Il feeder è a doppia polarizzazione terminato su guida circolare, e seguito dal trasduttore ortomodale che separa le due componenti di polarizzazione H e V in due onde che si propagano in guida rettangolare fino ad uno switch, che commuta l'uscita del trasmettitore su una delle polarizzazioni H o V. il diplexer in generale è un dispositivo che ha la funzione di combinare tra loro due linee RF in una sola; in questo caso più precisamente il diplexer è un circolatore, che è un dispositivo non

reciproco. Idealmente l'uscita del TX è accoppiata solo con l'antenna , mentre l'ingresso antenna è accoppiato solo con il ricevitore. In realtà il circolatore presenta un isolamento di 20 – 30 dB, per cui il ricevitore quando la potenza TX è elevata necessita di protezioni aggiuntive. Lo switch permette la commutazione di trasmettitore e ricevitore su una delle due polarizzazioni; il tempo di switch deve essere compatibile con la PRF degli impulsi trasmessi e quindi è dell'ordine delle decine di μs .

Inoltre lo switch deve mantenere un adeguato isolamento tra i due canali , per mantenere l'indipendenza tra le due misure H e V, e sopportare potenze elevate.

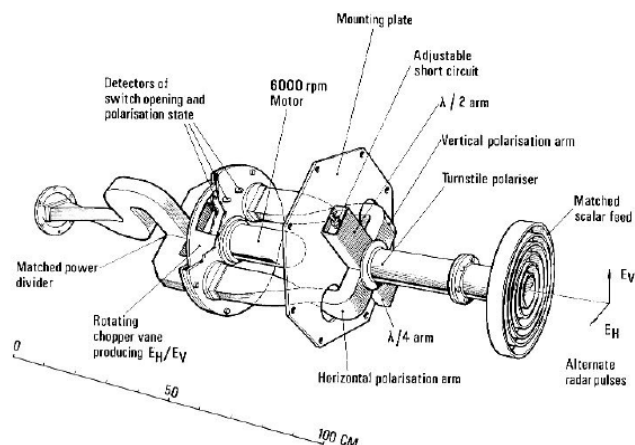


Fig. 2.10 – Switch meccanico di polarizzazione H / V

Gli switch possono essere meccanici, a ferrite o elettronici. Gli switch elettronici impiegabili per elevate potenze sono essenzialmente quelli basati su diodi PIN ; esistono anche switch realizzabili tramite FET, ma sono impiegabili per potenze < 1 Watt . Nel caso di antenna parabolica gli switch elettronici non possono essere usati a meno di lavorare con

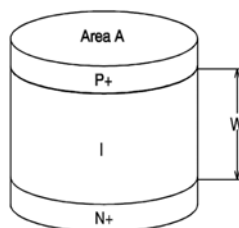


Fig. 2.11 Struttura di un diodo PIN

potenze modeste per un radar (dell'ordine del centinaio di Watt). Un diodo PIN ha la struttura riportata in Fig. 2.11, ed è caratterizzato dall'aver una regione di silicio non drogato (regione intrinseca, I) tra le due regioni P ed N .

In assenza di polarizzazione il diodo PIN ha una resistenza elevata R_0 determinata dalla

resistività ρ del semiconduttore intrinseco ed ha una capacità C_0 determinata dalla costante dielettrica del semiconduttore:

$$R_0 = \frac{W}{\rho A} \quad C_0 = \frac{\epsilon A}{W} \quad (2.56)$$

Il diodo non conduce, nemmeno quando la RF applicata supera la tensione di soglia del diodo, posto che la frequenza di lavoro f sia molto maggiore dell'inverso del tempo di vita media dei portatori di maggioranza τ ; una regola pratica è $f > 1/(10 \tau)$. Quando il diodo viene polarizzato con una corrente continua I_f , la resistenza dinamica del diodo a RF diviene:

$$R_f = \frac{W^2}{(\mu_N + \mu_P) \tau I_f} \quad (2.57)$$

dove μ_N e μ_P sono le mobilità degli elettroni e delle buche, rispettivamente. Il diodo PIN adatto per potenze elevate ha un W elevato per ridurre il valore di campo elettrico nella regione I, al fine di evitare la rottura del dielettrico per superato valore della rigidità dielettrica. Il requisito su R_f è particolarmente stringente: un diodo PIN ha capacità di dissipazione limitate (dell'ordine del Watt) e se la potenza che fluisce nel diodo PIN è delle centinaia di Watt allora esso deve avere dissipazioni dell'ordine di frazioni di dB. Quindi, per riuscire ad avere una R_f bassa in modo da minimizzare le perdite, i diodi PIN ad elevata potenza devono avere τ elevato come risulta dall'esame della (2.57). Questo determina una limitazione sui tempi di switching, che sono legati a τ .

Riassumendo, i diodi PIN hanno limitazioni di potenza d'impiego specie quando i tempi ammissibili di switching sono ridotti. Inoltre, è difficile ottenere elevati isolamenti su bande di frequenza elevate, a causa degli elementi reattivi parassiti intrinseci al diodo.

Un'alternativa molto attrattiva ai diodi PIN è rappresentata dai Micro Electro Mechanical Switch (MEMS). Uno schema semplificato di uno switch MEMS è rappresentato in

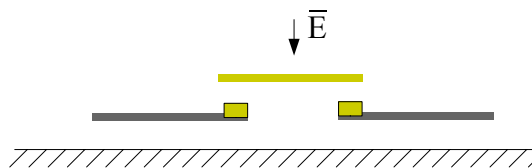


Fig. 2.13 – Schema di uno switch MEMS

fig . 2.13. due linee di trasmissione possono venire collegate o scollegate tramite il movimento di un setto , azionato da un campo elettrico generato da una tensione di comando. Tutto il dispositivo è realizzato su scala micrometrica con tecniche molto affini a quelle normalmente impiegate per la realizzazione dei chip monolitici. Questa tecnica è da poco passata dalla fase di ricerca a quella applicativa. Al momento ci sono ancora limiti di tensioni di lavoro e di affidabilità , con un numero massimo di commutazioni intorno alle centinaia di migliaia, ma la tecnologia MEMS è in rapido sviluppo.

Di contro, lo switch meccanico presenta elevati isolamenti e non ha limitazioni di potenza impiegabile. In Fig. 2.10 è rappresentato un insieme composto da trasduttore ortomodale (OrthoModal Transducer , OMT) e switch meccanico. Il feeder dell'antenna parabolica è un horn con simmetria rotazionale, che collettta dall'antenna parabolica entrambe le polarizzazioni E_H ed E_V in una guida circolare. L'OMT separa i segnali ricevuti dalle due componenti di polarizzazione in due canali , costituiti da due guide rettangolari. Lo switch propriamente detto è costituito da un setto circolare che viene fatto ruotare a 6000 giri / min da un motore elettrico. Il setto è dotato di aperture in modo che alternativamente in uscita si abbia solo una componente. Lo switch meccanico ha ottime prestazioni in termini

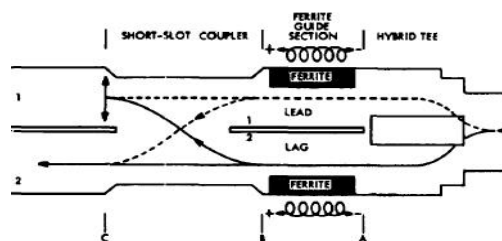


Fig. 2.14 - Schema di uno switch a ferrite

di isolamento (> 40 dB) e di perdita di inserzione, ma è costoso, ingombrante, di peso elevato e di affidabilità limitata dall'usura delle parti in continuo movimento. In fig. 2.12 è riportato lo schema di uno switch a ferrite. Il segnale proveniente dal trasmettitore è diviso in due rami (sezione A), ciascuno dei quali passa da una guida con ferrite. L'interazione con la ferrite causa uno sfasamento in ritardo su un ramo e in anticipo sull'altro (sezione B) in modo che i segnali dei due rami si sommino in fase su una delle due uscite ed in controfase sull'altra (sezione C). Invertendo la polarità della corrente che scorre sull'avvolgimento dell'elettromagnete i due rami si scambiano i ruoli e l'uscita TX commuta di canale. Lo switch non presenta dunque parti in movimento ed è quindi di affidabilità superiore, ma ha come controindicazione una più elevata perdita di inserzione

ed un minore isolamento (25-30 dB tipici) rispetto a quello meccanico.

I radar polarimetrici possono essere classificati in due famiglie :

- SISTEMI AD AGILITA' DI POLARIZZAZIONE: permettono la variazione da impulso ad impulso dello stato di polarizzazione dell'onda trasmessa tra due polarizzazioni tra loro ortogonali (esempio E_V oppure E_H)
- SISTEMI AD AGILITA' DI POLARIZZAZIONE: permettono la variazione da impulso ad impulso dello stato di polarizzazione dell'onda trasmessa tra due polarizzazioni tra loro ortogonali (esempio E_V oppure E_H)

Tipicamente i sistemi del secondo tipo trasmettono una polarizzazione circolare e ricevono le componenti co - polari e cross – polari con un ricevitore doppio.

Solo il sistemi in agilità permettono di misurare tutte le componenti di scattering del bersaglio , cioè le componenti co polari e cross polari su due polarizzazioni ortogonali

Nei sistemi in agilità di polarizzazione nasce il problema dello switching di segnali di potenza.

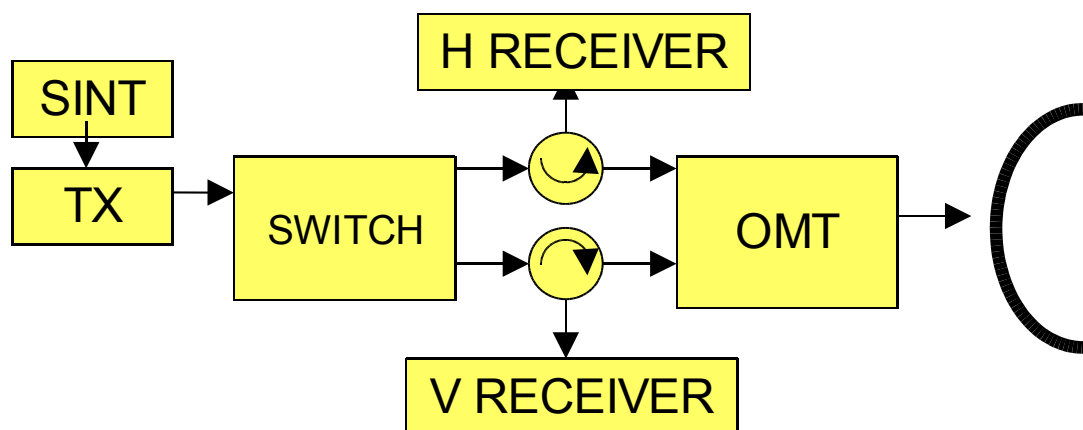


Fig. 2-15 Struttura di un radar ad agilità di polarizzazione

Chiaramente, solo i sistemi ad agilità di polarizzazione sono in grado di misurare completamente la matrice di scattering e quindi fare una classificazione del bersaglio in base a quanto esposto in 2.7 e 2.8.

In Fig. 2.15 è riportato lo schema di un ricevitore ad agilità di polarizzazione. Lo switch permette di commutare l'impulso radar da trasmettere su uno dei due canali (H o V) mentre la ricezione avviene simultaneamente su due canali.

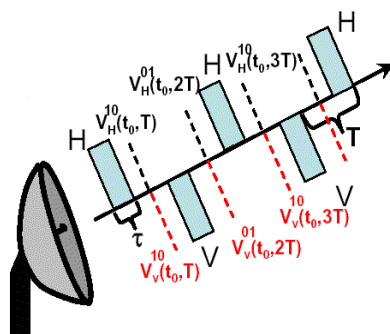


Fig. 2.16 – Schema trasmissione/ ricezione degli impulsi radar

In fig. 2.16 è rappresentato un possibile schema (HVHVHV...) di trasmissione. T è il tempo ripetizione degli impulsi; τ è la durata di ciascun impulso trasmesso. V_H e V_V sono le misure RX di segnale di ritorno sui due canali H e V, al range t_0 rispetto all'istante di trasmissione dell'impulso, quando in TX viene trasmesso un impulso in polarizzazione H o V. Sono possibili anche altri schemi di alternanza degli impulsi trasmessi (esempio a blocchi HHHVVVHHHHVVV...).

Un'alternativa alle antenne paraboliche , che permette di ottenere con strutture planare o

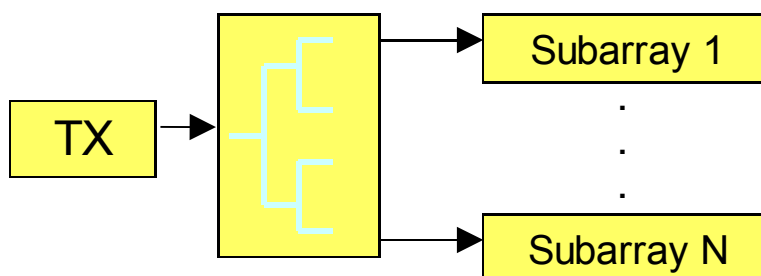


Fig. 2.17- Antenna ad array

comunque conformabili a superfici arbitrarie , è l'antenna ad array, schematizzata in Fig. 2.17. La potenza TX del radar viene distribuita, tramite una rete di divisione , ad un certo numero di elementi radianti disposti a formare una schiera che copre una grande area che diviene l'apertura equivalente dell'antenna. Esistono vari modi di realizzare la distribuzione, tramite una struttura ad albero o tramite una struttura serie .

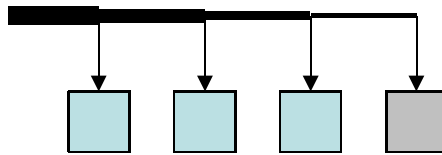


Fig. 2.18- Array: alimentazione serie

Le antenne ad array , paragonate al paraboloide classico, presentano vantaggi e svantaggi. Possono essere realizzate su strutture planari o conformabili, leggere e di minimo ingombro. Non necessitano di un feeder con il conseguente ingombro dovuto alla relativa struttura portante. Hanno maggiori gradi di libertà nella scelta della funzione di illuminazione sull'apertura dell'antenna, e quindi del diagramma di radiazione. In linea di principio permettono maggiore libertà nella scelta dello switch di polarizzazione, perchè quest'ultimo può essere posto anche a valle dei divisori (Fig. 2.19) con riduzione della potenza che deve essere gestita da ciascun switch.

I principali svantaggi degli array sono la molto maggiore complessità di progettazione e di realizzazione, ed il costo specie se realizzati con strutture planari.

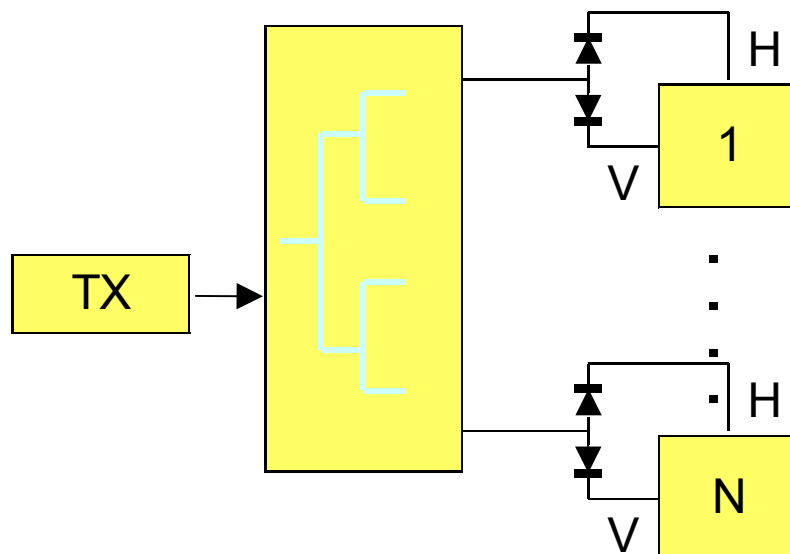


Fig. 2.19 – Switching distribuito

2.10 REQUISITI TIPICI DI UN'ANTENNA PER RADAR POLARIMETRICO

I requisiti generali di un'antenna polarimetrica sono [23] :

- fascio di radiazione molto stretto : è necessario per riuscire ad estrarre il bersaglio radar dallo scenario e dal clutter
- elevato isolamento cross polare (purezza di polarizzazione) : i due canali H e V , che possono essere in generale risultanti dalla stessa antenna o anche da due antenne diverse, devono essere tra loro indipendenti e la componente cross polare del diagramma di radiazione di ciascuno dei due canali deve essere molto bassa , da -25 dB fino a -40 dB rispetto alla componente copolare.
- Lobi laterali di radiazione molto bassi e pattern matching tra pattern relativi alle due polarizzazioni ortogonali : queste due condizioni aiutano a ridurre gli artefatti dovuti a scattering da regioni non illuminate dal fascio principale.

Esistono due tipi di antenne comunemente impiegate per applicazioni radar e di polarimetria: antenne di tipo **“fan beam”** e antenne di tipo **“pencil beam”**.



Fig. 2.20- Antenna parabolica pencil beam

Le antenne pencil beam hanno un fascio di radiazione a simmetria circolare , molto stretto sia in azimuth che in elevazione. Un'antenna pencil beam parabolica con feeder circolare e OMT ha valori elevatissimi di isolamento crosspolare e grazie al suo fascio stretto riesce a fare misure molto precise di scattering H / V ; i sistemi meteorologici impiegano questo tipo di antenne proprio perchè hanno requisiti molto stringenti di precisione.

I sistemi pencil beam a scansione meccanica però sono incompatibili con i requisiti di un radar di scoperta , che deve esplorare tutta la regione di angolo solido con 360° di azimuth

e tipicamente 20 – 30° di elevazione.

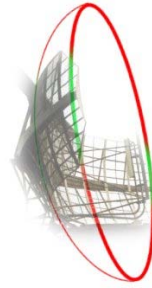


Fig. 2.21 – Antenna parabolica di tipo fan beam

Le antenne fan beam risolvono questo problema con un fascio di radiazione stretto in azimuth (tipicamente 2° - 3° o anche meno) e più ampio in elevazione; in tal modo il radar può esplorare tutto l'angolo solido con una sola scansione. Con le antenne ad array si apre una nuova possibilità, che è quella di impiegare una antenna con fascio pencil beam ed effettuare una scansione meccanica in azimuth congiuntamente ad una scansione elettronica in elevazione.

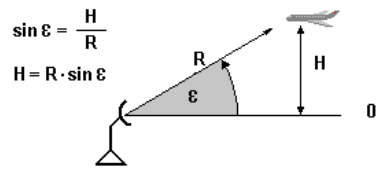


Fig. 2.22- Bersaglio ad altezza costante

Un caso particolare di antenne fan beam sono le antenne con fascio di tipo **cosecante quadra**. Con riferimento alla Fig. 2.22, il requisito è che l'eco radar sia costante per un bersaglio che si avvicina al radar mantenendosi ad altezza costante H. poiché P_R è proporzionale a $G^2(\epsilon)/R^4$, deve essere $G = c R^2$ ma se $R = H/\sin(\epsilon)$ ed H è costante allora

$$G(\epsilon) \propto \left(\frac{1}{\sin \epsilon} \right)^2 = \text{cosec}^2 \epsilon \quad (2.58)$$

La (2.58) avrebbe un asintoto per elevazione ϵ che tende a zero. E' conveniente invece che la (2.58) valga in un range angolare fino a elevazioni basse (es. 5°) e poi il guadagno vada a zero per $\epsilon \rightarrow 0$, anche perchè altrimenti il clutter del suolo darebbe problemi enormi di processing.

CAPITOLO 3 – ANTENNE AD ARRAY

Scopo di questo capitolo è una introduzione generale alle proprietà degli array che definisca alcune proprietà fondamentali che sono una base per gli sviluppi successivi.

Si definiscono solo le proprietà fondamentali degli array, lasciando gli sviluppi particolari relativi ai metodi di sintesi ai capitoli ove viene descritto il progetto.

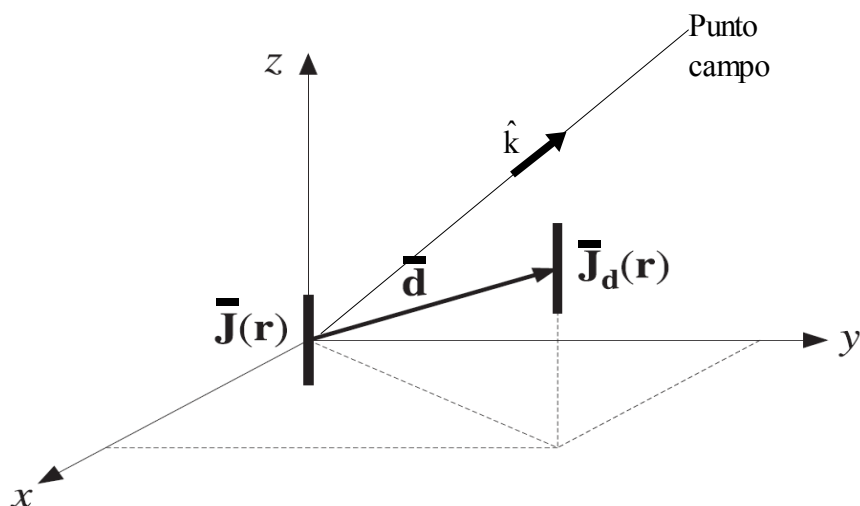


Fig. 3.1- traslazione vettoriale di un elemento di array

Consideriamo l'effetto sul diagramma di radiazione, dovuto alla traslazione di una quantità \bar{d} di una antenna, qui rappresentata come elemento di corrente J . Il campo lontano dovuto alla distribuzione di corrente J_d (la corrente J traslata di d) vale :

$$\bar{E}_d = \frac{-j\omega\mu}{4\pi} \int_V \bar{J}(\bar{r}-\bar{d}) \frac{e^{-\frac{j\omega}{v}\hat{k}\cdot\bar{r}}}{R} dv \quad (3.1)$$

Qui \hat{k} è un versore che rappresenta la direzione del punto campo.

In condizioni di campo lontano si può portare R fuori dall'integrale nella (3.1) ; ponendo

$\bar{r}' = \bar{r}-\bar{d}$ e sviluppando risulta :

$$\bar{E}_d = e^{j\frac{\omega}{v}\hat{k}\cdot\bar{d}} \bar{E} \quad (3.2)$$

dove \bar{E} è il campo dovuto alla distribuzione J non traslata. La (3.2) è la legge che permette di ricavare il campo radiato da una schiera di elementi. Supponiamo di avere N antenne identiche situate in posizioni $\bar{d}_0, \bar{d}_1, \bar{d}_2 \dots \bar{d}_{N-1}$ e con i coefficienti di alimentazione $a_0, a_1, a_2 \dots a_{N-1}$; il campo radiato totale sarà

$$\bar{E}_T = \bar{E} \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{j\frac{\omega}{v}\hat{k}\cdot\bar{d}_n} = \bar{E} F(\hat{k}) = \bar{E} F(\theta, \varphi) \quad (3.3)$$

Nella (3.3) si è supposto costanza di tutte le variabili, ovvero frequenza di lavoro, velocità di fase, posizioni e coefficienti di alimentazione di tutte le antenne; in tali ipotesi, il campo totale dipende dal versore \hat{k} (quindi dalla direzione da θ e φ) e dal campo radiato \bar{E} del singolo elemento (a sua volta dipendente da θ e φ).

il termine $F(\theta, \varphi)$ è detto **fattore di array**. Il processo di sintesi di un'antenna ad array si basa sulla (3.3): viene scelto un elemento di base dell'array, e quindi viene realizzata una funzione di illuminazione sulla superficie dell'array (che nella maggioranza di casi è planare) agendo sulla collocazione e sui coefficienti (pesi) dell'array.

Un **array monodimensionale** è quello in cui gli elementi sono tutti disposti su una linea retta. Supponiamo per semplicità che gli elementi siano tutti sull'asse z ed equispaziati $d_n = n \cdot d$. In questo caso il fattore di array si può scrivere come:

$$F(\theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{j\frac{\omega}{v}\hat{k}\cdot nd\hat{z}} = \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{jknd \cos\theta} = \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{jn\psi}, \quad k = \frac{\omega}{v}, \quad \psi = kd \cos\theta \quad (3.4)$$

in questo caso particolare quindi il fattore di array dipende solo da θ . La (3.4) stabilisce una analogia tra progettazione di array e progettazione di filtri digitali nel dominio del tempo; la variabile ψ viene detta **numero d'onda digitale**. Si vede dalla (3.4) che il fattore di array formalmente è identico (eccetto che per l'assenza del segno - ad esponente) all'espressione di una trasformata di Fourier, quando al numero d'onda si sostituisca la

frequenza digitale $\omega = 2 \pi f / f_s$ dove f_s è la frequenza di campionamento.

3.1 ARRAY UNIFORMI E GRATING LOBES

Consideriamo per semplicità un array con disposizione lineare ed equispaziata degli elementi. L'array è **uniforme** quando rappresenta una illuminazione uniforme sull'apertura, ovvero quando $a_0 = a_1 = \dots = a_{N-1} = 1/N$ (pesi equidistribuiti). Ponendo $z=e^{j\psi}$ il fattore di array diviene

$$F(z) = a \sum_{n=0}^{N-1} z^n = \frac{1-z^N}{1-z} \Rightarrow |F(\theta, \varphi)| = \left| \frac{\sin[N\psi(\theta)]}{N\sin[\psi(\theta)]} \right|, \psi(\theta) = \frac{kd}{2} \cos \theta \quad (3.5)$$

la (3.5) si può vedere in analogia allo spettro di un impulso rettangolare nell'intorno di $\theta = 90^\circ$ dove $\cos \theta$ tende a 0, e dove la (3.5) ha un massimo ; gli elementi in questo caso particolare sono disposti sull'asse z del sistema cartesiano e quindi la radiazione ha simmetria rotazionale rispetto all'asse z; per qualunque direzione sul piano xy, dunque, gli elementi dell'array irradiano tutti in fase determinando tale massimo; La direzione ortogonale all'array viene detta **broadside**, mentre la direzione collineare all'array viene detta **endfire**. L'argomento della (3.5) è $\psi = \pi (d / \lambda) \cos \theta$. A causa della periodicità del coseno , se $d = \lambda$ la (3.5) ripete il massimo in direzione broadside in altre direzioni, in particolare in questo caso per $\theta=0^\circ$ o anche in direzione endfire . I lobi laterali che

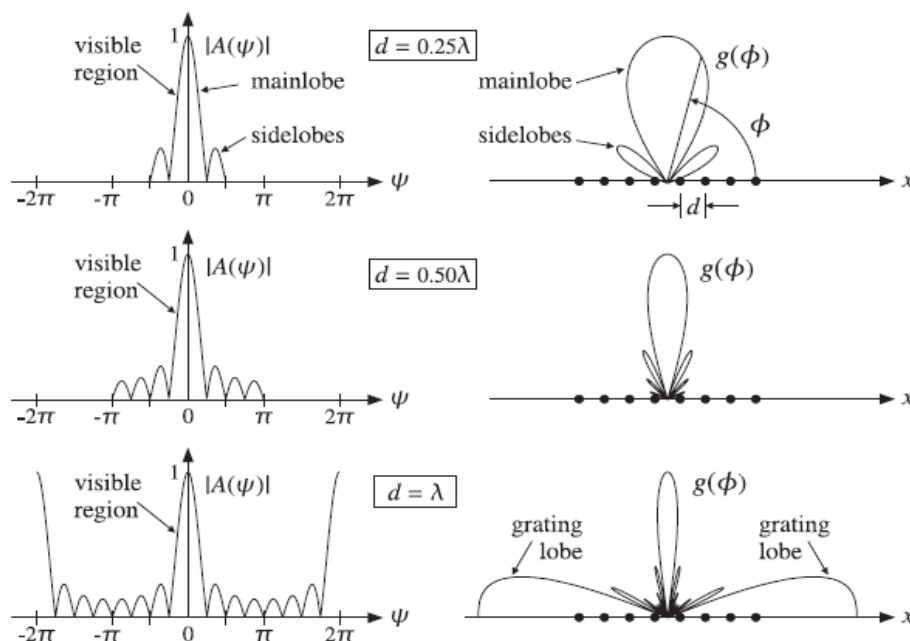


Fig. 3.2–Diagrammi di radiazione di un array costante per $d=0.25 \lambda$, $d=0.5 \lambda$ e $d=\lambda$

risultano in più a causa di questo fenomeno di ripetizione sono detti **grating lobes**. Come si vede dalla figura 3.2, $F(\psi)$ è periodica con periodo 2π . Se $d \leq 0.5 \lambda$, allora $|\psi| \leq \pi$ e allora al variare di θ , $F(\theta)$ non si ripete. Se $d > 0.5 \lambda$ allora i lobi laterali iniziano a ripetersi, e questo è un fenomeno di aliasing del tutto simile matematicamente a quello visto nella teoria delle comunicazioni elettriche. Quando $d \geq \lambda$ il massimo in direzione broadside si ripete per altri angoli. Quando il numero di elementi dell'array uniforme $N > 5$, il livello del primo lobo laterale (che in assenza di grating lobes è anche il lobo laterale di livello più elevato) si stabilizza a -13 dB rispetto al massimo; l'array uniforme è quello che ha il fascio più stretto ; l'angolo a - 3 dB del fascio di radiazione, definito come l'intervallo angolare per cui il guadagno dovuto al fattore di array è maggiore o uguale alla metà del valore massimo (e quindi il fattore di array è $\geq 1/2^{0.5}$ rispetto al massimo) vale :

$$(\Delta\theta)_{-3dB} = 0.886 \frac{\lambda}{Nd} \quad (3.6)$$

Un criterio di massima di progetto è quello di mantenere d intorno a $0.7 \lambda - 0.8 \lambda$.

In tal modo, si ottiene un diagramma di radiazione con una ripetizione (aliasing) dei lobi laterali, ma si rimane lontani dalla condizione per cui si ripete il massimo.

Per valori di d compresi tra 0.9λ e λ , anche se non si manifestano grating lobes, in genere si ha un rialzo del guadagno di antenna per angoli lontani da quelli della direzione desiderata del fascio, che è inaccettabile rispetto alle normali specifiche di un'antenna direttiva. Chiaramente, questi criteri dipendono anche dall'andamento della funzione $F(\psi)$, fattore di array in funzione del numero d'onda: se il fascio è molto stretto e con lobi molto bassi, questi criteri si possono rilassare e si può aumentare la distanza d , portandola più vicino a λ .

3.2 DIRETTIVITA' DELL'ARRAY

Consideriamo un array con massimo in direzione broadside. Il valor massimo del fattore di array sarà per $\theta = 90^\circ$ dove vale :

$$F_{MAX} = \sum_{n=0}^{N-1} a_n \quad (3.7)$$

Si può definire un angolo solido equivalente di apertura del fascio come

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \left[\int_0^{\pi} \left| \frac{F(\theta, \varphi)}{F_{MAX}} \right|^2 \sin\theta d\theta \right] d\varphi = 2\pi \int_0^{\pi} \left| \frac{F(\theta)}{F_{MAX}} \right|^2 \sin\theta d\theta \quad (3.8)$$

Cambiando la variabile di integrazione da θ a ψ e sviluppando si trova l'espressione di Ω .

Un modo per approssimare la direttività D è porre $D = 4\pi / \Omega$. Si ottiene

$$D = \frac{4\pi}{\Omega} = \frac{\left| \sum_n a_n \right|^2}{\left| \sum_{n,m} a_n a_m^* \frac{\sin[kd(n-m)]}{kd(n-m)} \right|} \quad (3.9)$$

Nel caso particolare $d = \lambda/2$ si ottiene $D = \left| \sum_n a_n \right|^2 / \sum_n |a_n|^2$ e per un array uniforme in cui tutti i pesi sono uguali $a_i = a = 1/N$ si ottiene $D = N$.

3.3 LOBI LATERALI – TAPERING DELL'ECCITAZIONE

La distribuzione uniforme è ottima dal punto di vista della della risoluzione angolare ottenibile, perchè ha un fascio di radiazione molto stretto. D'altronde, i lobi laterali sono molto alti (-13 dB). In analogia con la teoria DSP, se si pesano i coefficienti dell'array in modo da avere un andamento della funzione di illuminazione più dolce nell'intervallo di apertura (o nella finestra di apertura se l'array è 2D), si otterrà un diagramma di radiazione con il lobo principale leggermente più largo, ovvero si avrà un aumento dell'angolo a -3 dB rispetto alla distribuzione uniforme, e si avrà una diminuzione dei lobi laterali. Esistono varie distribuzioni; le più note sono la distribuzione di Taylor – Kaiser, la distribuzione di Dolph – Chebyshev e la distribuzione binomiale.

Con la distribuzione di Taylor - Kaiser i coefficienti dell'array assumono la forma :

$$a_n = \frac{I_0 \left(\pi \beta \sqrt{1 - \frac{n^2}{M^2}} \right)}{I_0(\pi \beta)} \quad (3.10)$$

dove I_0 è la funzione di Bessel modificata di ordine zero e di prima specie e β è il fattore di controllo del ripple. Per un numero di elementi pari $N = 2M$, e se N è dispari $N = 2M + 1$; nella (3.10) si intende la numerazione dei coefficienti a_i iniziare dal centro della finestra di illuminazione. Con la distribuzione di Taylor - Kaiser il lobo principale subisce un allargamento rispetto al valore (3.5), relativo all'array uniforme, di un fattore $b = 6(R+12)/155$, dove R è il delta in dB tra il valore massimo del lobo principale ed il valore massimo del primo lobo laterale, dato da :

$$R = 20 \log_{10} \left[4.60333 \frac{\sinh(\pi \beta)}{\pi \beta} \right] \quad (3.11)$$

Si vede che la (3.11) per $\beta=0$ dà $R=13$ dB ; per $\beta=0$ infatti la distribuzione degenera in uniforme.

La distribuzione di Dolph Chebyshev è costruita usando i polinomi di Chebyshev definiti come $T_m(x) = \cos(m \arccos(x))$; essa, in analogia con i filtri a ripple costante, dà diagrammi di radiazione con lobi laterali tutti allo stesso livello R in dB rispetto al lobo principale. I pesi dell'array assumono i valori :

$$a_n = (-1)^n \frac{\cos \left\{ N \cos^{-1} \left[\beta \cos \left(\frac{\pi n}{N} \right) \right] \right\}}{\cosh \left[N \cosh^{-1} \beta \right]}, \quad \beta = \cosh \left(\frac{\cosh^{-1}(10^{R/20})}{N} \right) \quad (3.11)$$

La distribuzione binomiale è caratterizzata dall'aver un solo lobo principale, molto più largo rispetto alle altre distribuzioni, e nessun lobo laterale ; i pesi in questo caso sono:

$$a_n = \frac{(N-1)!}{n!(N-1-n)!} \quad (3.12)$$

Un esempio è mostrato in Fig. 3.3 , dove è rappresentato il diagramma di radiazione di un

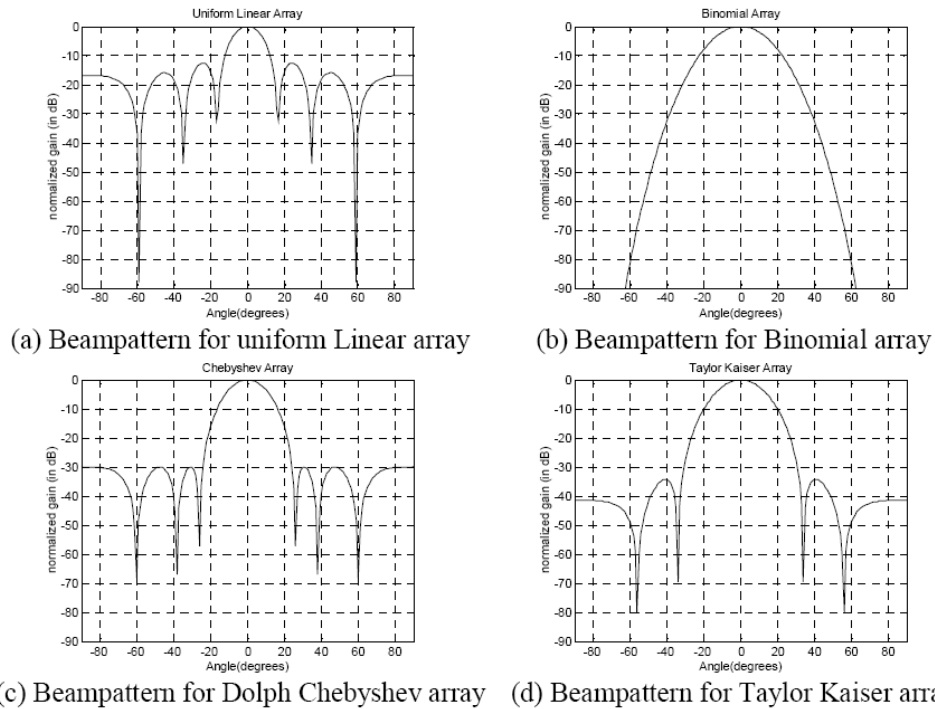


Fig. 3.3 – diagrammi di radiazione di un array lineare con $N=7$, $d=0.5 \lambda$

array lineare . Il caso uniforme (a) ed il caso binomiale (b) sono agli estremi opposti: uno con lobo principale molto stretto e lobi laterali alti, l'altro con un solo lobo principale molto largo. Dato un certo livello di lobi laterali (-30 dB in questo caso) Dolph Chebyshev è quello che dà il lobo principale più stretto, mentre Taylor Kaiser è superiore in termini di lobi laterali, che sono decrescenti.

CAPITOLO 4 – ARRAY A DOPPIA POLARIZZAZIONE: STATO DELL'ARTE

In questo capitolo si presenta una rassegna delle migliori soluzioni tecniche ad oggi reperibili in letteratura, relative al progetto di array polarimetrici in doppia polarizzazione; le soluzioni con antenna parabolica quindi in questo contesto non vengono prese in considerazione. Lo scopo è quello di dare una panoramica delle soluzioni tecniche attualmente più seguite, in modo da poter inquadrare il lavoro svolto nella presente tesi, e comprenderne la necessità.

4.1 ARRAY DI ANTENNE VIVALDI

Fonte : [33]. array di antenne Vivaldi in doppia polarizzazione.

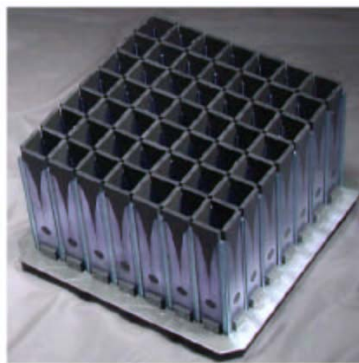


Fig. 4.1 Array di antenne Vivaldi

Questa struttura ha banda molto larga a causa della struttura a slot con tapering esponenziale; ha una buona efficienza e una buona separazione delle polarizzazioni. L'ingombro è significativo anche nella direzione boresight (maggiore di $\lambda / 2$ per la sola slot); l'alimentazione degli elementi è una struttura complessa e onerosa.

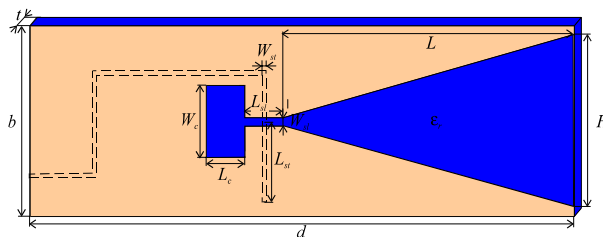


Fig. 4.2 Alimentazione di un'antenna Vivaldi

Questa struttura è di elezione per applicazioni a banda relativa molto larga, ovvero più del 50% della frequenza di centro banda.

4.2 ARRAY DI SLOT SU GUIDA D'ONDA IN ARIA

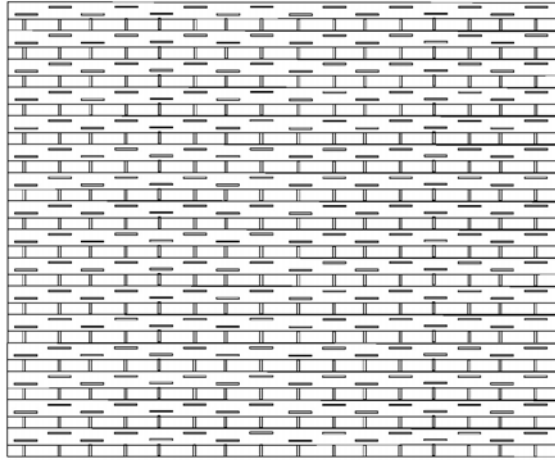


Fig. 4.3- Array in guida d'onda slotted in doppia polarizzazione

Fonte : [34]. L'array è di tipo **interdigitato**, cioè sono alternate righe di elementi di array (in questo caso slot) relativamente all'una e all'altra polarizzazione, in modo che due array diversi condividono lo stesso spazio fisico. Le slot sono realizzate su **guide ridged**; una guida ridged ha un setto centrale che allunga il percorso delle correnti trasverse abbassando la frequenza di taglio inferiore della guida, permettendo di realizzare guide rettangolari più strette rispetto a quelle standard. Le slot sono a distanza di $\lambda_G/2$ in guida; questo perchè nelle guide a causa della presenza della risonanza trasversale λ_G è maggiore di λ in aria e quindi distanziando le slot di $\lambda_G/2$ risulta una distanza in aria intorno a 0.7λ che è ottimale come visto anche in 3.1 . Tutti questi provvedimenti servono per avere una densità con spaziatura tra elementi dello stesso array sufficientemente piccola da evitare la nascita di grating lobes. Le slot sono alternativamente broadside e narrow side. La polarizzazione verticale è data da slot sul lato largo distanti $\lambda_g/2$ ed alternate in offset rispetto all'asse della guida; questo è necessario per dare campi radiati in fase in direzione broadside. La polarizzazione orizzontale è ottenuta tramite slot sul lato stretto della guida. La struttura è suddivisa in subarray per aumentare la banda e la stabilità di puntamento del fascio al variare della frequenza. La rete di alimentazione è in guida e quindi a basse perdite; l'array ha dunque elevata efficienza. L'isolamento cross – polare è elevato e si mantiene in un range esteso in azimuth ed elevazione. Questa architettura è ottima come prestazioni di antenna ma **sub ottimo per peso, costo ed ingombro**.

4.3 ARRAY DI SLOT SU GUIDA CARICATA

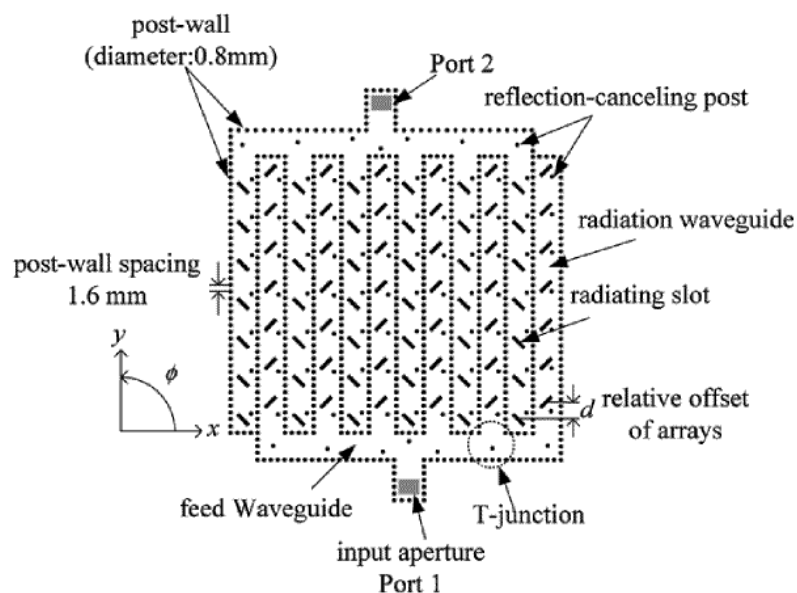


Fig. 4.5 Array su guida d'onda realizzata su substrato da microonde

Fonte : [35] . L'array in guida è realizzato tramite lastra di dielettrico di spessore 1.6 mm metallizzato su doppia faccia. le guide sono ottenute tramite dei vias metallizzati di diametro 0.8 mm. L'array è interdigitato con slot inclinate di 45° rispetto alla direzione di propagazione sulla guida; le file di slot adiacenti sono traslate di 0.5λ per aumentare il disaccoppiamento tra le due porte , e diminuire la cross polarizzazione.

Con questo progetto si raggiungono > 30 dB di isolamento tra le due porte e > 25 dB di isolamento cross polare; per eliminare i grating lobes è necessario che la costante dielettrica sia intorno a $2 \sim 3$ per compattare la struttura.

Per la tecnologia di realizzazione e la presenza delle perdite sul dielettrico, questa soluzione perde in larga misura l'efficienza di un array in guida non filled.

E' una soluzione interessante per il basso costo; lavora bene in bande elevate delle microonde perchè c'è un limite alla realizzabilità fisica delle pareti delimitate da vias, specie alle frequenze più basse dove lo spessore diverrebbe molto più elevato.

4.4 ARRAY SU GUIDA A PIATTI PARALLELI

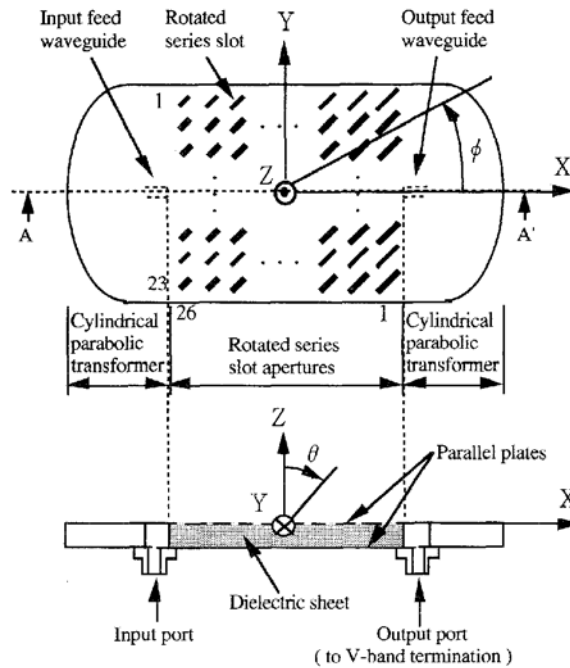


Fig. 4.6 – Array su guide a piatti paralleli

Fonte : [36]. Anche questo array è realizzato su un substrato a basse perdite come quello del paragrafo precedente; la guida d'onda non è rettangolare ma a piatti paralleli; questo è di grande beneficio in termini di perdite sulla rete di alimentazione. Questa architettura è adatta a frequenze molto alte (qualche decina di GHz) dove le perdite di alimentazione pesano molto. Il feed è situato nel fuoco di un paraboloide cilindrico; l'onda cilindrica che origina dalla bocca di alimentazione si riflette sulla superficie di contorno modellata in forma di parabola e quindi si propaga come onda piana TEM sul piatto, in direzione +X. Le slot sono ad ampiezza crescente , per ottenere una illuminazione costante degli elementi dell'array, compensando le perdite per radiazione e per dissipazione sulla guida. Il piatto termina con un secondo riflettore e feed con carico adattato , per mantenere le condizioni di onda viaggiante sull'array. La guida a piatti paralleli è una struttura guidante a bassissime perdite, quindi l'array è ad elevata efficienza. Le difficoltà sono legate al controllo dell'illuminazione sull'apertura e anche trovare una architettura adatta alla doppia polarizzazione H / V . Studi e soluzioni tecnologiche invece esistono per la doppia polarizzazione RHC / LHC con i cosiddetti Radial Line Slot Arrays (RLSA) che però hanno comunque problemi di controllo dell'illuminazione sull'apertura , e con i quali

quindi è difficile ottenere le prestazioni in termini di lobi laterali del diagramma di radiazione , che in genere sono richieste per un radar polarimetrico.

4.5 SPECIFICHE DI PROGETTO

Si riportano specifiche di un'antenna polarimetrica per applicazioni di bassa potenza (Galileo Avionica):

Angolo a – 3 dB del fascio di radiazione in azimuth = 2.1° ;

Angolo a – 3 dB del fascio di radiazione in elevazione = 8° ;

pattern di tipo cosecante quadra in elevazione;

Banda di lavoro $9.4 \text{ GHz} \pm 100 \text{ MHz}$;

Potenza di picco 80 W , duty cycle 10% ;

Isolamento Cross polare $>30 \text{ dB}$;

Guadagno $\geq 30 \text{ dB}$;

Ridotto peso ed ingombro;

lobi laterali di livello molto ridotto ($< -30 \text{ dBc}$)

Si nota come la potenza sia bassa ed il duty cycle relativamente alto rispetto a quello tipico dei radar di scoperta; il motivo è che vengono impiegate tecniche di compressione dell'impulso che permettono di mantenerne alta l'energia pur senza arrivare a potenze di picco elevatissime. Questo apre la strada all'utilizzo di antenne planari; alcune soluzioni sono illustrate nei paragrafi successivi.

4.6 ARRAY DI PATCH A CROCE ALIMENTATI A SLOT

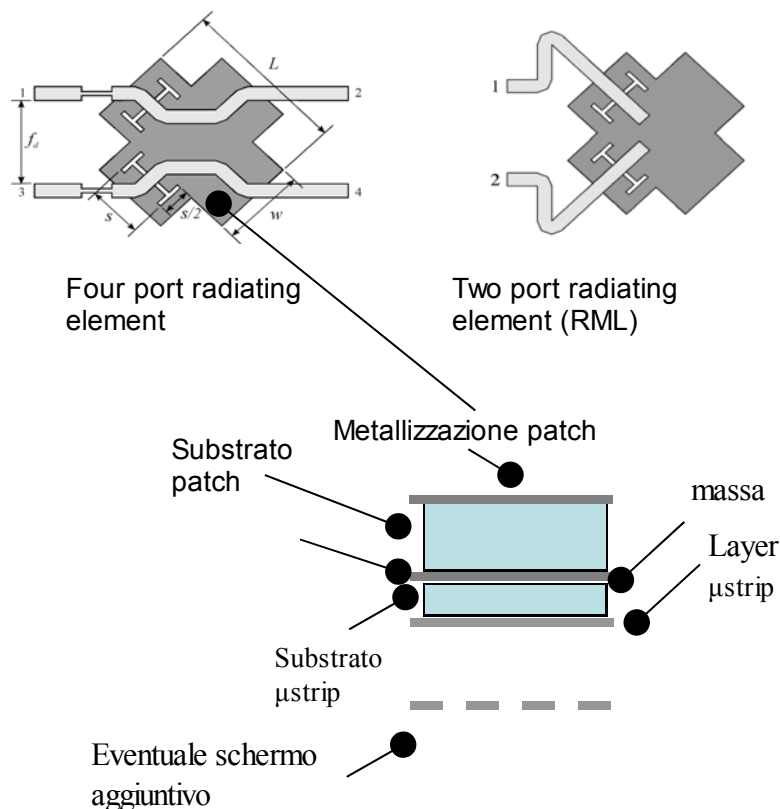


Fig. 4.7 – Struttura antenna a patch in croce alimentata a slot

Fonte : [37]. Su ogni patch ci sono due modi TM_{01} risonanti che generano due polarizzazioni tra loro ortogonali. I patch sono risonanti a centro banda. L'accoppiamento con la linea a μ strip avviene tramite slot praticate sul piano di massa comune a patch e linea di alimentazione sottostante, a microstrip. In generale le celle sono a 4 porte, con l'eccezione della cella adattata (Radiating Matched Load o RML) che costituisce il carico su cui viene terminato l'array. Le slot sono H shaped per ridurre la back radiation. Il substrato del patch ha elevato spessore per aumentare la banda di adattamento dell'antenna.

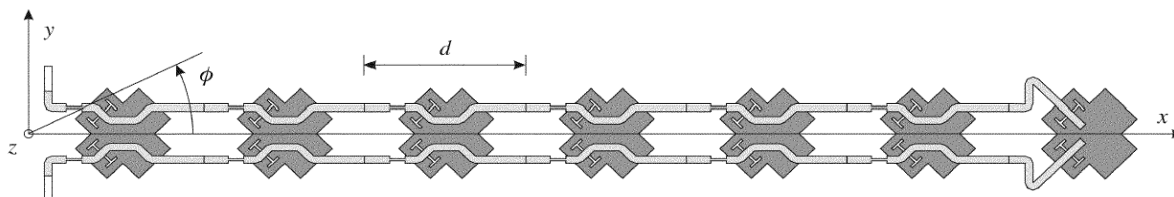


Fig. 4.8 – Array di patch a croce a doppia polarizzazione.

L'array è ad alimentazione serie con N celle in cascata; il tapering di ampiezza dell'array può essere ottenuto variando le dimensioni della slot di accoppiamento con la microstriscia. E' possibile con tali strutture ottenere un elevato isolamento cross- polare. il layout è abbastanza complesso (3 strati + schermo) con uso di elementi delicati meccanicamente. La struttura è adatta per requisiti di particolare purezza di polarizzazione.

4.7 ARRAY DI SLOT ALIMENTATE A MICROSTRISCIA

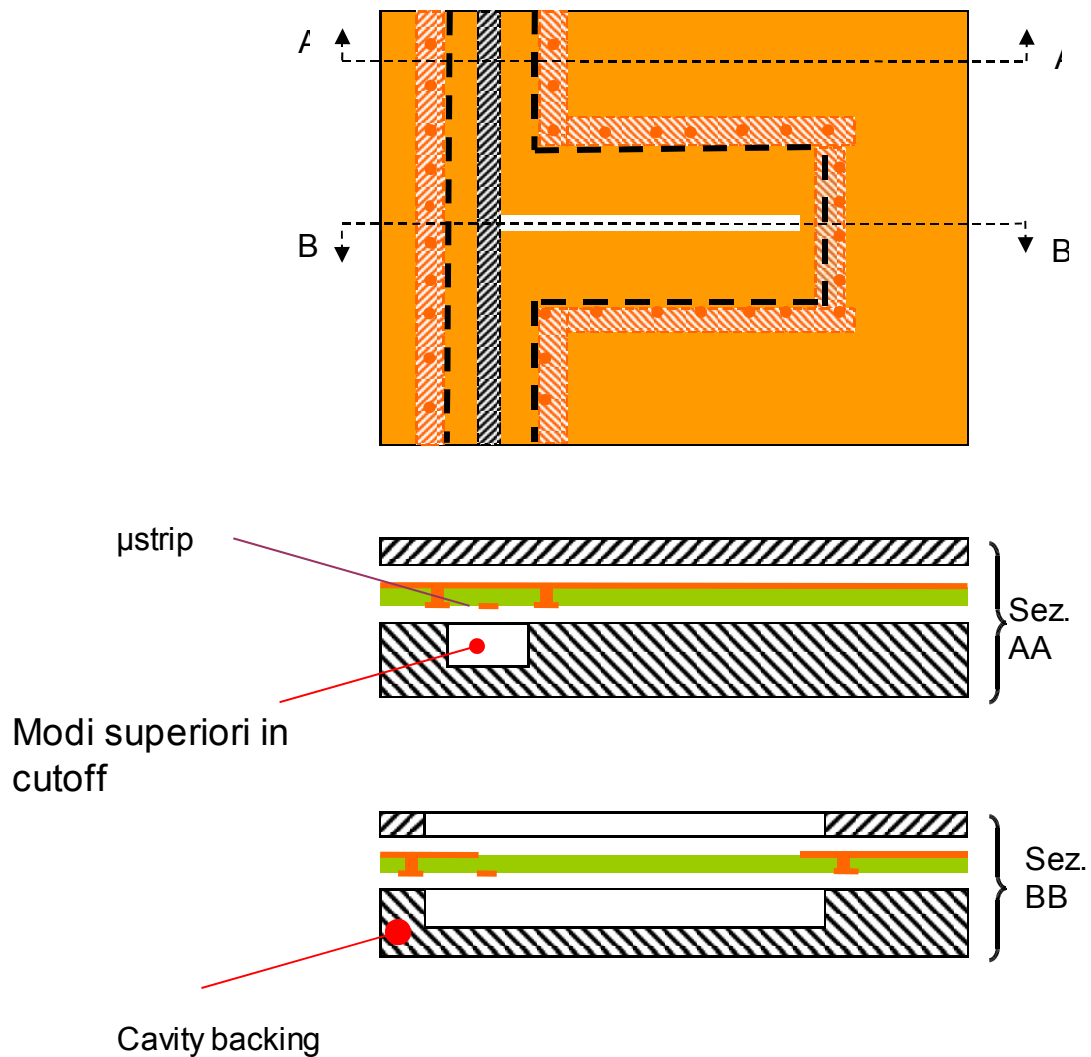


Fig. 4.9 – Slot cavity backed alimentata tramite microstriscia

In Fig. 4.9 é rappresentato (in verde nelle sezioni AA e BB) un monostrato che ha su un lato una metallizzazione di massa e sull'altro lato una microstriscia. La slot è risonante a centro banda ($\lambda/2$). Il tapering di ampiezza dell'array è ottenibile variando l'offset tra slot e microstriscia; la slot è equivalente ad un filamento di corrente magnetica, per cui il

campo lontano ha polarizzazione lineare singola (ortogonale alla slot). Il cavity backing è necessario per eliminare la back radiation della slot. Le cavità sono tra loro collegate tramite lo scavo necessario per il passaggio della microstriscia , ma tra slot adiacenti la cavità si riduce al minimo in sezione, per impedire la nascita di onde interne alla cavità che costituirebbero una perdita di efficienza e determinerebbero accoppiamenti spuri tra slot in cavità.

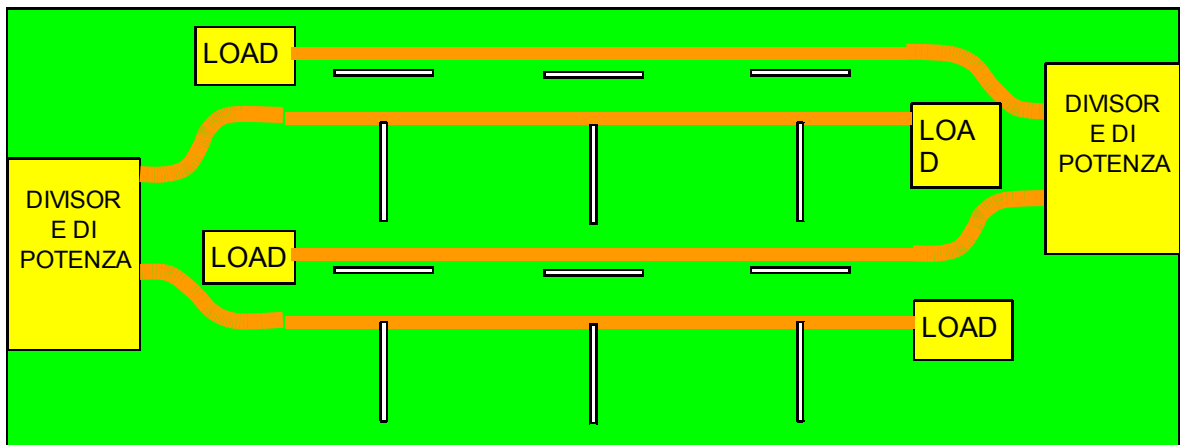


Fig. 4.10 – array serie di Slot cavity backed alimentato a microstriscia

La compattezza della linea a microstriscia permette la realizzazione di un array interdigitato , con array di radiatori su due polarizzazioni ortogonali che condividono la stessa area fisica dell'antenna. In Fig. 4.6 è rappresentata una ipotesi di array serie. Le linee a microstriscia si svolgono in rettilineo per minimizzare il percorso e massimizzare così l'efficienza. Rispetto alla soluzione a patch , c'è minore criticità tecnologica di realizzazione, maggiore criticità di progetto per gli accoppiamenti mutui tra slot (accoppiamenti nel semispazio di radiazione dell'array). Le cavità potrebbero essere realizzate sulla struttura portante che comunque si rende necessaria per sostenere meccanicamente il circuito planare.

CAPITOLO 5 – ELEMENTI RADIANTI PLANARI

In questo capitolo si analizzano le strutture radianti planari più usate nella tecnica di progettazione degli array serie a doppia polarizzazione in banda X, con particolare attenzione alle caratteristiche più critiche evidenziate dalla analisi delle specifiche riportate a titolo di esempio nel capitolo precedente, ovvero:

- Larghezza di banda;
- Limiti di potenza
- Efficienza di radiazione
- Cross polarizzazione

Le strutture trattate sono :

- antenna a slot alimentata tramite microstriscia;
- antenna a patch in varie configurazioni.

5.1 ACCOPPIAMENTO TRA SLOT E MICROSTRISCIA

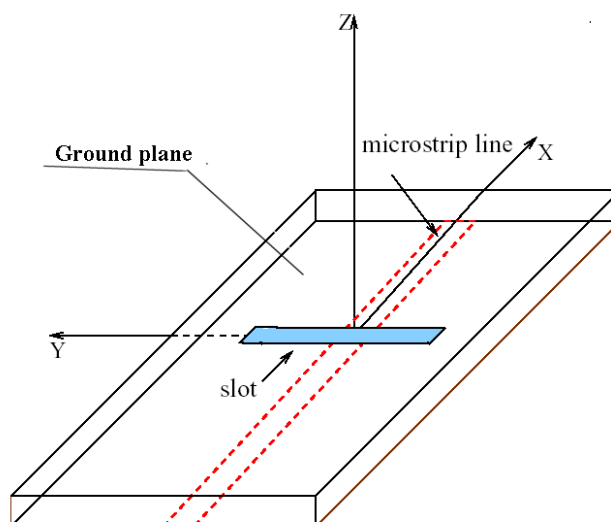
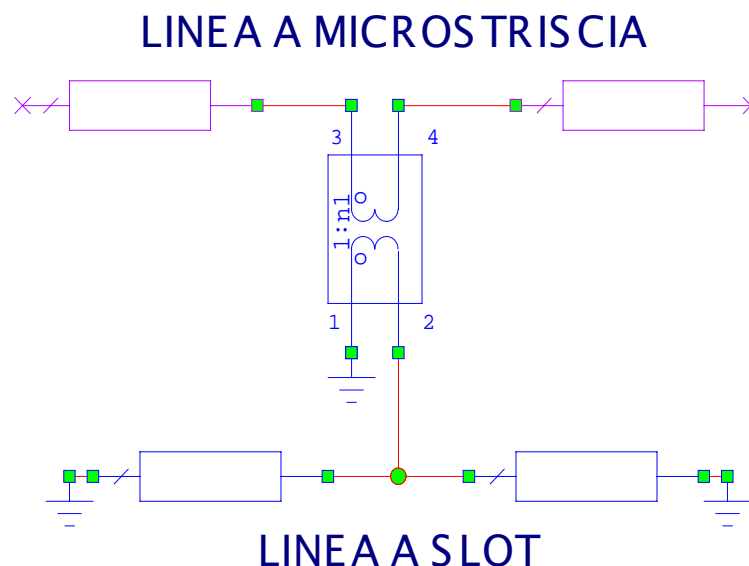


Fig. 5.1 – Slot alimentata tramite microstriscia

La struttura tipica di una antenna a slot alimentata tramite microstriscia è riportata in Fig. 5.1. L'elemento radiante nella struttura di Fig. 5.1 è un tratto di linea a slot chiuso in corto circuito, che irradia nel semispazio $Z > 0$. Poiché la slot di per se irradia anche nel semispazio $Z < 0$, è necessaria la presenza di uno schermo metallico alla quota $Z = -d$,

dove è opportuno che d sia dell'ordine di $\lambda/4$ per minimizzare il caricamento reattivo della linea a slot da parte dello schermo, e quindi ottenere le prestazioni migliori dell'elemento radiante in termini di larghezza di banda. E' noto [38][39][40] che quando la slot interseca la microstriscia come in Fig. 1 l'accoppiamento tra linea a microstriscia e linea a slot si può modellare in termini circuitali tramite l'impiego di un trasformatore con un rapporto di trasformazione n_1 che varia da 0.9 ad 1 :



Se si impiega la slot come elemento radiante in un array serie in cui la struttura guidante è la microstriscia, la slot avrà una lunghezza tipicamente minore o uguale a $\lambda_G / 2$, dove λ_G è la lunghezza d'onda a centro banda relativa alla slot caricata con il substrato dielettrico. Quest'ultimo è tipicamente a basse perdite e a bassa costante dielettrica relativa, come il Rogers Rt5880. Dal circuito equivalente si vede che la slot per $L < \lambda_G / 2$ è modellabile come una impedenza in serie alla microstriscia $Z = R + jX$; a titolo di esempio esplicativo è stata condotta una simulazione tramite metodo FIT (CST) in cui il substrato simulato è RT5880 (costante dielettrica relativa = 2.2 , tangente di perdita 0.0009) con spessore 0.508 mm , la slot ha lunghezza 13.5 mm e larghezza 0.3 mm ; il piano di massa riflettente è a $\lambda/4$ dal piano della slot. Il grafico di Fig. 5.2 evidenzia vantaggi e problemi dell'impiego della slot come elemento radiante. Il vantaggio sta nel forte accoppiamento tra slot e microstriscia , che di per sé permetterebbe la realizzazione di array con elevato grado di integrazione. Lo svantaggio sta nella difficoltà di modulare la potenza trasferita dalla microstriscia alla slot; la variazione dell'accoppiamento si può realizzare in due modi:

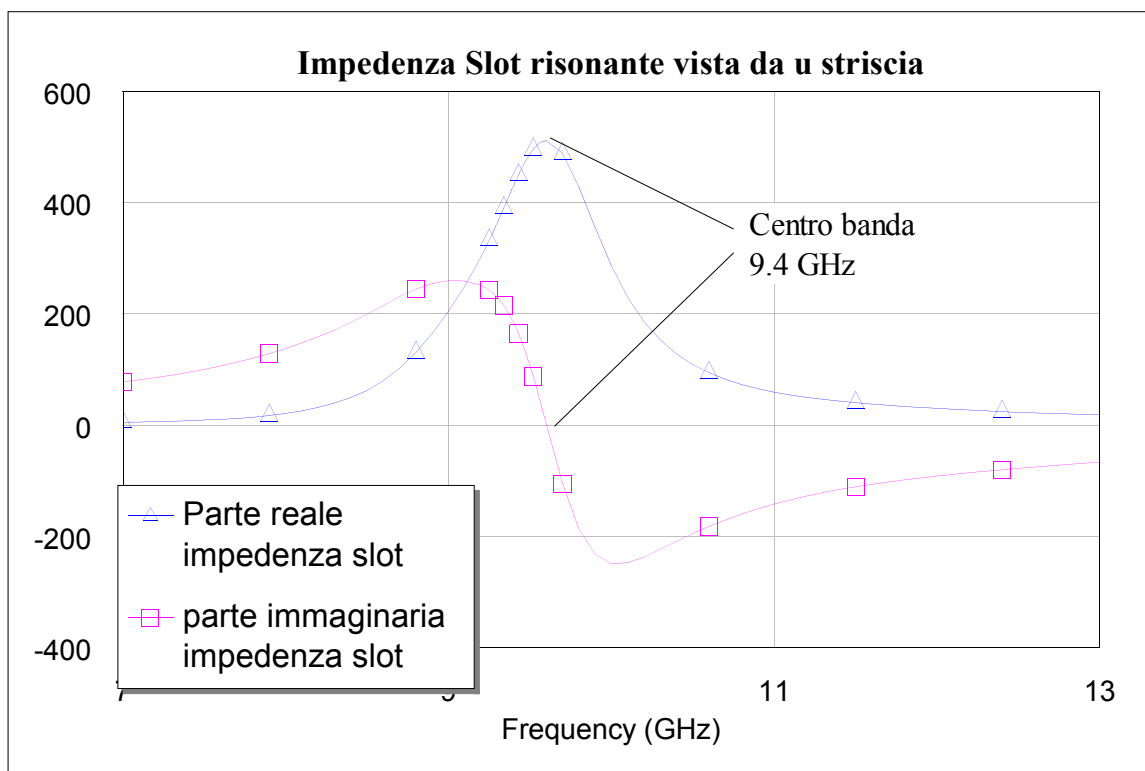


Fig. 5.2 – Impedenza equivalente serie di una slot risonante alimentata in serie da una microstriscia.

- 1) Tramite una variazione della lunghezza della slot, quindi impiegando in generale slot sub- risonanti
- 2) Impiegando slot risonanti ma con una dislocazione del centro della slot rispetto al centro della microstriscia.

Il metodo 1) implica che la impedenza serie equivalente della slot abbia un Q molto elevato, come si può verificare dalla fig. 5.3, che rappresenta il risultato della simulazione tramite CST in cui il substrato simulato è RT5880 (costante dielettrica relativa = 2.2 , tangente di perdita 0.0009) con spessore 0.508 mm , la slot ha lunghezza 10 mm e larghezza 0.3 mm ; il piano di massa riflettente è a $\lambda/4$ dal piano della slot, e si è supposto di impiegare la slot alla frequenza di 9.4 GHz. Il Q elevato della slot può creare problemi di adattamento, perché la larghezza di banda dell'adattamento dipende dal Q dell'elemento, quando viene posto in serie ad un carico da 50 Ohm.

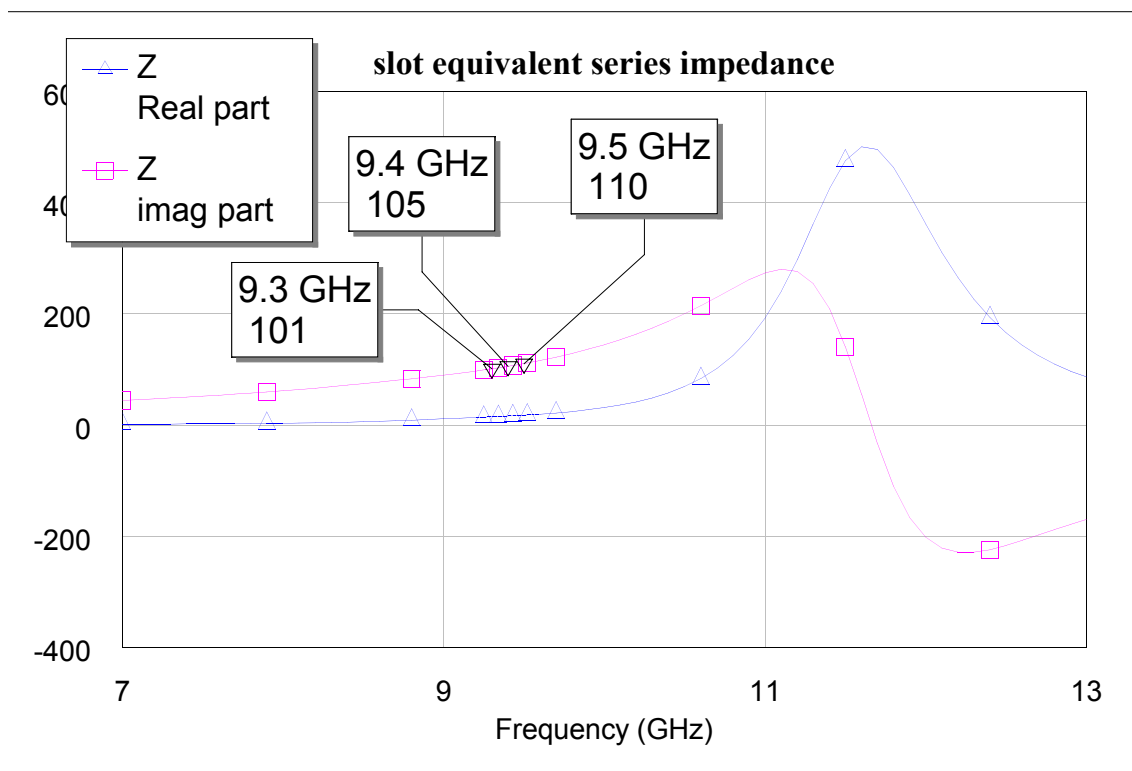


Fig. 5.3 – Impedenza equivalente serie in Ohm di una slot sub risonante

Inoltre, deve essere preso in considerazione il fatto che la tensione presente sulla slot a seguito della eccitazione da parte della linea non è in fase con l'onda quasi TEM che transita sulla linea a microstriscia; questo comporta che per avere tutti gli elementi radianti illuminati con eccitazione in fase, cioè il massimo del diagramma di radiazione in direzione broadside, ciascuna slot dovrà essere offsettata di una quantità Δz sulla linea di alimentazione in modo da recuperare lo sfasamento introdotto dalla parte immaginaria della propria impedenza equivalente. Una procedura del genere è descritta in [41]. In seguito (par. 5.3) si mostrerà che il campo lontano irradiato da una slot lineare praticata su un piano di massa sufficientemente grande ha una polarizzazione lineare con elevata purezza, supposto che $w \ll l$, dove w è la larghezza ed l la lunghezza. Pertanto, volendo realizzare un array a doppia polarizzazione avente come elementi radianti slot lineari, esso necessariamente involve la condivisione della apertura equivalente dell'antenna da parte di due insiemi di elementi radianti, che irradiano due campi elettromagnetici dotati di polarizzazioni tra loro ortogonali. Al fine di determinare la configurazione migliore in termini di larghezza di banda e di cross polarizzazione è necessario analizzare :

- 1) il campo elettromagnetico irradiato da una slot risonante o sub risonante nella configurazione impiegata nell'array , ovvero in presenza dell' alimentazione e di un piano riflettente o cavità necessaria per ottenere l'irradiazione su un solo semispazio;
- 2) la impedenza mutua tra due slot, che serve a determinare l'isolamento tra i due array che irradiano campi con polarizzazioni tra loro ortogonali.

Un importante risultato che si anticipa è che è possibile realizzare array che irradiano campi EM con buona purezza di polarizzazione, e che la limitazione alla purezza raggiungibile con questo tipo di array è strettamente legata all'isolamento tra i due array che condividono l'apertura.

5.2 CORRENTE MAGNETICA SULLA SLOT

E' stata condotta una simulazione con CST al fine di verificare la distribuzione di tensione su una slot sub risonante e validare il modello circuitale.

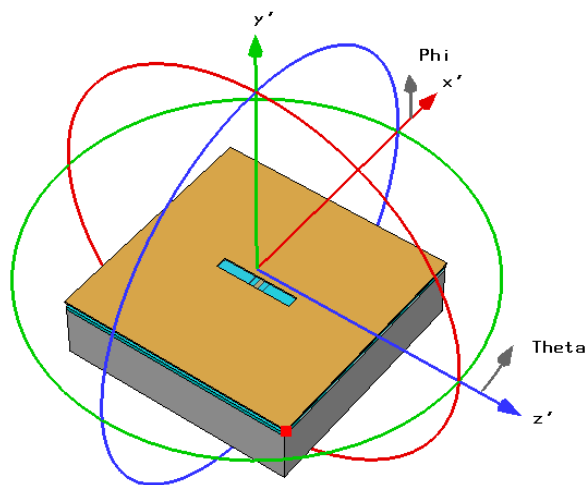


Fig. 5.4- Slot sub risonante alimentata con microstriscia e relativo sistema di riferimento

La slot è tagliata lungo l'asse z ed alimentata al centro con una microstriscia di impedenza caratteristica 50 Ohm; la slot è subrisonante (lunghezza 10 mm, frequenza di simulazione 9 GHz). La distribuzione di campo elettrico sull'apertura della slot derivante dalla simulazione risulta in buon accordo con quanto aspettato dalla teoria circuitale; da quest'ultima ci si aspetta una distribuzione del tipo :

$$E_x = E_M \sin \left[\beta_{sl} \left(\frac{l}{2} - |z| \right) \right], -\frac{l}{2} < z < \frac{l}{2} \quad (5.1)$$

dove β_{sl} è la costante di propagazione della linea a slot caricata con il dielettrico , ed in presenza del piano di massa riflettente situato ad $y = -d$.

La larghezza della slot è $w \ll \lambda$; questa ipotesi è necessaria per assicurare la polarizzazione lineare del campo radiato, ed anche l'approssimazione circuitale . Poiché gli elementi radianti che si prendono in considerazione sono slot con lunghezza dell'ordine di $\lambda/2$, in pratica la restrizione sulla lunghezza è soddisfatta se il rapporto tra lunghezza e larghezza della slot è ≥ 10 .

5.3 CAMPO LONTANO IRRADIATO DALLA SLOT

considerando il piano di massa della slot infinito ed applicando il teorema di equivalenza ed il teorema delle immagini, il campo irradiato ha come sorgente una densità lineare di corrente magnetica :

$$\vec{J}_{sm} = 2 \vec{E} \times \hat{i}_y \quad (5.2)$$

sulla apertura della slot; nell'ipotesi $l \geq 10 w$ il campo elettrico è diretto lungo x ed integrando \vec{J}_{sm} lungo la direzione x , la sorgente si può approssimare come una distribuzione filare di corrente magnetica concentrata sull'asse z , diretta lungo z e di valore :

$$I_m = 2V_M \sin \left[\beta_{sl} \left(\frac{l}{2} - |z| \right) \right], -\frac{l}{2} < z < \frac{l}{2} \quad (5.3)$$

dove V_M è la tensione applicata al centro della slot.

Il campo lontano irradiato dalla slot può essere ricavato partendo dal “ vettore di radiazione magnetico “ :

$$F_m(\theta) = \int_{-l/2}^{l/2} I_m(z') \exp(jk z' \cos \theta) dz' \quad (5.4)$$

dove si è supposto la corrente magnetica orientata lungo z, come in fig. 4.

Sviluppando l'integrale risulta:

$$F_m(\theta) = \frac{4\beta_{sl} V_M \left[\cos\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{\beta_{sl} l}{2}\right) \right]}{(\beta_{sl} - k \cos \theta)^2} \quad (5.5)$$

il campo lontano si ricava immediatamente dalle relazioni :

$$\begin{cases} \vec{E} = jk \frac{\exp(-jkr)}{4\pi r} \hat{\phi} [F_m(\theta)]_{\theta} = jk \frac{\exp(-jkr)}{4\pi r} F_m(\theta) \sin \theta \hat{\phi} \\ \vec{H} = -\frac{jk \exp(-jkr)}{\eta 4\pi r} \hat{\theta} [F_m(\theta)]_{\theta} = -jk \frac{\exp(-jkr)}{4\pi r} F_m(\theta) \sin \theta \hat{\theta} \end{cases} \quad (5.6)$$

Nel caso ideale quindi il campo elettrico è diretto solo lungo ϕ ; quindi per ottenere una polarizzazione lineare in una certa direzione è sufficiente orientare la slot ortogonalmente a tale direzione.

La purezza di polarizzazione si conserva per un ampio range angolare intorno alla direzione broadside , coincidente con l'asse z in Fig. 5.4.

Al fine di determinare il range ammissibile di larghezza, utilizzando il simulatore CST , abbiamo considerato il caso di una slot di lunghezza 10 mm e larghezza 1 mm, alimentata a microstriscia e con piano di massa riflettente. Nella simulazione del diagramma di radiazione abbiamo considerato due tagli, con riferimento alla Fig. 5.4 :

- a) sul piano xz, ovvero considerando una sezione comprendente l'asse della slot;
- b) sul piano xy, ovvero una sezione ortogonale alla mezzzeria della slot.

Nel caso a) , riferendosi ad un sistema di coordinate sferiche, la componente **copolare** ,

ovvero quella corrispondente alla polarizzazione desiderata, è la componente φ che ha un diagramma di radiazione conforme alla (5.6) con un minimo per $\theta = \pm 90^\circ$ ed un massimo per $\theta = 0$. La direzione $\theta = 0$ nel diagramma di fig. 5.5 coincide con l'asse y di Fig. 5.4.

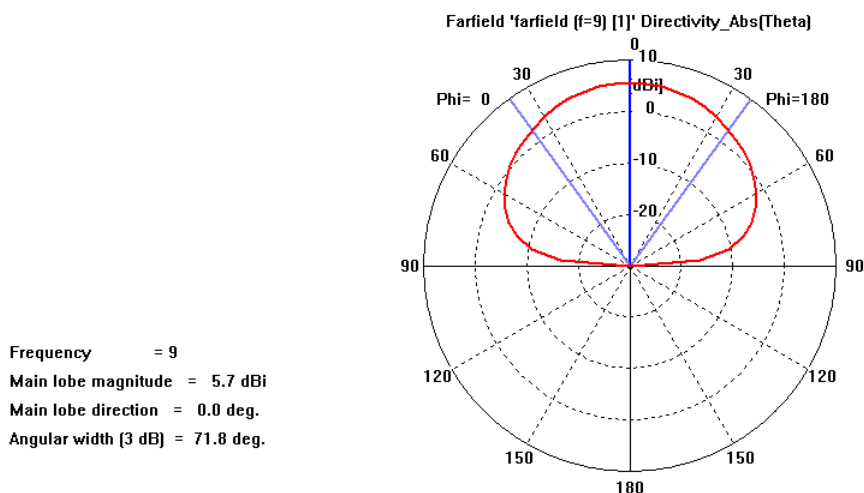


Fig. 5.5 – Campo lontano E_φ di una slot– diagramma di direttività con taglio sull’asse della slot ; $\theta = 0$ è la direzione ortogonale all’asse della slot

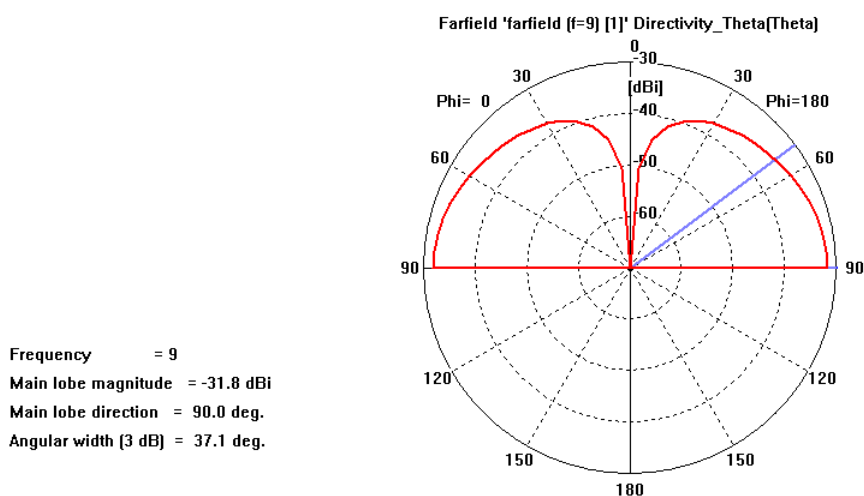


Fig. 5.6 – Campo lontano E_θ di una slot– diagramma di direttività con taglio sull’asse della slot ; $\theta = 0$ è la direzione ortogonale all’asse della slot

Sempre riferendosi al caso a), la componente **cross polare**, ovvero il contributo ortogonale a quello desiderato, è la componente θ che viene originata dalla presenza sull’apertura di correnti magnetiche non trascurabili J_{mx} nella direzione x di Fig. 5.4. Per simmetria, il contributo totale è nullo per $\theta = 0$ ed aumenta con θ .

L’axial ratio misura il rapporto tra le due componenti, ovvero la purezza di polarizzazione

per una slot singola:

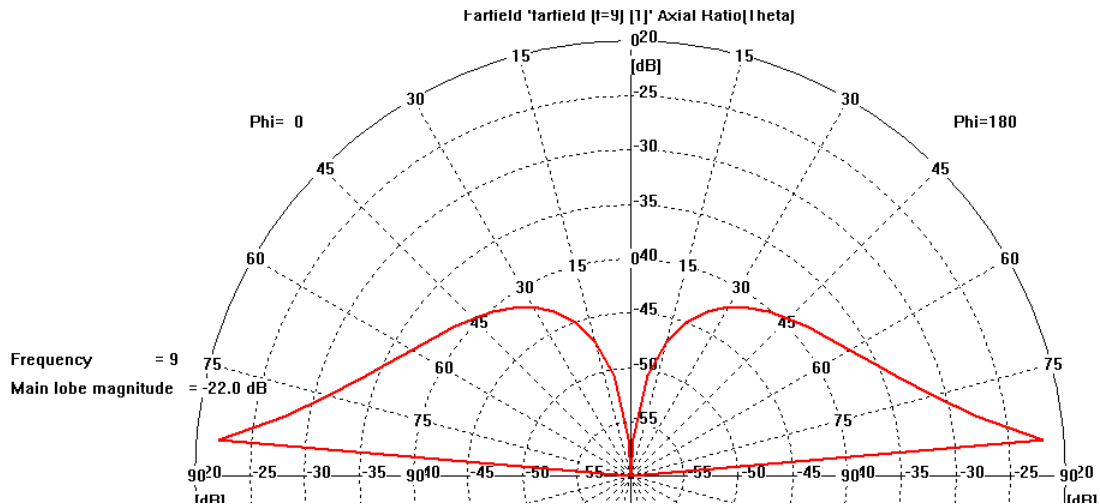


Fig. 5.7 – Axial ratio in dB, taglio sull’asse della slot – la direzione broadside è $\theta = 0$

La Fig. 5.7 mostra che per un discostamento di 8 gradi dalla direzione broadside il rapporto E_{ϕ}/E_{θ} si mantiene sempre al disopra di 50 dB. Il caso b) è riferito al diagramma di radiazione della slot sul proprio piano di simmetria; in questo caso la componente copolare è θ e la componente cross polare è ϕ . Il diagramma di radiazione risulta costante in tutto il semispazio in cui la slot irradia ed in questo caso le componenti cross polari risultano trascurabili rispetto alle copolari.

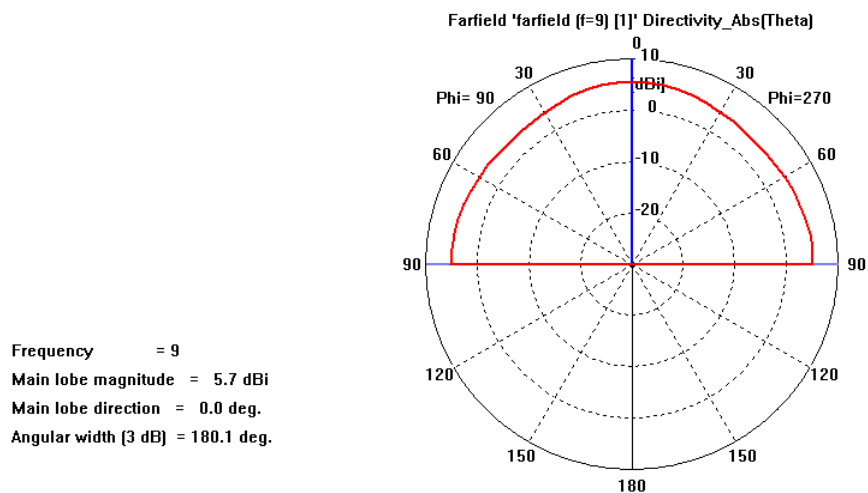


Fig. 5.8 – Campo lontano della slot, componente θ – taglio sul piano di simmetria della slot

5.4 CAMPO VICINO DELLA SLOT

Si riportano le equazioni di Maxwell valide per mezzi omogenei e isotropi, con dipendenza temporale di tipo armonico:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} - \vec{J}_m \quad (5.7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} + \vec{J} \quad (5.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (5.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \rho_m \quad (5.10)$$

Previa applicazione del principio di equivalenza e del teorema delle immagini, le sorgenti del campo originato dalla slot si riducono ad una densità lineare di corrente magnetica e relativa densità fittizia di carica magnetica, rispettivamente \vec{J}_m , ρ_m , legate tra loro dalla relazione ottenibile applicando l'operatore divergenza ad entrambi i membri della (5.7) e sostituendo la (5.10) si ottiene l'equazione di continuità:

$$\nabla \cdot \vec{J}_m + j\omega\rho_m = 0 \quad (5.11)$$

dalla (5.9), poiché in questo caso $\vec{J} = 0, \rho = 0$, il campo $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ è solenoidale e pertanto si può definire un potenziale vettore magnetico \vec{A}_m per cui $\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon}\nabla \times \vec{A}_m$, ed un potenziale scalare magnetico ϕ_m in modo che le sorgenti rispettive sono correnti e cariche magnetiche:

$$\phi_m(\vec{r}) = \int_v \frac{\rho_m(\vec{r}')}{\mu} G(\vec{r}, \vec{r}') dv' \quad (5.12)$$

$$A_m(\vec{r}) = \int_v \varepsilon \vec{J}_m(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') dv' \quad (5.13)$$

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\exp[-jk|\vec{r} - \vec{r}'|]}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (5.14)$$

Le (5.12), (5.13) sono state ricavate assegnando arbitrariamente la densità di sorgenti $\nabla \cdot A_m$ del potenziale vettore magnetico (la densità di circolazione è assegnata in base alla

definizione di A_m , $\nabla \times \vec{A}_m = \varepsilon \vec{E}$) in base alla condizione di Lorentz :

$$\nabla \cdot A_m + j\omega\varepsilon\mu\phi_m = 0 \quad (5.15)$$

Dalle equazioni di Maxwell si può anche ricavare direttamente i campi in funzione del potenziale vettore magnetico; dalla (5.8) risulta :

$$\begin{cases} \vec{H} = -j\omega\vec{A}_m - \nabla\phi_m = \frac{1}{j\omega\varepsilon\mu} \left[\nabla(\nabla \cdot \vec{A}_m) + k^2 \vec{A}_m \right] \\ \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \vec{A}_m \end{cases} \quad (5.16)$$

Nel caso filare le espressioni si semplificano in modo significativo.

$$(A_m)_z(\rho, z) = \frac{\varepsilon}{4\pi_L} \int_L I_{mz}(z') \frac{\exp\left[-jk\sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}\right]}{\sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}} dz' \quad (5.17)$$

dove si è espresso il potenziale vettore magnetico in coordinate cilindriche (ρ, φ, z) e la slot si suppone diretta lungo l'asse z . Il potenziale ha la sola componente z ed è indipendente da φ .

Le (5.16) si possono scrivere:

$$\begin{aligned} H_z &= \frac{1}{j\omega\varepsilon\mu} \left(\frac{\partial^2 A_{mz}}{\partial z^2} + k^2 A_{mz} \right) \\ H_\rho &= \frac{1}{j\omega\varepsilon\mu} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial A_{mz}}{\partial z} \right) \right] \\ E_\varphi &= \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial A_{mz}}{\partial \rho} \end{aligned} \quad (5.18)$$

La prima delle (5.18) si può esprimere come :

$$H_z = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} \left(\frac{\partial^2 A_{mz}}{\partial z^2} + k^2 A_{mz} \right) = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} \int_{-h}^h I_{mz}(z') \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) G(z-z') dz' \quad (5.19)$$

Dove si è sostituito $\frac{\partial}{\partial z^2}$ con $\frac{\partial}{\partial z'^2}$ e $G(z-z') = \frac{\exp\left[-jk\sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}\right]}{\sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}}$

$$\begin{aligned} I_{mz}(z') \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) G(z-z') - G(z-z') \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) I_{mz}(z') &= \\ = \frac{\partial}{\partial z'} \left(I_{mz}(z') \frac{\partial G(z-z')}{\partial z'} - G \frac{\partial I_{mz}(z')}{\partial z'} \right) & \end{aligned} \quad (5.20)$$

Nel nostro caso $I_{mz}(z)$ è una funzione sinusoidale e vale

$$I_{mz}(z') = I_M \sin\left[\beta_{sl}(h - |z'|)\right] \quad (5.21)$$

Considerando che le slot sono risonanti e che quindi $\beta_{sl} h = \pi/2$ la (5.21) si può ridurre a :

$$I_{mz}(z') = 2V \cos\left(\frac{\pi z'}{2h}\right) \quad (21) \quad (5.22)$$

V è la tensione applicata al centro della slot ; si è applicato il teorema delle immagini .

Effettuando l'integrale, il primo addendo a secondo membro dà un contributo nullo perché la funzione integranda è nulla agli estremi. Se la slot è risonante (5.22) il secondo membro della (5.20) dà contributo non nullo solo agli estremi, infatti se $\beta_{sl} h = \pi/2$ la derivata di $I_{mz}(z')$ è continua per $z'=0$. Quindi vale

$$\begin{aligned} H_z &= \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} \left(\frac{\partial^2 A_{mz}}{\partial z^2} + k^2 A_{mz} \right) = \frac{1}{j4\pi k \zeta} \int_{-h}^h I_{mz}(z') \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) G(z-z') dz' = \\ &= \frac{(k^2 - \beta_{sl}^2)}{j4\pi k \zeta} \int_{-h}^h \left[I_{mz}(z') G(z-z') \right] dz' + \frac{1}{j4\pi k \zeta} \left[G \frac{\partial I_{mz}}{\partial z'} \right]_{-h}^h \end{aligned} \quad (5.23)$$

Il primo termine a secondo secondo termine della (5.23) si annullerebbe se la slot sorgente fosse in aria. In definitiva vale :

$$H_z = \frac{V(k^2 - \beta_{sl}^2)}{j2\pi k \zeta} \int_{-h}^h \left[\cos\left(\frac{\pi z'}{2h}\right) G(z - z') \right] dz' - \frac{V}{j8k h \zeta} \left(\frac{\exp(-jkR_1)}{R_1} + \frac{\exp(-jkR_2)}{R_2} \right) \quad (5.24)$$

dove $R_1 = \sqrt{\rho^2 + (z-h)^2}$, $R_2 = \sqrt{\rho^2 + (z+h)^2}$.

5.5 ACCOPPIAMENTO MUTUO TRA SLOT

Prendiamo in considerazione un sistema radiante composto da N slot. Per la slot i -esima vale :

$$\vec{H}_i = \sum_{n=1}^N \vec{H}_{ni} \quad (5.25)$$

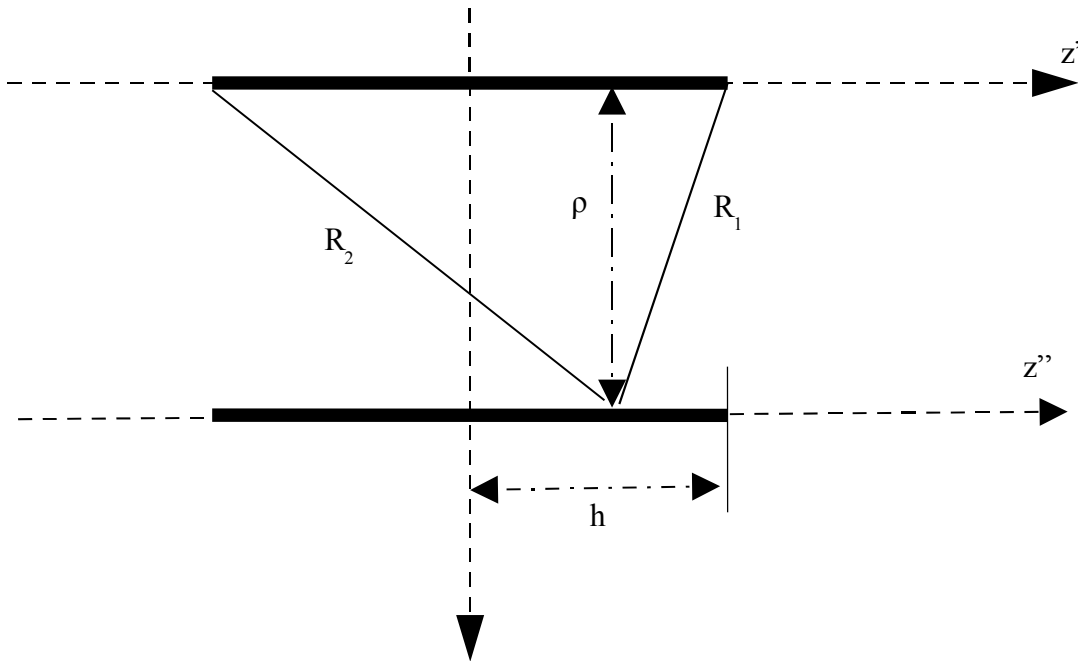
dove il campo magnetico sulla slot i-esima è espresso come somma del contributo da parte di tutte le slot , compreso la i-esima. La potenza fornita alla slot i.-esima è data da :

$$P_i = \int_{slot\ i} \vec{H}_i \cdot I_{mi}^* d\vec{l} = \sum_{n=1}^N \int_{slot\ i} \vec{H}_{ni} \cdot I_{mi}^* d\vec{l} \quad (5.26)$$

dove I_{mi} è la densità lineare (filare) di corrente magnetica sulla slot i-esima. Supponiamo che tutte le slot siano alimentate al centro in modo concentrato. Allora \vec{H}_{ni} è proporzionale alla tensione V_n applicata alla slot n-esima e la corrente magnetica sulla slot i è proporzionale alla tensione applicata V_i , quindi si può scrivere :

$$\begin{cases} P_i = I_i^* V_i^* = \sum_{n=1}^N Y_{ni} V_n V_i^* & , Y_{ni} = \int_{\text{slot } i} \frac{\vec{H}_{ni}}{V_n} \frac{I_{mi}}{V_i} d\vec{l} \\ I_i = \sum_{n=1}^N Y_{ni} V_n & , Y_{ni} = \int_{\text{slot } i} \frac{\vec{H}_{ni}}{V_n} \frac{I_{mi}}{V_i} d\vec{l} \end{cases} \quad (5.27)$$

Y_{ni} ha le dimensioni di una ammettenza ed è calcolabile da (5.27), calcolando il campo magnetico dato da una tensione unitaria applicata sulla slot n-esima ed integrando sulla superficie della slot i-esima come stabilito dalle (5.27). In generale dovremo considerare campi vicini e quindi l'espressione sarà più complicata della (5.6).



Nel caso particolare in figura, in cui le slot siano risonanti, e siano parallele ed offettate di una distanza pari a n volte ρ , la mutua ammettenza è :

$$\begin{aligned} Y = & \frac{(k^2 - \beta_{sl}^2)}{j2\pi k \zeta} \int_{-h}^h \left\{ \cos\left(\frac{\pi z''}{2h}\right) \int_{-h}^h \left[\cos\left(\frac{\pi z'}{2h}\right) G(z'' - z') \right] dz' \right\} dz'' - \\ & - \frac{1}{j8k h \zeta} \int_{-h}^h \cos\left(\frac{\pi z''}{2h}\right) \left(\frac{\exp(-jkR_1)}{R_1} + \frac{\exp(-jkR_2)}{R_2} \right) dz'' \end{aligned} \quad (5.28)$$

Inoltre possiamo scrivere

$$\begin{cases} I_i = Y_{ii} V_i + \sum_{n=1}^N Y_{ni} V_n \\ \frac{I_i}{V_i} = Y_i = Y_{ii} + \sum_{n=1}^N Y_{ni} \frac{V_n}{V_i} \end{cases} \quad (5.29)$$

Se le slot sono tutte uguali ma alimentate con tensioni variabili, allora esiste una proporzionalità tra tensione sulla slot k-esima e il k-esimo coefficiente di illuminazione c_k , riferendosi alla slot come elemento di array.

5.6 ANTENNE A PATCH

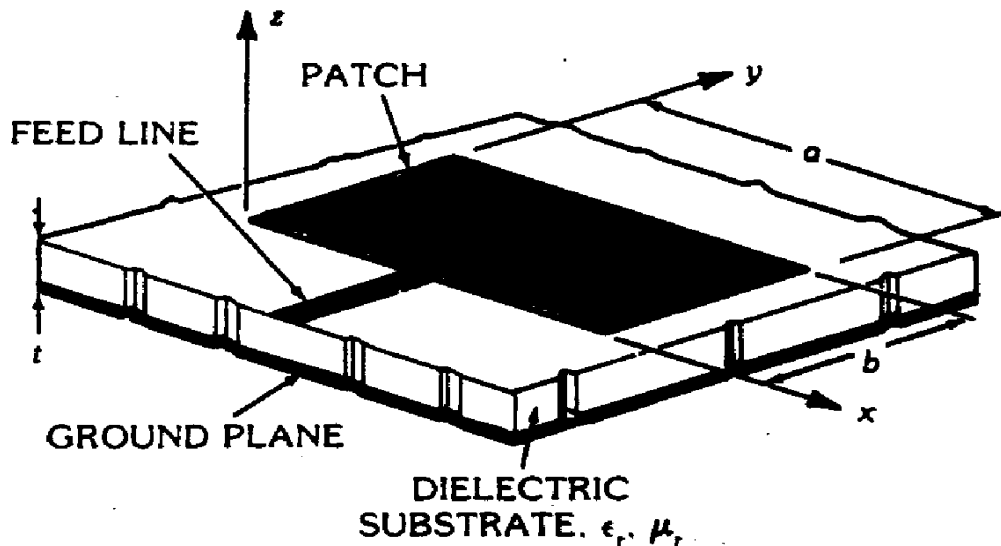


Fig. 5.9 Struttura dell'antenna a patch

una antenna a patch è un particolare circuito planare realizzato tramite una metallizzazione, denominata appunto “patch”, ricavata su una faccia di un substrato metallizzato da entrambi i lati; il piano di massa è di dimensioni maggiori del patch in modo da permettere lo sfrangiamento del campo elettrico ai bordi (che determina il comportamento radiativo di questa antenna). L'antenna a patch può essere alimentata in vari modi; la scelta della tecnica di alimentazione è determinante ai fini delle prestazioni in termini di purezza di polarizzazione.

5.7 MODELLO A LINEA DI TRASMISSIONE DEL PATCH

Una approssimazione utile per la comprensione intuitiva delle caratteristiche radiative dell'antenna a patch è il modello a linea di trasmissione :

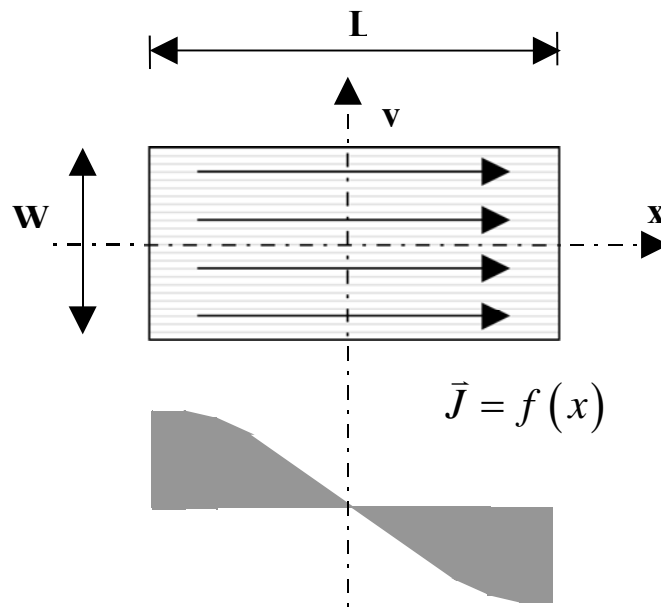


Fig. 5.10 – Modello a linea di trasmissione di un patch

il patch è assimilato ad un tratto di linea a microstriscia di lunghezza L in cui si suppone la corrente di conduzione sulla linea costante lungo y e variabile lungo x ; l'approssimazione è grossolana per tre motivi :

- non tiene conto della disuniformità della corrente J_x lungo y , legata alla distribuzione del campo magnetico ed in particolare non tiene conto della singolarità di J_x ai bordi per $x=\pm W/2$.
- Le alimentazioni sono fornite in maniera concentrata e non uniforme lungo y
- Per ragioni di efficienza di radiazione il patch ha un rapporto L/W vicino all'unità (tipicamente $4 / 3$) per cui le componenti J_y in generale non sono trascurabili.

Il modello a linea di trasmissione dà quindi risultati molto approssimativi che sono però utili sia come punto di partenza di progetto , che poi necessita di affinamenti raggiungibili

tramite simulatori full wave , sia come modello intuitivo e con valenza didattica. Ragionando in questi termini il patch può essere visto come un risonatore di lunghezza L chiuso su circuito aperto ad entrambi gli estremi ; le frequenze di risonanza sono quelle per cui un'onda viaggiante lungo la linea percorre il risonatore ritornando in fase con se stessa in ogni punto, ovvero :

con n intero > 0 . Quindi se si considerano le estremità radianti relative alla distribuzione della Fig. 10 (per $x = \pm L / 2$) come corti circuiti, la prima frequenza di risonanza del

$$2\beta L = \frac{4\pi f}{v_f} L = \frac{4\pi}{\lambda_G} L = 2n\pi \Rightarrow L = n \frac{\lambda_G}{2}$$

patch è quella per cui esso è $\lambda_G/2$. Il modello così concepito è ovviamente incompleto; deve tenere conto di :

- Effetto ai bordi : l'accoppiamento elettrico ai bordi della linea con il piano di massa si può modellare tramite un caricamento capacitivo concentrato sulla linea per $x = \pm L / 2$;
- La perdita di potenza per radiazione , che avviene ai bordi del patch, può essere modellata tramite delle conduttanze concentrate agli estremi della linea.

5.8 MODELLO A LINEA DI TRASMISSIONE DEL PATCH:RADIAZIONE

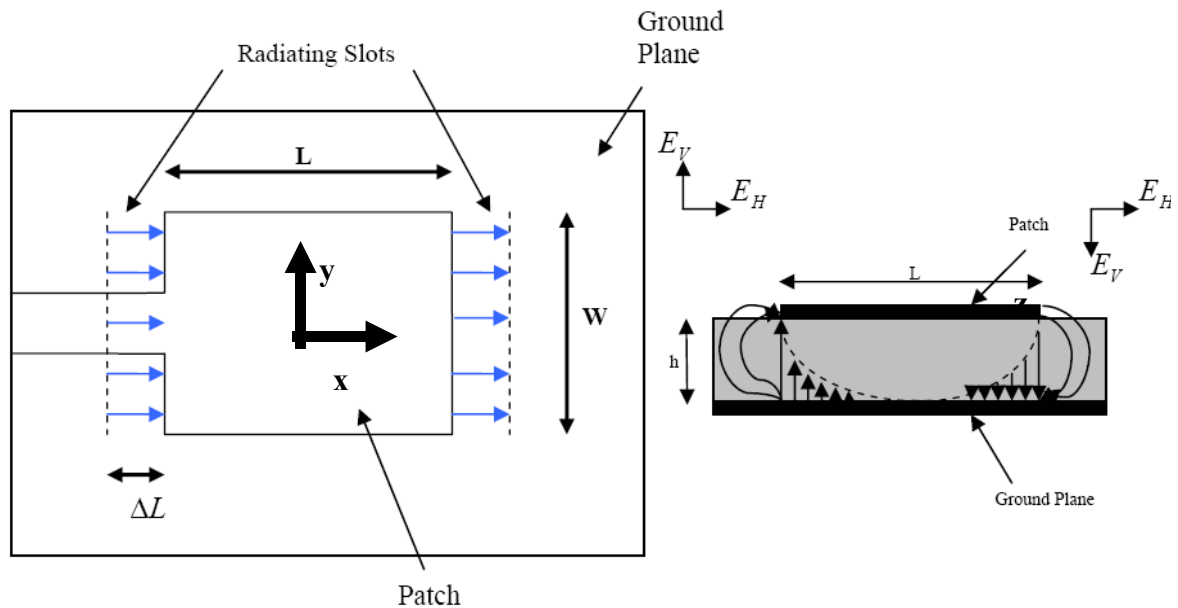


Fig. 5.11 – Patch , modello TLM - radiazione

L'antenna nell'ipotesi che valga $h \ll \lambda$ può essere vista ai fini della radiazione per $z > 0$

come un piano di massa completamente metallizzato in cui in prossimità dei bordi radianti del patch si pongono due correnti superficiali equivalenti magnetica ed elettrica date rispettivamente da :

$$\begin{cases} \bar{J}_{sm} = \bar{E} \times \hat{n} & (5.31) \\ \bar{J}_s = \hat{n} \times \hat{H} & (5.32) \end{cases}$$

Applicando il teorema delle immagini, sempre per $h \ll \lambda$, risulta che la (5.32) non irradia e la (5.31) si duplica, per cui la radiazione è originata da due filamenti di corrente magnetica di valore costante e diretti lungo y , per $x = \pm W/2$. In Fig. 5.11 è mostrata la distribuzione del campo elettrico nel caso in cui il patch sia risonante a $\lambda/2$: in questo caso i campi elettrici ai bordi risultano in controfase e quindi i due filamenti di corrente magnetica sono in fase; questo determina un massimo di campo radiato in direzione normale al patch, per $\theta = 0$. Se in prima approssimazione si trascura l'accoppiamento mutuo tra le slot l'effetto radiativo si può modellare con una conduttanza posta al termine della linea, sui bordi radianti :

$$G = \frac{W}{120\lambda_0} \left[1 - \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{h}{\lambda_0} \right)^2 \right] \quad (5.33)$$

Dalla (5.33) si vede che non c'è una variazione importante di G con h , mentre a parità di segnale viaggiante lungo la linea risonante, l'energia elettrica immagazzinata :

$$E = \int \frac{1}{2} C V^2(x) dx \quad (5.34)$$

è fortemente dipendente da h attraverso C che è la capacità per unità di lunghezza. Quindi il Q del risonatore tende ad abbassarsi all'aumentare di h , e questo è il motivo per cui in genere per ottenere un allargamento della banda il substrato impiegato per questo tipo di antenne è in genere alto, dell'ordine di qualche millimetro.

All'aumentare della larghezza W del patch aumenta l'efficienza radiativa perché aumenta la lunghezza della regione ai bordi ove è presente il campo elettrico sfrangiato responsabile della radiazione; un altro effetto negativo ai fini della radiazione è che crescendo W aumenta la dissipazione dovuta alla corrente di spostamento nel dielettrico con perdite

$$\bar{D} = \varepsilon \bar{E} = (\varepsilon' - j\varepsilon'') \bar{E} \quad .$$

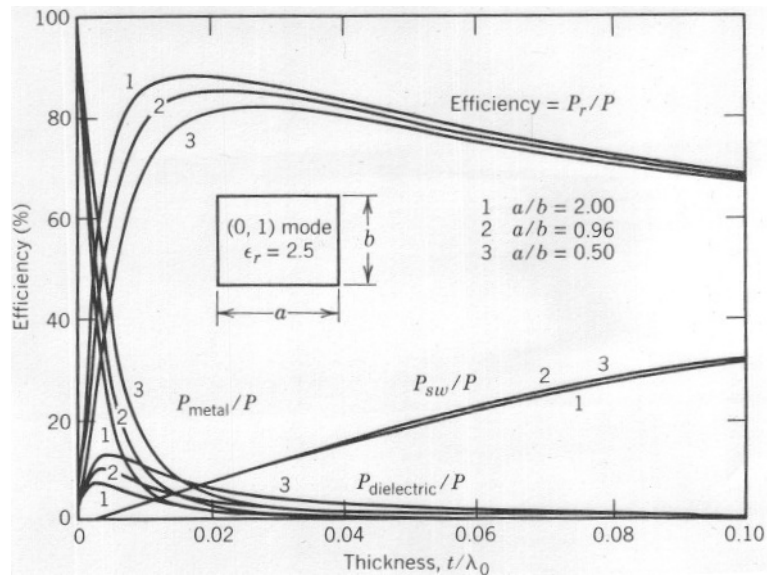


Fig. 5.12 – Efficienza radiativa di un patch al variare delle dimensioni

Nella figura 5.12 sono riportati i vari contributi di potenza in rapporto alla potenza fornita al patch, ovvero: potenza radiata P_r , potenza dissipata per conduzione P_{metal} , potenza dissipata per perdite sul dielettrico $P_{dielectric}$, potenza dispersa per onda superficiale P_{sw} . All'aumentare di a/b (L/W) aumenta l'efficienza del patch ma peggiora la larghezza di banda; un compromesso ottimo è dato dal rapporto $L/W = 4/3$. Inoltre all'aumentare dell'altezza, l'efficienza migliora in modo monotono se si elimina il contributo dell'onda superficiale; questa condizione può essere ottenuta troncando il dielettrico in prossimità dei bordi radianti del patch, come viene fatto per alcune antenne commerciali (esempio, le antenne GPS miniaturizzate).

5.9 EFFETTO CAPACITIVO AI BORDI DEL PATCH

L'accoppiamento capacitivo dei bordi con il piano di massa determina una capacità concentrata aggiuntiva agli estremi della linea di trasmissione di cui viene tenuto conto aggiungendo un tratto di linea ΔL che a sua volta viene chiusa su un circuito aperto ideale:

$$\Delta L = 0.412t \frac{(\epsilon_{eff} + 0.3)(W/L + 0.262)}{(\epsilon_{eff} - 0.258)(W/L + 0.813)} \quad (5.35)$$

Dove la costante dielettrica efficace è quella normalmente usata nelle formule standard per la propagazione delle onde sulle linee a microstriscia.

5.10 CAMPO LONTANO DEL PATCH

Il modello prevede solo radiazione da parte di correnti magnetiche dirette lungo y e quindi il campo cross – polare irradiato è nullo ; il campo radiato per il patch a $\lambda / 2$ vale :

$$\bar{\mathbf{E}} = \left(\hat{\theta} \cos \varphi + \hat{\phi} \cos \theta \sin \varphi \right) \frac{\sin \left[\left(k_0 W / 2 \right) \sin \theta \sin \varphi \right] \cos \left[\left(k_0 L / 2 \right) \sin \theta \cos \varphi \right] e^{-j k_0 r}}{\sin \theta \sin \varphi} \frac{V_0}{\pi r} \quad (5.36)$$

dove V_0 è la tensione presente ai bordi radianti del patch. Considerando il diagramma di radiazione di campo lontano con taglio $\varphi = 0$ si vede che c'è un “effetto array” determinato dalla coppia di filamenti magnetici; se il substrato del patch fosse aria per $\theta = \pi / 2$ (in direzione radente al piano di massa) il campo risulterebbe nullo perché i contributi dei due filamenti sarebbero in controfase . Nella realtà i due bordi radianti si trovano a una distanza minore di $\lambda / 2$ in aria perché il substrato con costante dielettrica relativa maggiore dell'unità determina una contrazione della lunghezza d'onda internamente al patch; in ogni caso comunque il guadagno del patch è massimo verso la direzione broadside ($\theta = 0$) e minimo per $\theta = 90^\circ$; questa caratteristica semplifica molto il progetto di un array su piano di massa finito, perché sia gli accoppiamenti mutui tra elementi che gli effetti di diffrazione ai bordi del piano di massa di un array vengono ad essere ridotti fortemente.

5.11 MODELLO A CAVITA' DEL PATCH

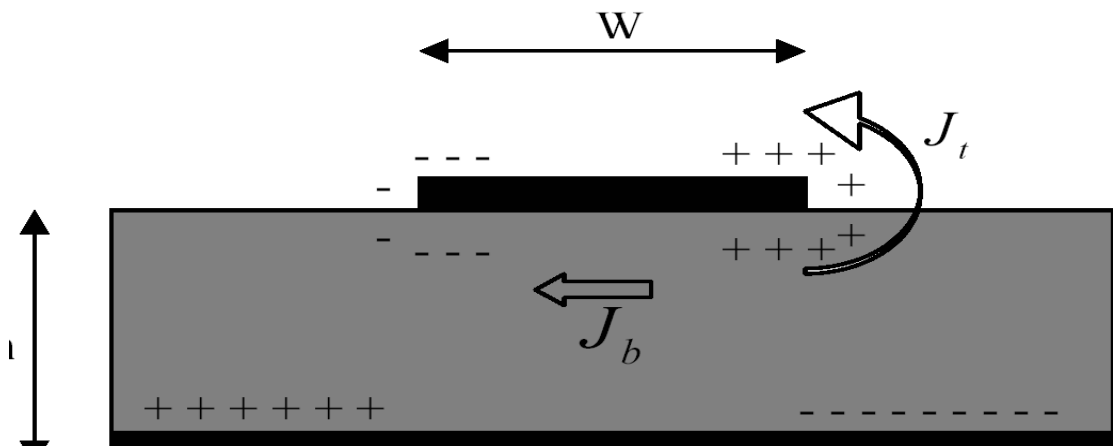


Fig. 5.13 – modello a cavità del patch

Il modello di base è accurato per $h < 0.02 \lambda$ e si basa sull'assunzione che la corrente J_t ai bordi del patch sia trascurabile (e quindi $\bar{\mathbf{H}}_t = 0$ al bordo del patch) e che il campo $\bar{\mathbf{E}}$ nell'area compresa tra il patch e il piano di massa sia diretto lungo $\hat{\mathbf{z}}$ e indipendente dalla coordinata z ; inoltre si suppone che il campo $\bar{\mathbf{H}}$ sia privo della componente lungo $\hat{\mathbf{z}}$.

In queste ipotesi la regione al di sotto del patch può essere considerata come una cavità cilindrica delimitata da pareti elettriche per $z = 0$ e $z = h$, e da pareti magnetiche verticali ai bordi. Nella cavità possono essere presenti solo modi TM ed in generale il campo del modo m – esimo è :

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{E}}_m = \psi_m(x, y) \hat{\mathbf{z}} \\ \bar{\mathbf{H}}_m = \frac{1}{j\omega\mu} \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_t \psi_m \end{cases} \quad (5.37)$$

i campi possono essere quindi determinati a partire dal potenziale scalare ψ_m , che si trova per separazione delle variabili a partire dalla equazione:

$$\begin{cases} (\nabla_t^2 + k_m^2) \psi_m = 0 \\ \frac{\partial \psi_m}{\partial n} = 0 \text{ sulle PMC} \end{cases} \quad (5.38)$$

E' possibile definire un prodotto scalare (o prodotto di potenza incrociata) tra due modi ψ_m e ψ_n , dimostrare una relazione di ortogonalità e pertanto esprimere il campo interno al patch dovuto ad una eccitazione impressa come somma di modi, risolvere il campo all'interno del patch; ad esempio, se il patch è eccitato tramite una corrente con densità $\bar{\mathbf{J}} = J(x, y) \hat{\mathbf{z}}$ il campo interno al patch può essere espresso in termini di una somma di modi come:

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{E}} = \hat{\mathbf{z}} E_z = \hat{\mathbf{z}} j\omega\mu \sum_m \frac{1}{k^2 - k_m^2} \frac{\langle J \psi_m \rangle}{\langle \psi_m \psi_m \rangle} \psi_m \\ \bar{\mathbf{H}} = \frac{1}{j\omega\mu} \hat{\mathbf{z}} \times \nabla E_z \end{cases} \quad (5.39)$$

per un patch rettangolare :

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_{mn}(x, y) = \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \\ k_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{W}\right)^2} \end{array} \right. \quad (5.40)$$

quindi in questa teoria più generale il caso esaminato con la teoria TLM e riportato in figura 11 si riferisce al modo (1, 0) ovvero $m = 1$ ed $n = 0$.

Una volta determinati i campi interni al patch si applica il principio di Huygens per trovare i campi radiati , che risultano originati da una distribuzione superficiale di corrente magnetica

$$\bar{\mathbf{M}} = -\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{z}} E_z \quad (5.41)$$

Che nelle ipotesi di questa teoria, può essere considerata un filamento di corrente magnetica, essendo $h \ll \lambda$.

Dalla conoscenza dei diagramma di radiazione si può calcolare la potenza irradiata , mentre dalla conoscenza dei campi interni si può calcolare la energia elettromagnetica immagazzinata e la potenza dissipata nel dielettrico e sui conduttori.

Quindi si può risalire alla impedenza di ingresso e agli altri parametri progettuali importanti come banda di adattamento ed efficienza.

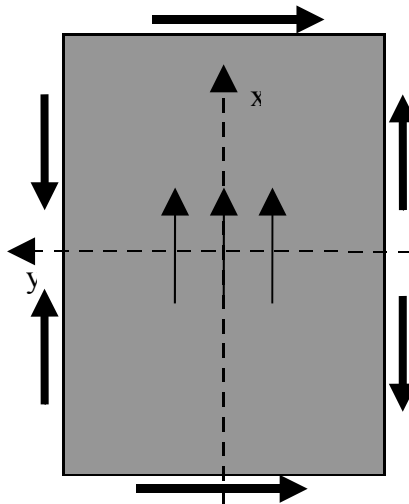


Fig. 5.14 – Correnti magnetiche equivalenti per un patch risonante nel modo (1, 0)

Con questo modello è possibile determinare le correnti magnetiche ai bordi e vedere che per il modo $(1, 0)$ tali correnti sui bordi per $y = \pm W / 2$ sono collineari ed opposte e pertanto tendono ad elidersi ; per questo tali bordi sono detti “ non radianti “ .

5.12 METODI DI ALIMENTAZIONE DELL'ANTENNA A PATCH AI FINI DELLA PUREZZA DI POLARIZZAZIONE

In generale l'alimentazione può essere fornita nei seguenti modi:

- tramite un pin tramite un collegamento conduttivo , o con il conduttore centrale di un cavo coassiale che arriva dalla parte opposta rispetto al piano di massa del patch , o allo stesso modo ma tramite una linea a microstriscia ed un via di segnale;
- tramite una linea a microstriscia sullo stesso layer su cui risiede il patch;
- tramite accoppiamento capacitivo tramite una linea a microstriscia a circuito aperto, sullo stesso lato del piano di massa su cui risiede il patch ma su un layer diverso;
- tramite una slot sul piano di massa che accoppia il patch con una linea di alimentazione a microstriscia sul lato opposto.

I vari metodi di alimentazione sono qui esaminati in vista della possibile applicazione per un array a doppia polarizzazione , in cui un requisito stringente è quello della purezza di polarizzazione e separazione tra i due canali (LHC e RHC oppure V e H).

Mentre per le slot non esiste un elemento singolo a doppia polarizzazione e quindi la soluzione preferita è quella degli array interdigitati , per i patch il singolo elemento è di dimensioni significative e quindi rende difficile tale soluzione; quindi si realizza un elemento di array a doppia polarizzazione tramite l'eccitazione indipendente di una coppia di modi , ad esempio $(1,0)$ e $(0,1)$.

A ciascun modo sarà associata una polarizzazione lineare irradiata; i modi di per sé sono indipendenti ed il patch quindi può essere un elemento vicino all'ideale, purchè le due reti di alimentazione non distruggano tale indipendenza accoppiandosi tra loro o alterando l'ortogonalità dei modi del patch.

ALIMENTAZIONE A COASSIALE

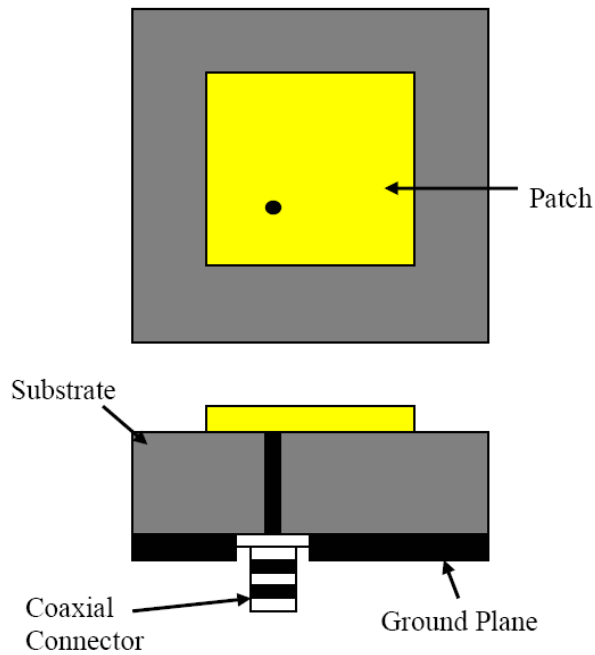


Fig. 5.15 – Patch alimentato con cavo coassiale attraverso il piano di massa

Il vantaggio principale di questo schema di alimentazione è la possibilità di scelta del punto di contatto del conduttore centrale del coassiale con il patch; questo permette l'eccitazione di uno o più modi contemporaneamente, in modo da poter realizzare vari stati di polarizzazione per l'onda radiata. Un altro vantaggio è la bassa radiazione spuria da parte del circuito di alimentazione. A titolo dimostrativo dei limiti di questo tipo di alimentazione ai fini della purezza di polarizzazione è stato progettato un patch a singola polarizzazione lineare operante alla frequenza di 9.4 GHz.

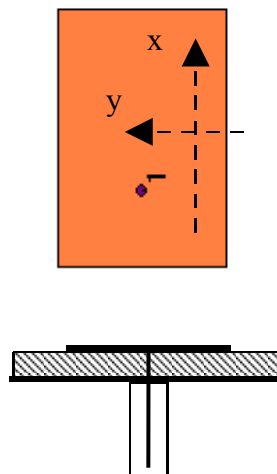


Fig. 5.16 – modello Ensemble di un patch a polarizzazione lineare alimentato a

coassiale

Il substrato è Rogers RO4003 con $\epsilon_r = 3.38$, $\tan \delta = 0.0027$ e lo spessore è 2 mm.

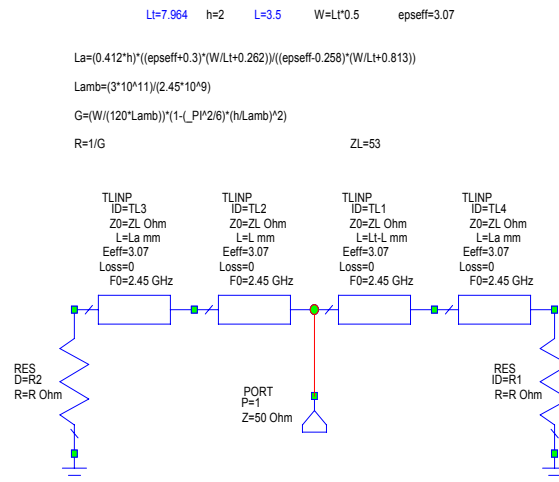


Fig. 5.17 – modello circuitale / TLM del patch alimentato a coassiale

È stato implementato un semplice modello circuitale TLM tramite il simulatore circuitale Microwave Office, poi i parametri ottenuti con tale modello sono stati usati per la costruzione di un modello full wave con il simulatore Ensemble. Dopo una ottimizzazione dei parametri tramite Ensemble si è ottenuto il modello di Fig. 5.16.

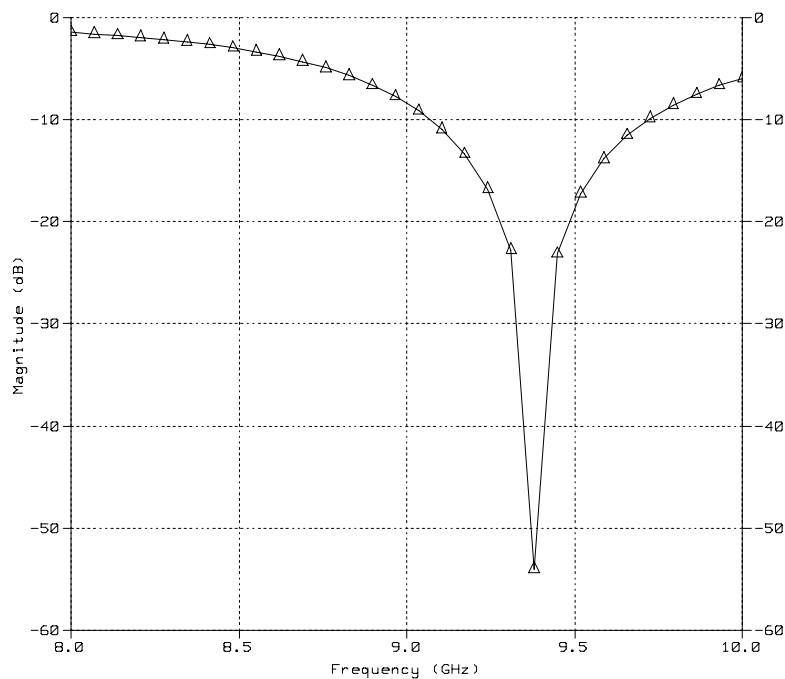
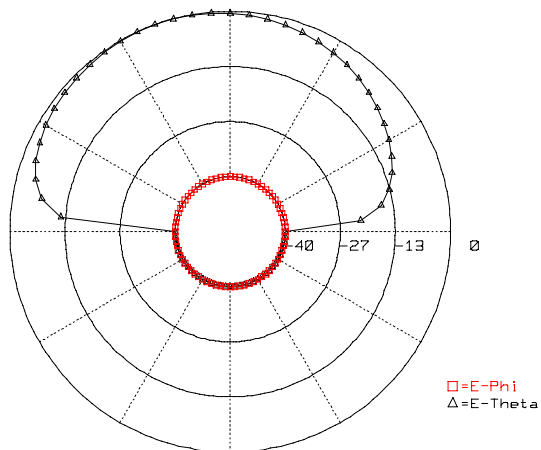


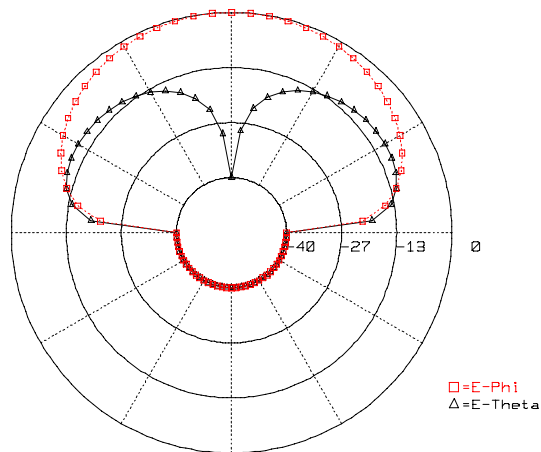
Fig. 5.18 – RL dell'antenna a patch alimentato a coassiale

Dalla Fig. 5.18 si vede che la banda a -10 dB è dell'ordine del 5 %

Far Field Pattern
 Freq = 9.40000 GHz, Scan Angle = 0.000



Far Field Pattern
 Freq = 9.40000 GHz, Scan Angle = 90.000



Far Field Pattern
 Freq = 9.40000 GHz, Scan Angle = 45.000

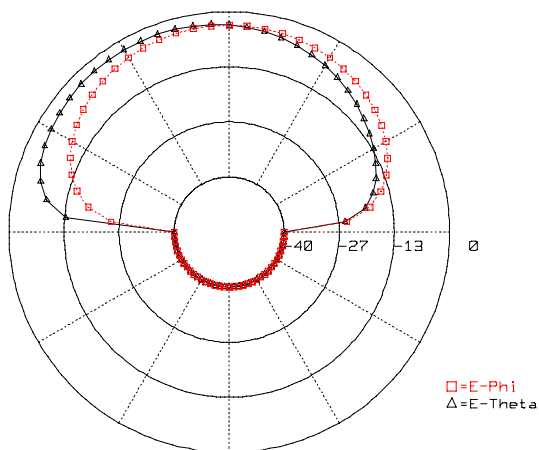


Fig. 5.19 – Diagrammi di radiazione relativi al patch con alimentazione coassiale; tagli $\varphi=0, 45^\circ$ e 90°

Near Field Pattern
 Freq = 9.40000 GHz
 Magnitude of Ez

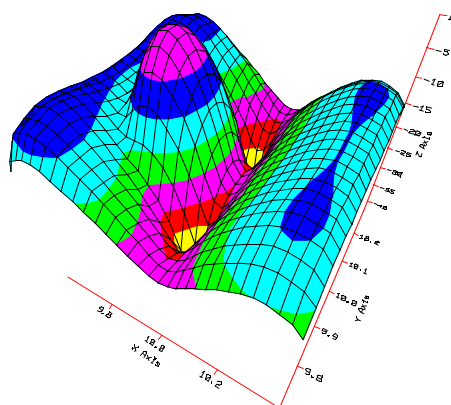
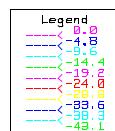


Fig. 5.20 – Campo Ez 1 mm al di sopra del patch alimentato a coassiale

Dai diagrammi di radiazione si deduce che esiste un modo di “ monopolo “ che è evidente dalla figura 20; sul taglio xz tale modo introduce una dissimmetria intorno a $\theta = 0$ ma sugli altri introduce un termine cross polare crescente con θ .

Per ridurre l'effetto monopolo a livello di singolo elemento si devono realizzare due pin in posizione simmetrica rispetto al centro, ai quali viene fornita una alimentazione in controfase, oppure si può agire a livello di array alimentando in modo alternato gli elementi contigui.

ALIMENTAZIONE SULLO STESSO LAYER DEL PATCH

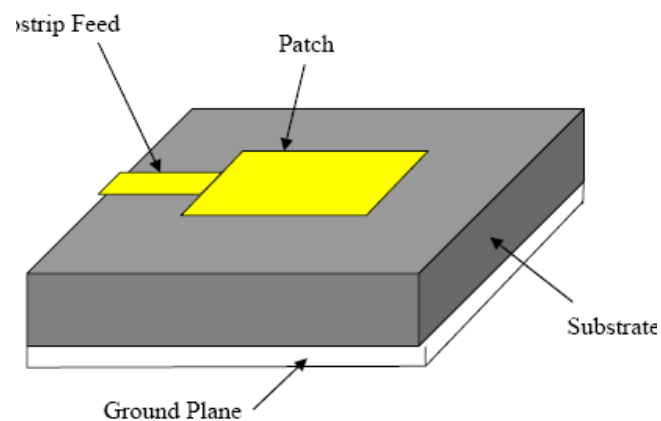


Fig. 5.21- Alimentazione Patch lato radiante

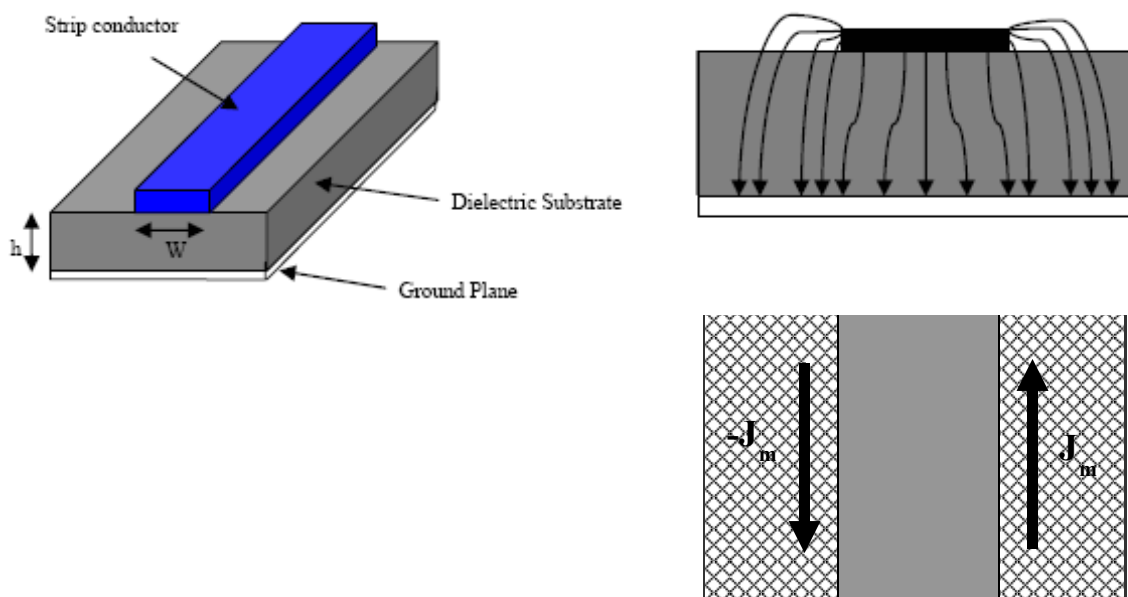


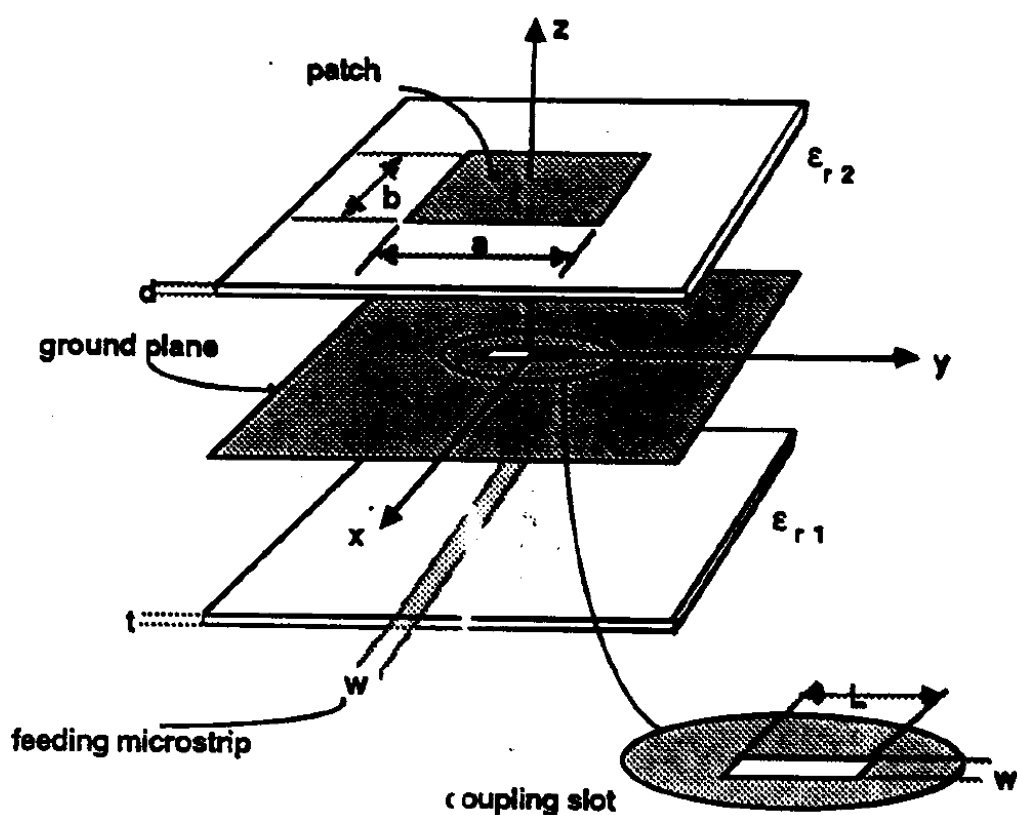
Fig. 5.22- Radiazione da una microstriscia

Questo meccanismo di alimentazione ha il grande vantaggio della semplicità ma risulta la grande difficoltà pratica di trovare un compromesso accettabile tra esigenze di efficienza di radiazione del patch, esigenze di bassa radiazione da parte della microstriscia, ed esigenze di basse perdite per la struttura guidante dell'alimentazione di un array.

L'irradiazione della microstriscia, analogamente al patch, si può modellare tramite due correnti magnetiche di ugual valore e di segno opposto, separate dalla larghezza della strip.

Con un substrato alto le due correnti hanno un "displacement" che provoca un radiazione significativa non appena ci si discosta da $\theta = 0$.

ALIMENTAZIONE TRAMITE SLOT SU PIANO DI MASSA



Questa tecnica presenta i seguenti vantaggi :

- massimo disaccoppiamento tra struttura di alimentazione e patch: questa caratteristica può essere molto utile quando i requisiti di cross polarizzazione sono molto stringenti;
- L'accoppiamento tra linea di alimentazione a microstrip e patch si può regolare tramite la dimensione della slot : questo introduce un grado di libertà che è molto utile in fase di progetto di un array.

Gli svantaggi sono :

1. Back radiation molto significativa : può essere un problema quando l'antenna deve avere un fascio di radiazione molto selettivo;
2. Problemi di tolleranze di allineamento tra strati, a causa della presenza delle slot;
3. Anche questa configurazione risulta alla fine a banda abbastanza stretta: ci sono limiti superiori alla possibile scelta dell'altezza del substrato del patch, legati ad esigenze di accoppiamento con le slot e ai requisiti di back radiation.

PROGETTO DI UN PATCH ALIMENTATO A SLOT

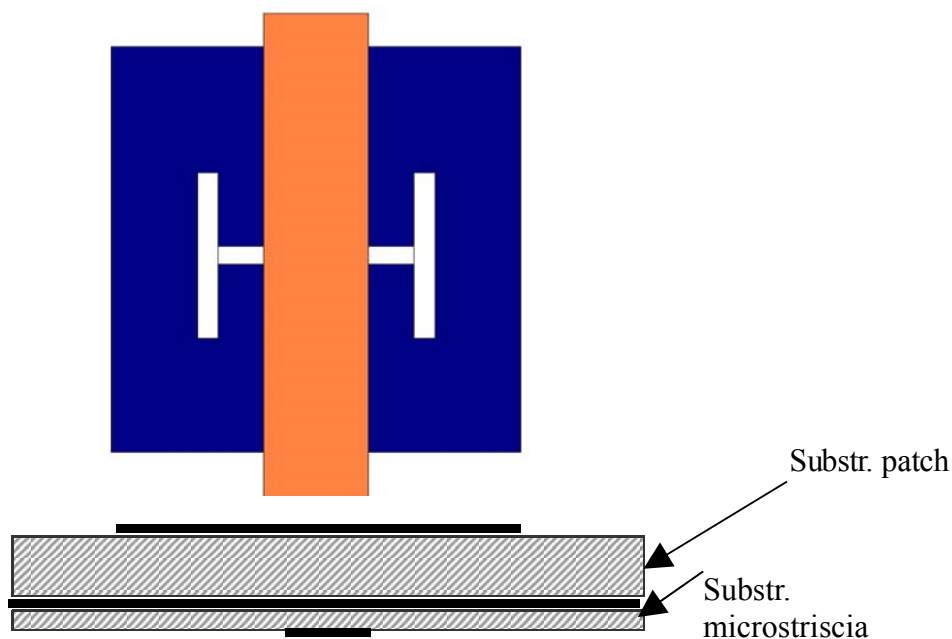


Fig. 5.23 – Patch a singola polarizzazione alimentato con slot ad H

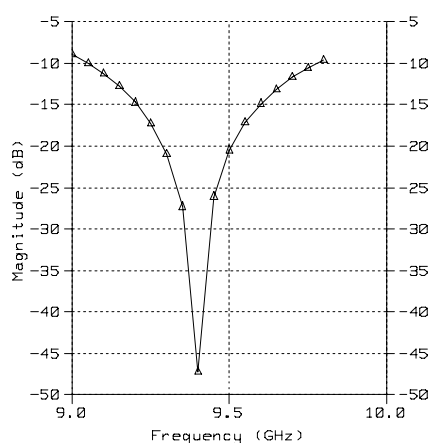
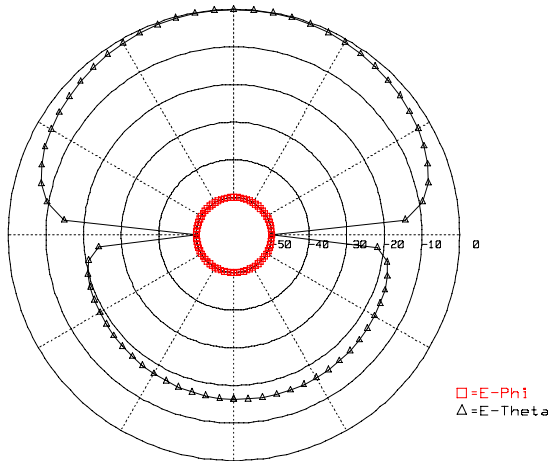


Fig. 5.24 – Return loss del patch a singola polarizzazione alimentato a slot

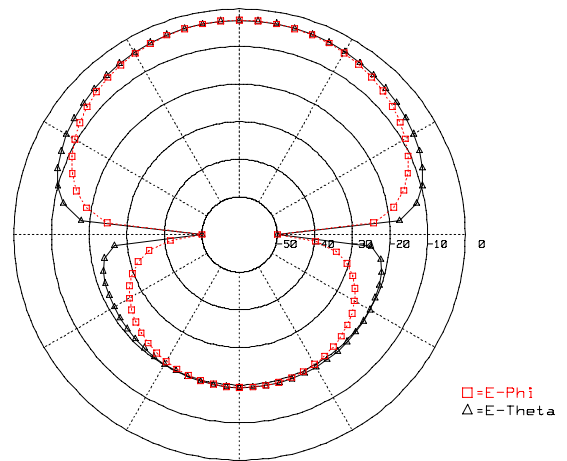
Come si vede dalla Fig. 5.24 , l'accoppiamento a slot ha inerentemente una banda di

adattamento maggiore dell'alimentazione a pin da coassiale.

Far Field Pattern
Freq = 9.40000 GHz, Scan Angle = 0.000



Far Field Pattern
Freq = 9.40000 GHz, Scan Angle = 45.000



Far Field Pattern
Freq = 9.40000 GHz, Scan Angle = 90.000

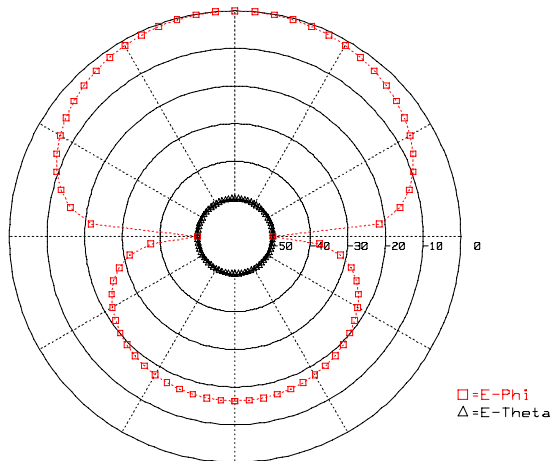


Fig. 5.25 – Diagrammi di radiazione , guadagno E_0 ed E_ϕ , patch alimentato a slot, per vari tagli $\phi=0, 45^\circ$ e 90°

E' evidente come in questo caso il campo radiato dal patch abbia una elevata purezza di polarizzazione, anche per direzioni che si discostano dal broadside, a differenza del patch alimentato a pin coassiale.

Lo stesso effetto si nota anche dall'andamento del campo vicino che è molto più regolare (Fig. 5.26)

Near Field Pattern
Freq = 9.40000 GHz
Magnitude of Ez

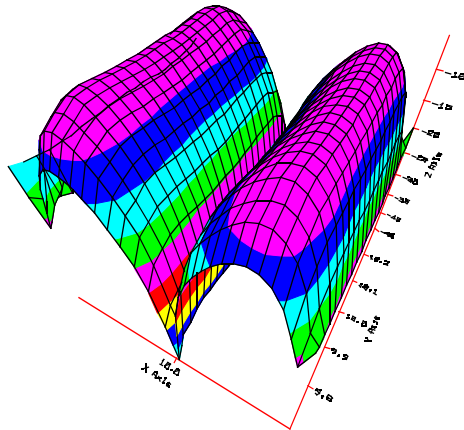


Fig. 5.26- Campo vicino ad $h=1$ mm dalla superficie del patch, alimentazione a slot

ALIMENTAZIONE TRAMITE ACCOPPIAMENTO DI PROSSIMITA'

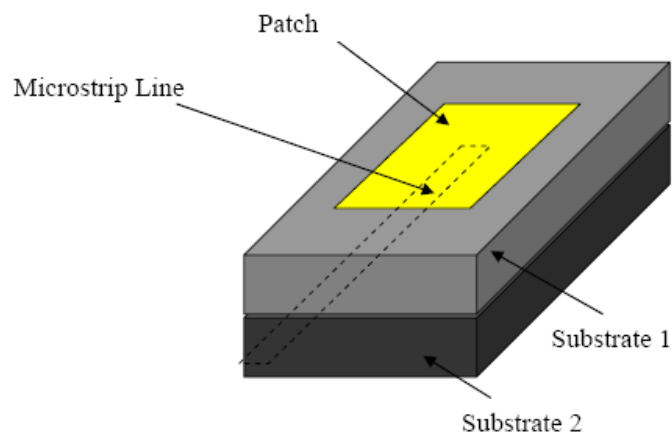


Fig. 5.27 Patch alimentato tramite accoppiamento di prossimità

Questa tecnica [46] è usata soprattutto quando si vuole ottenere una elevata larghezza di banda, inerente all'accoppiamento capacitivo tra linea a microstriscia, che sta su un layer inferiore, e patch su un layer superiore. Non è molto impiegata in array polarimetrici.

5.13 PATCH A CROCE

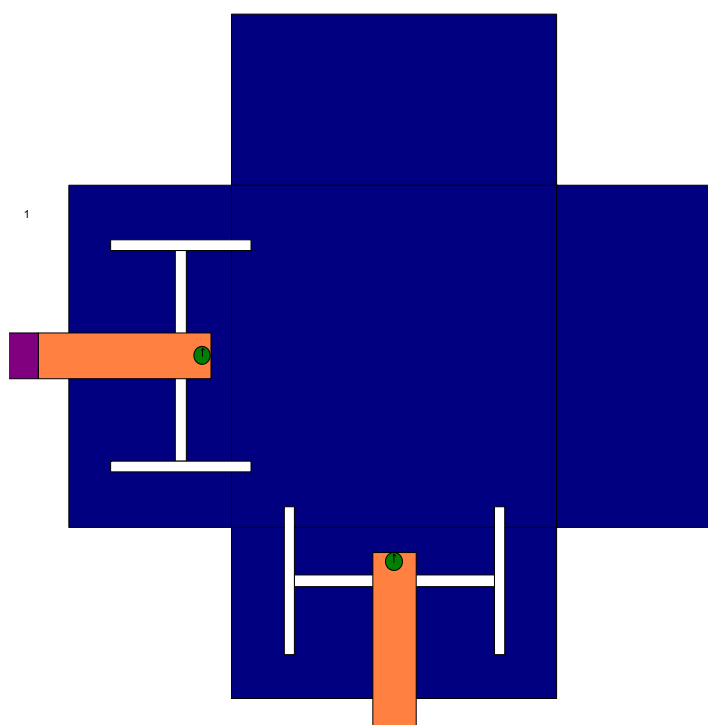


Fig. 5.28- Patch a croce alimentato con una coppia di slot ad H

La struttura a croce del patch serve a migliorare la separazione dei due modi di risonanza che danno origine alla irradiazione con due polarizzazioni indipendenti.

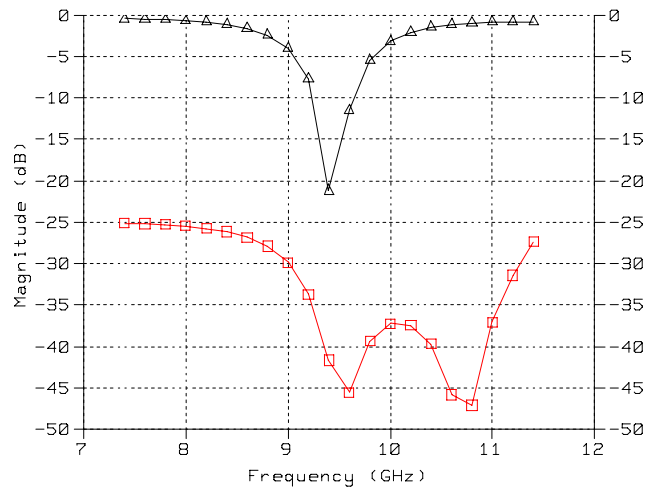


Fig. 5.29 – Return Loss del patch a doppia polarizzazione (nero) e accoppiamento tra le due porte di ingresso (rosso)

Dai grafici dei parametri S dell'antenna, si nota come oltre all'adattamento ci sia anche un elevato isolamento tra le due porte, che alimentano le due polarizzazioni. Dai grafici dei diagrammi di radiazione si vede che c'è un bassissimo livello di cross polare, che si

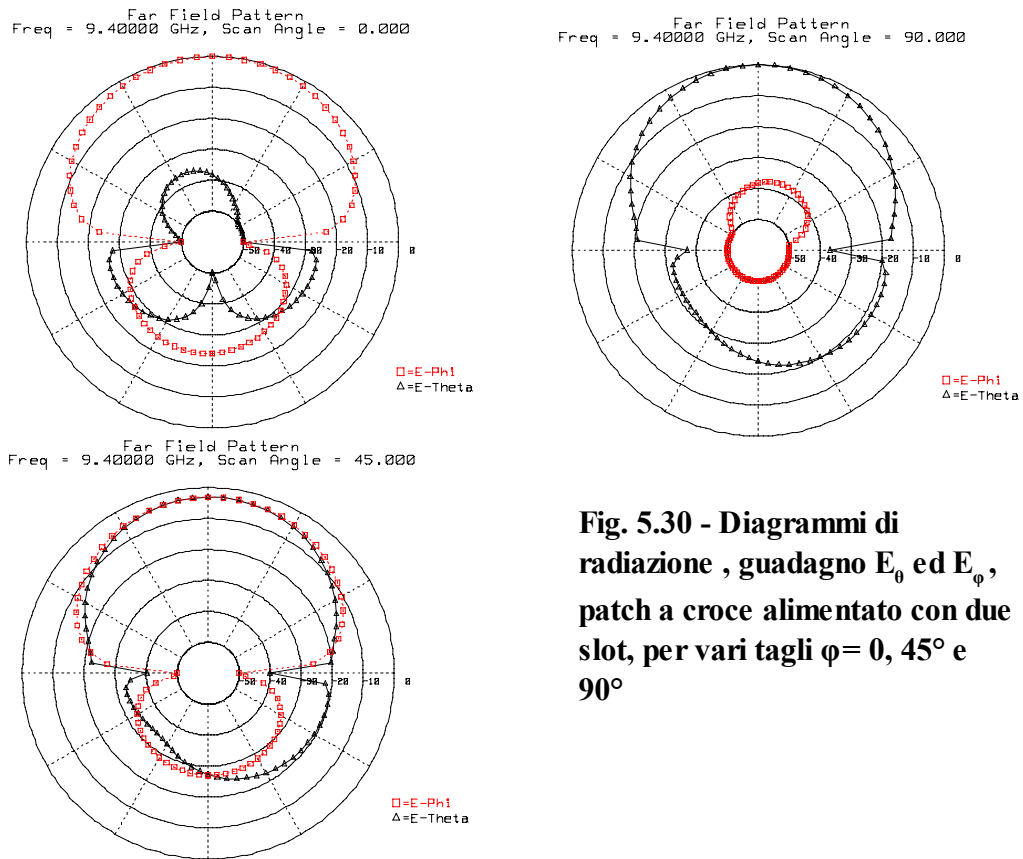


Fig. 5.30 - Diagrammi di radiazione, guadagno E_{θ} ed E_{ϕ} , patch a croce alimentato con due slot, per vari tagli $\phi = 0, 45^\circ$ e 90°

mantiene anche per direzioni che si discostano dalla direzione broadside, come già visto per il patch singolo accoppiato a slot.

CAPITOLO 6 – PROGETTO DI ARRAY POLARIMETRICI

In questo capitolo si analizzano alcune strutture a singola polarizzazione, tutte caratterizzate dalla semplicità e dal basso costo; queste strutture impiegano un solo layer (quindi sono monostrato) o al più comprendono cavità nella struttura di sostegno dell'array, nella regione sottostante . Queste strutture non sono alternative agli array in doppia polarizzazione descritti nel Cap. 4, ma sono di interesse come alternativa economica e sono comunque impiegabili come array polarimetrici, a condizione di raddoppiare le antenne , in modo da poter fare misure su due polarizzazioni ortogonali.

6.1 PROGETTO ARRAY DI PATCH SERIALE UNIFORME SU MONOSTRATO

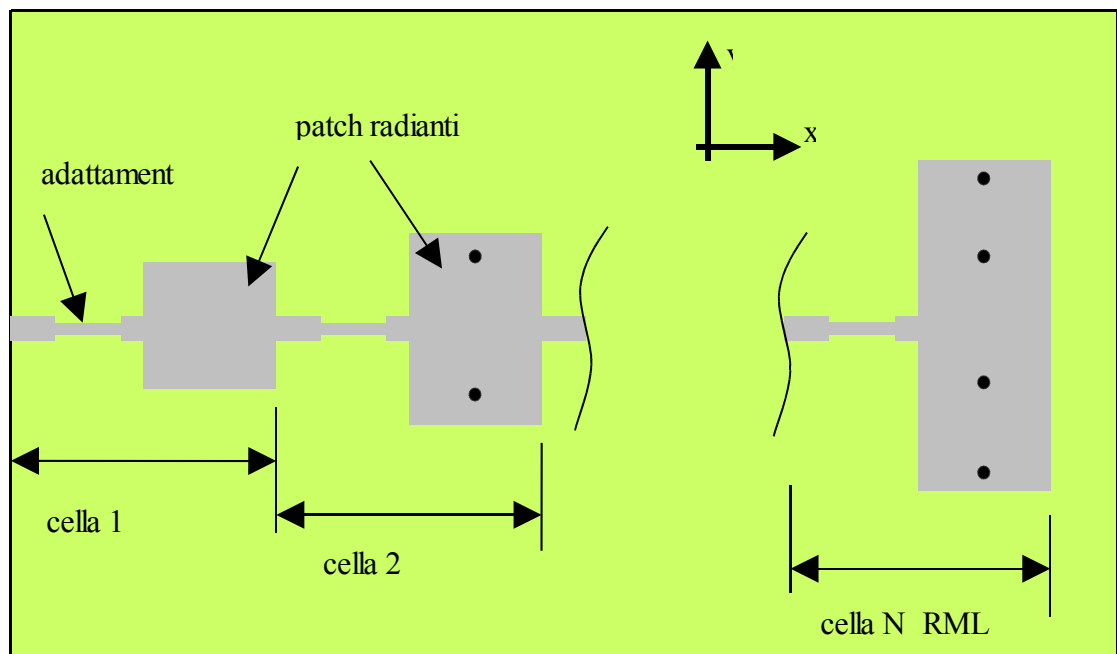


Fig. 6.1 Struttura dell'array di patch seriale monostrato

La prima struttura considerata è quella in cui i patch sono tra loro alimentati in cascata. Qui le linee a microstriscia di alimentazione dell'array sono di lunghezza minimizzata, e quindi è massima l'efficienza dell'array, parametro critico per le antenne planari su substrato dielettrico.

- tutte le celle dell'array sono a due porte eccetto l'ultima (la cella N-esima) che è una cella ad 1 porta adattata a centro banda, che termina l'onda viaggiante sulla linea e irradia tutta la potenza residua.
- la irradiazione della linea a microstriscia aumenta all'aumentare dell'altezza H del

substrato e questo sporca la polarizzazione; diminuendo H aumentano le perdite sulla linea e l'efficienza radiante del patch, aumenta il fattore di merito del patch come struttura risonante e quindi diminuisce la banda dell'antenna. L'altezza di 20 mil è una soluzione tentativa di compromesso.

- Ciascun patch è $\lambda/2$ e deve risuonare solo in direzione x (la direzione dell'onda viaggiante); la variazione del coefficiente di illuminazione di ciascun elemento dell'array è effettuata tramite la variazione della dimensione Y dei patch (larghezza) .

Per evitare risonanze lungo y e per mantenere il massimo del diagramma di radiazione di ciascun patch per $\theta = 0$, ovvero in direzione ortogonale alla piastra, si introducono dei via che non influiscono sul modo principale perchè posti in locazioni corrispondenti a zeri di tensione. Ogni cella viene adattata tramite un circuito in microstriscia; il comportamento radiativo degli elementi dell'array in generale tende a variare perché varia la forma da elemento a elemento. Per ogni elemento n-esimo dell'array avremo che la potenza all'ingresso si suddivide in:

$$P_{in} = P_{dn} + P_m + P_{on} \quad (6.1)$$

rispettivamente potenza dissipata, potenza irradiata e potenza in uscita alla linea. Quindi

$$\frac{P_{dn} + P_m + P_{on}}{P_{in}} = f_{dn} + f_m + f_{on} = 1 \quad (6.2)$$

Il terzo addendo si trova immediatamente perché ogni cella vede sulla porta di uscita un

carico adattato e quindi $P_{on} = |(s_{21})_n|^2 P_{in} \Rightarrow f_{on} = |(s_{21})_n|^2$. La frazione di potenza radiata si può calcolare quando si disponga del diagramma di radiazione del guadagno di antenna:

$$f_m = \int_0^{\pi/2} \left[\int_0^{2\pi} \frac{G(\vartheta, \varphi)}{4\pi} d\varphi \right] \sin \theta d\theta \quad (6.3)$$

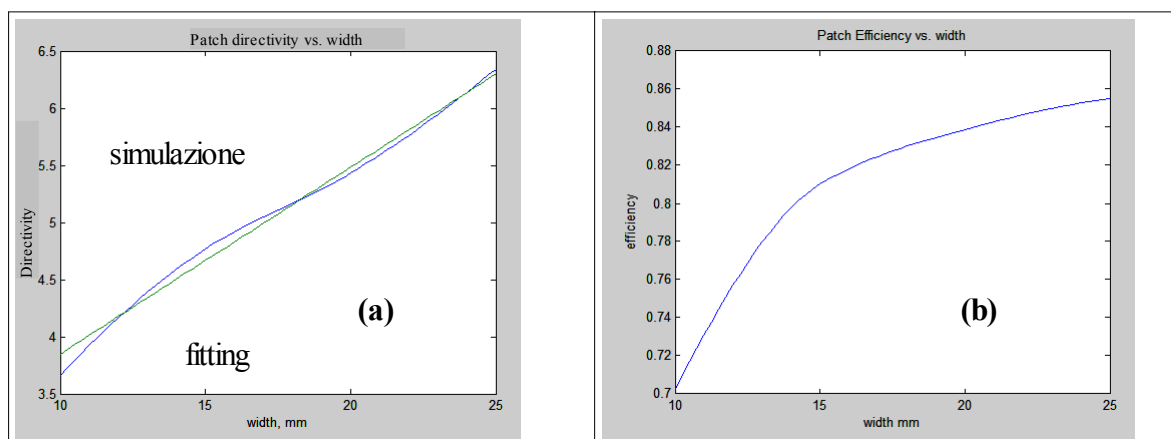
Acquisendo il guadagno in forma tabulare da Ansoft Designer si può interpolare e fare una integrazione numerica con Matlab e quindi calcolare la frazione di potenza radiata e quella di potenza dissipata. Al variare della larghezza del patch (la dimensione trasversa , ovvero

quella non risonante) i risultati ottenuti sono riassunti in tabella 6.1. Nella prima colonna è riportata la larghezza in mm; nella seconda , il valore di trasmissione $|s_{21}|^2 = P_{on}$. E' sottinteso che $|s_{11}|^2$ sia trascurabile perchè la tabella si riferisce a celle adattate. La terza colonna è la potenza radiata P_m calcolata tramite la (6.3) usando come $G(\theta, \varphi)$ i valori ricavati in forma tabulare dalla simulazione del patch adattato sviluppata con Ansoft Designer. La quarta colonna è la potenza dissipata, calcolabile come $P_{dn} = 1 - P_{on} - P_m$; in tabella è stata espressa in percentuale. L'efficienza radiante della cella è in colonna quinta in

Larghezza mm	$ s_{21} ^2$	Prad	Pdiss %	Prad/ (Prad+Pdiss)	Gain input max	Gmax/Prad
10	0.83866	0.1082	5.07566	0.7025	0.3963	3.66266174
15	0.73175	0.2155	5.025	0.81	1.028	4.77
20	0.621355	0.3176	6.1045	0.83878039	1.725	5.4313602
25	0.495616	0.4313	7.3084	0.85510246	2.735	6.34129376
RML (25)	0	0.8716	12.84	0.8716	6.183	7.09385039

Tab. 6.1 Parametri cella di array seriale in funzione della larghezza W del patch

grigio. La sesta colonna è il guadagno massimo risultato dalla simulazione effettuata con Ansoft Designer; per essere espresso in modo significativo tale guadagno va riferito alla potenza netta radiata (ovvero , potenza netta in ingresso alla cella a cui va sottratta la potenza dissipata) come espresso nell'ultima colonna (in grigio), dalla quale si vede che c'è un aumento di guadagno dovuto all'aumento di larghezza W, in accordo con [48].



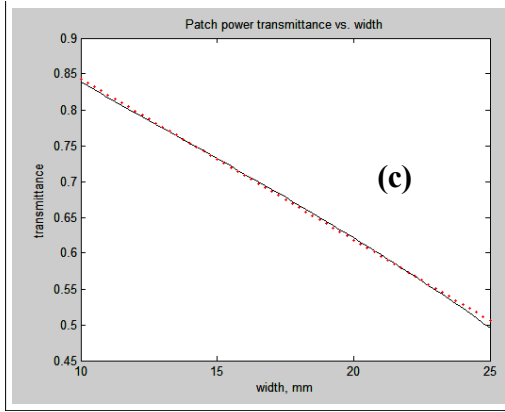
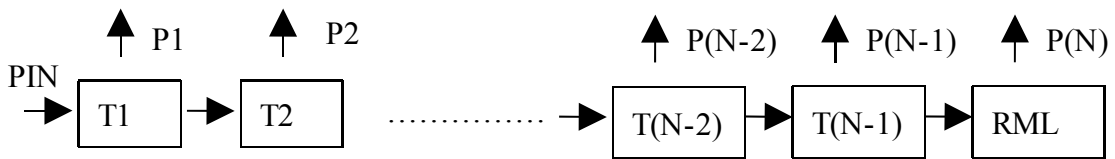


Fig. 6.2 – Variazione della trasmettenza (c) , della efficienza (b) e della direttività (a) del patch in funzione della larghezza W; i grafici si riferisco a celle adattate e con sfasamento I/O di 360°

I grafici di Fig. 6.2 riportano alcuni parametri caratteristici della cella di array e relativo fitting, che viene effettuato con semplici funzioni polinomiali. l'efficienza tende a diminuire al diminuire della larghezza , dato che la frazione di potenza irradiata diminuisce e una parte della potenza che transita è comunque dissipata sul patch e sulle linee di adduzione. Si vede che per ottenere una trasmettenza bassa (< 0.5) è necessario aumentare W oltre i 25 mm.

6.2 PROGETTO DI ARRAY UNIFORME A PATCH SERIALI



I coefficienti di illuminazione riferiti a rapporti di potenza si possono definire come

$$c_i = \frac{P_i}{P_{IN}}, \quad i = 1, \dots, N \quad (6.4)$$

dove P_i è la potenza assorbita dall'elemento di array i , che nel caso ideale senza perdite è anche la potenza radiata. Supponiamo di voler realizzare un array con coefficienti di illuminazione c_1, c_2, \dots, c_N . La procedura di progetto deve tenere conto del fatto che gli elementi dell'array sono diversi tra loro in termini di efficienza e di guadagno. La scelta di un insieme di larghezze w_1, w_2, \dots, w_N , determinata da c_1, c_2, \dots, c_N , comporta poi la necessità di una ridefinizione e rinormalizzazione dei coefficienti c_i tenendo conto di direttività ed efficienza in base ai valori w_i trovati; questo passo porta alla ridefinizione di

un nuovo insieme di larghezze w_1, w_2, \dots, w_N .

CALCOLO COEFFICIENTI DI TRASMISSIONE IN BASE AI PESI

$$\begin{aligned}
 c_1 &= \frac{P_1}{P_{IN}} = (1-T_1) \\
 &\cdot \\
 c_{N-1} &= \frac{P_{N-1}}{P_{IN}} = T_1 T_2 \dots T_{N-2} (1-T_{N-1}) \\
 c_N &= \frac{P_N}{P_{IN}} = T_1 T_2 \dots T_{N-1}
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

dalla (N) divisa per la (N-1) risulta :

$$\frac{c_{N-1}}{c_N} = \frac{1-T_{N-1}}{T_{N-1}} \Rightarrow T_{N-1} = \frac{1}{1 + \frac{c_{N-1}}{c_N}} \tag{6.6}$$

per i che va da (N-2) a 1 abbiamo :

$$\frac{c_i}{c_{i+1}} = \frac{(1-T_i)}{T_i(1-T_{i+1})} \Rightarrow T_i = \frac{1}{1 + (1-T_{i+1}) \frac{c_i}{c_{i+1}}} \tag{6.7}$$

PROCEDURA ITERATIVA

STEP 1 – CONDIZIONI INIZIALI

in base ai pesi si calcolano i coefficienti di trasmissione in base alle (6.6), (6.7) come se gli elementi dell'array fossero tutti uguali e quindi dai c_i si calcolano i T_i e quindi i w_i .

STEP 2

calcolo di η_i e D_i a partire dai w_i , cioè efficienza e direttività di ogni elemento.

Definizione dei coefficienti corretti

$$c'_i = \frac{\frac{c_i}{\eta_i G_i}}{\sum_{k=1}^N \frac{c_k}{\eta_k G_k}} \tag{6.8}$$

STEP 3

Calcolo dei w'_i a partire dai c'_i . Se $|w'_i - w_i| < \delta$, uscita; altrimenti $w_i = w'_i$ e ritorno a step 2. La procedura iterativa è stata condotta interattivamente su MATLAB previa implementazione di alcune semplici funzioni (listate in Appendice)

RISULTATI PER UN ARRAY COSTANTE DI 6 ELEMENTI

La procedura è : definisco i pesi iniziali :

pesi iniziali : $c = 0.1667 \quad 0.1667 \quad 0.1667 \quad 0.1667 \quad 0.1667 \quad 0.1667$

calcolo i coefficienti di trasmissione:

$t = \text{array_trasm_coeff}(c)$

calcolo le larghezze iniziali:

$w = \text{array_widths}(t)$

trovo i pesi corretti in termini di guadagno ed efficienza :

LOOP :

$c1 = \text{array_coeff_corr}(w, c)$

definisco un vettore di coefficienti di trasmissione corretti in base a efficienza e guadagno:

$t1 = \text{array_trasm_coeff}(c1)$

ricalcolo le larghezze in funzione dei nuovi coefficienti di trasmissione

$w = \text{array_widths}(t1)$

RITORNO A LOOP

dopo poche iterazioni si vede che la procedura converge.

pesi corretti: $c1 = 0.2150 \quad 0.1932 \quad 0.1740 \quad 0.1560 \quad 0.1309 \quad 0.1309$

$t1 =$ coefficienti di trasmissione corretti : $0.7850 \quad 0.7539 \quad 0.7060 \quad 0.6266 \quad 0.5001$

$w =$ larghezze finali : $12.4934 \quad 13.9610 \quad 16.2013 \quad 19.7744 \quad 24.8371 \quad 25.0000$

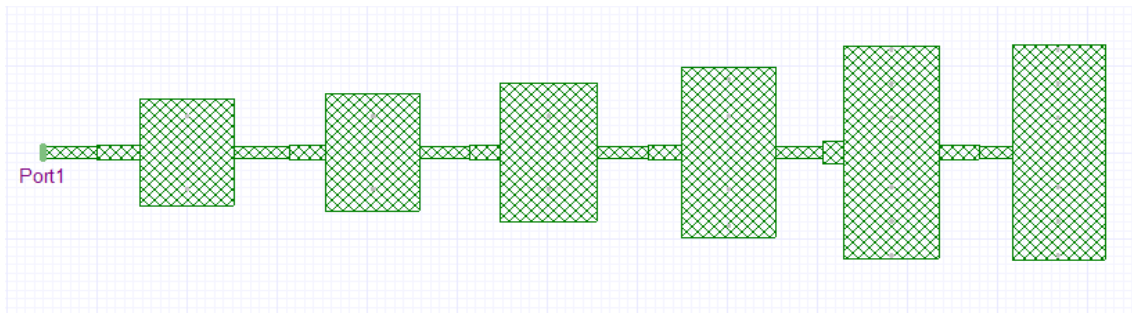


Fig. 6.3 Array seriale uniforme di 6 patch

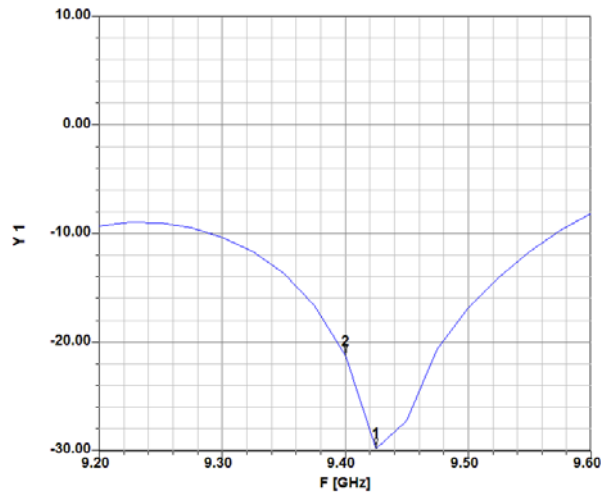


Fig. 6.4 – Return Loss array seriale uniforme di 6 patch

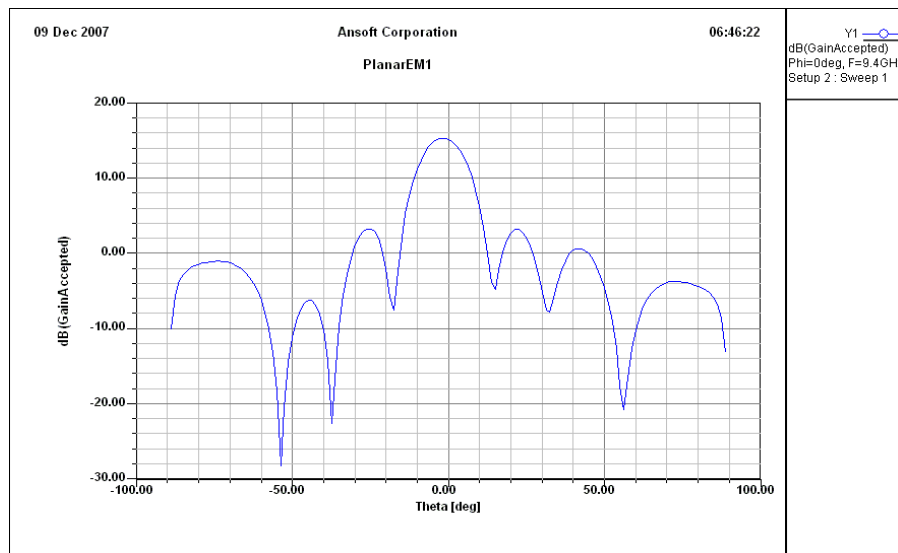


Fig. 6.5 Diagramma di radiazione array uniforme con 2 subarray di 6 elementi ciascuno, posti “ back to back”

6.3 PROGETTO ARRAY DI PATCH CON DIAGRAMMA DI TIPO COSECANTE QUADRA

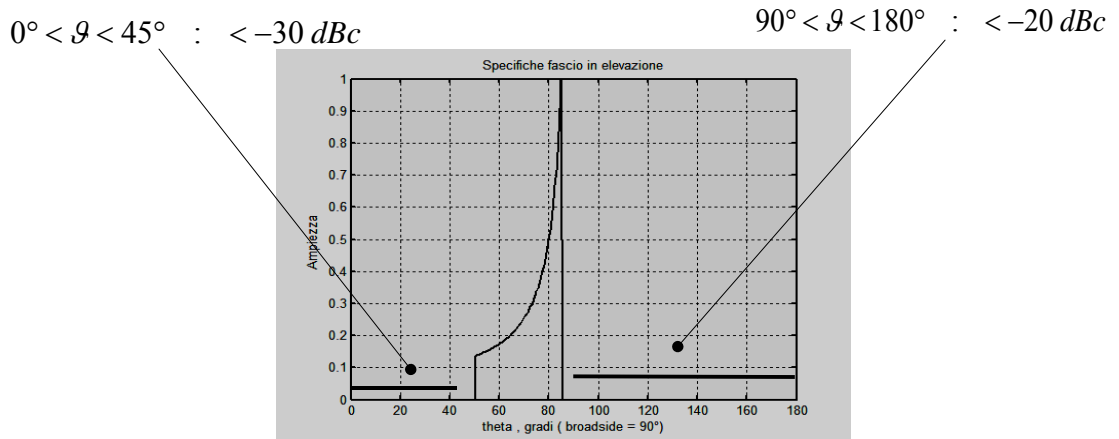


Fig. 6.6 – Specifica del diagramma di radiazione di tipo cosecante quadra

La specifica sul diagramma di radiazione è :

$$\begin{aligned}
 1) \quad A(\theta) &= \frac{\cos(\vartheta_{\max})}{\cos(\theta)} \text{ per } \vartheta_{\max} < \vartheta < \vartheta_{\min} \\
 2) \quad A(\theta) &< 0.05 \text{ per } 90^\circ < \vartheta < 180^\circ \\
 3) \quad A(\theta) &< 0.031 \text{ per } 0 < \vartheta < \vartheta_c \\
 \vartheta_{\min} &= 50^\circ, \quad \vartheta_{\max} = 85^\circ, \quad \vartheta_c = 45^\circ
 \end{aligned}
 \tag{6.9}$$

la 1) va rispettata con tolleranza di ± 1 dB. Supponiamo l'array come una fila sull'asse x; valutiamo il fattore di array sul piano xz. Il fattore di array è :

$$\begin{aligned}
 A(\theta) &= \sum_{n=1}^N a_n \exp(jk x_n \sin \theta) = \sum_{n=1}^N a_n \exp(j\psi_n) \\
 \psi_n &= k x_n \sin \theta, \quad x_n = n d, \quad \psi_n = 2\pi n \frac{d}{\lambda} \sin \theta
 \end{aligned}
 \tag{6.10}$$

prendiamo $N=22$, ovvero 11 patch. In prima approssimazione , i bordi radianti sono separati tra loro di $\lambda g / 2$, quindi 0.337λ . Non sappiamo quale sarà l'effettiva spaziatura dei patch, per cui diamo una dimensione di apertura di 12λ e una spaziatura di 0.337λ . Per rendere simmetrica rispetto all'origine la DFT, operiamo una traslazione dei coefficienti e introduciamo un termine di shift pari a metà del passo di campionamento d:

$$x_n = \pm(n-1/2)d, \quad n = 0, 1, \dots, M \text{ con } M = N/2 \quad (6.11)$$

per cui il fattore di array simmetrizzato vale

$$A(\psi) = \sum_{m=-M}^M a_m \exp\left(j\left(m - \frac{1}{2}\right)\psi\right) \text{ con } m \neq 0, \quad m = 1, \dots, M \quad (6.12)$$

Nel nostro caso il fattore di array è specificato solo in ampiezza e la fase è arbitraria; se poniamo che identicamente la fase è = 0 allora per quanto riguarda i pesi abbiamo che $a_m = a_{-m}$ per le proprietà della DFT. Quindi a meno di una traslazione, ovvero un coefficiente moltiplicativo costante, risulta che si può esprimere il fattore di array come

$$A(\psi) = \exp\left(-j\frac{N-1}{2}\psi\right) \sum_{n=0}^{N-1} \bar{a}_n \exp(jn\psi) \quad (6.13)$$

$$\{\bar{a}_0, \bar{a}_1, \dots, \bar{a}_{N-1}\} = \{a_M, a_{M-1}, \dots, a_1, a_1, \dots, a_{M-1}, a_M\}$$

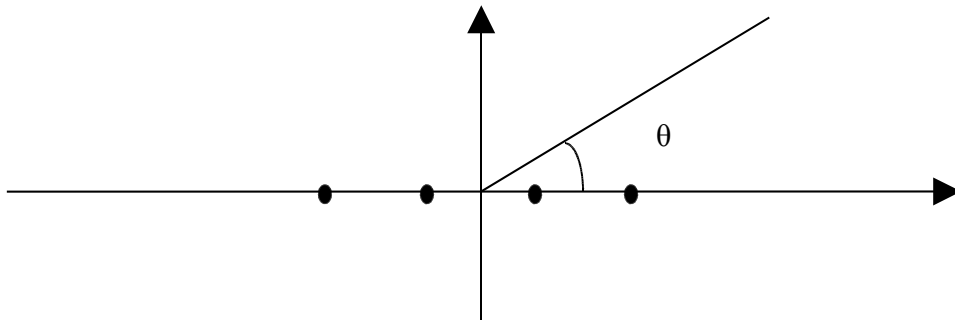
poniamo adesso $\psi_i = 2\pi \frac{i}{N}$, $i = 0, 1, \dots, N-1$. Quindi

$$\psi_i = 2\pi \frac{i}{N} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta_i \Rightarrow \theta_i = \arcsin\left(\frac{\lambda i}{Nd}\right) \quad (6.14)$$

la (6.13) diventa, a meno di un fattore di shift di fase ininfluenza:

$$A_i = A(\psi_i) = \sum_{n=1}^N a_n \exp\left(2\pi j \frac{ni}{N}\right) \quad (6.15)$$

quando $d/\lambda = 0.5$ allora al variare di theta, Ψ varia tra 0 e 2π . Noi non sappiamo



esattamente quale sarà la posizione dei bordi radianti, perché al variare della larghezza dei patch varia la lunghezza delle linee di afferenza e quindi la posizione spaziale dei patch stessi. Quindi, introduciamo il concetto di “apertura equivalente” e stabiliamo la lunghezza totale dell’apertura equivalente = 11 lambda. con $d=0.337$ lambda abbiamo $N=32$ elementi radianti. Al variare di ψ nella regione 3) Ψ varia tra kd e $kd \cos(\theta_c)$. Nella regione 1) Ψ varia tra $kd \cos(\theta_{MAX})$ e $kd \cos(\theta_{MIN})$. per θ tra θ_{MAX} e π Ψ varia tra $kd \cos(\theta_{MAX})$ e $-kd$. In termini di Ψ la specifica (6.9) diviene dunque:

$$\begin{aligned}
 A(\psi) &= 0, & 0 < \psi < \psi_{MAX} \\
 A(\psi) &= \frac{\psi_{MAX}}{\psi}, & \psi_{MAX} < \psi < \psi_{MIN} \\
 A(\psi) &= 0, & \psi > \psi_{MIN} \\
 \psi_{MAX} &= 2\pi \cdot 0.337 \cos(85^\circ), & \psi_{MIN} &= 2\pi \cdot 0.337 \cos(50^\circ)
 \end{aligned}
 \tag{6.16}$$

La procedura di sintesi si svolge in due parti:

- si trova la funzione di illuminazione sulla finestra in modulo e fase
- si sintetizza il circuito che realizza la funzione di illuminazione trovata

Per la prima parte, i pesi si possono trovare sfruttando il metodo di Woodward Lawson, che trova i pesi dell’array facendo la trasformata DFT inversa a partire dalla (6.13). Noi abbiamo sfruttato il Matlab toolbox che si trova in <http://www.ece.rutgers.edu/~orfanidi/ewa/>.

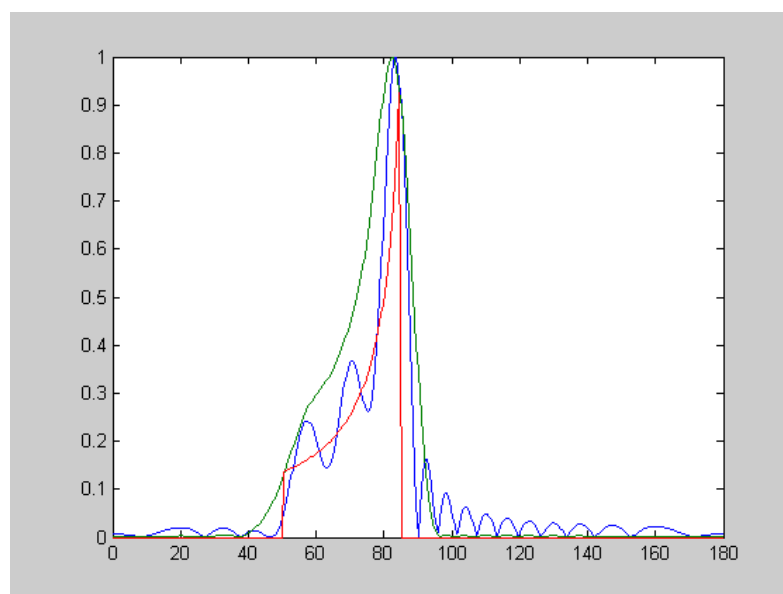


Fig. 6.7 Diagramma di radiazione con $N = 22$ – Rosso : specifica – blu: Woodward senza smoothing- Verde: woodward con smoothing cosine + pedestal

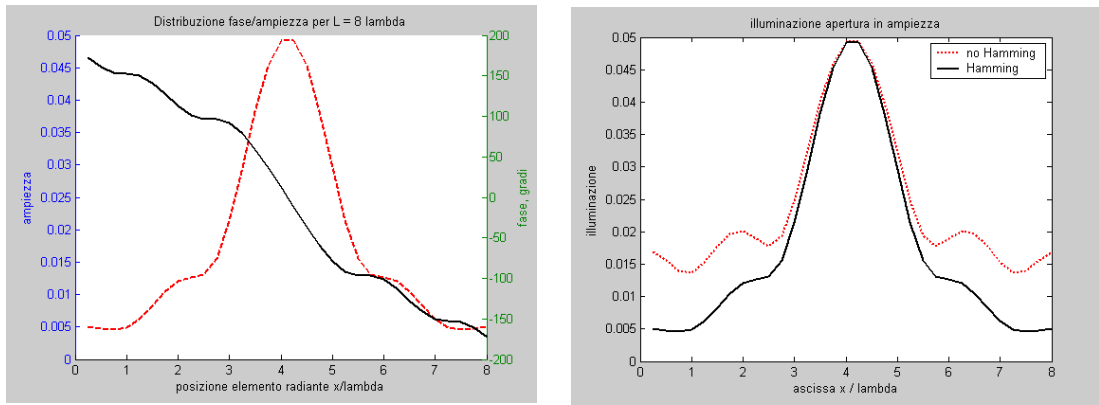
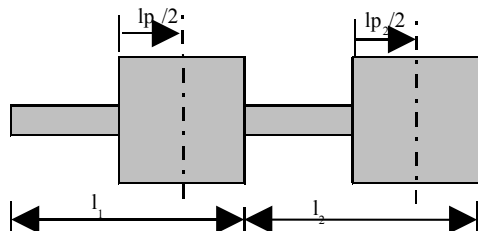


Fig. 6.8 – Funzione di illuminazione sulla finestra dell'array in modulo e fase (a sinistra) , in modulo con e senza smoothing (a destra).

In Fig. 6.7 è il risultato della procedura di Woodward-Lawson. Una procedura che viene effettuata successivamente è lo “smoothing” che si effettua applicando una pesatura con una finestra (hamming o simili) ai pesi: questo risulta in un addolcimento delle oscillazioni intorno al valore desiderato, ma anche in un allargamento del fascio, indesiderato. La funzione finestra qui impiegata per lo smoothing è $0.54-0.46*\cos(2 \pi k/(N-1))$ dove w_k è il k-esimo coefficiente (peso) dell'array. Aumentando il numero dei campioni N in modo da trovare la funzione di illuminazione su un numero elevato di punti, e poi interpolando, si trovano due funzioni della posizione della sorgente sulla finestra dell'array , implementate tramite Matlab: amp_vs_pos(x) e fase_vs_pos(x). Queste due funzioni servono per la fase successiva di sintesi. Definisco i pesi iniziali in base alla funzione di illuminazione calcolata in punti costanti supponendo inizialmente i patch in posizioni fisse. Supponiamo di avere 12 patch, vogliamo una apertura di circa 8λ .



Definiamo una variabile globale Npatch che è il numero di patch.

Definiamo un array di lunghezze $l_i, i=1...Npatch$, nel nostro caso di dodici elementi.

Esso rappresenta le lunghezze delle celle calcolate per avere uno sfasamento $\Delta\phi=0$ tra

ingresso e uscita.

Il valore iniziale si trova ponendo lunghezza di tutti i patch = lunghezza di tutte le linee di adduzione = $\lambda_G/2$ dove $\lambda_G = \lambda/\sqrt{\varepsilon_r}$ è la lunghezza d'onda nel substrato. Definiamo un array di lunghezze $\Delta l_i, i=1 \dots Npatch$ che inizialmente sarà a zero. Tale array definisce le elongazioni sulle linee a 50 Ohm necessarie per avere gli sfasamenti tra elementi radianti richiesti al fine di ottenere il diagramma di radiazione specificato. Il primo elemento Δl_1 non è usato e viene posto identicamente = 0. Definiamo un array di posizioni $x_i, i=1 \dots Npatch$. Vale

$$x_1 = \frac{lp_1}{2}$$

$$x_{i+1} = x_i + l_{i+1} + \Delta l_{i+1} + \frac{lp_i}{2} - \frac{lp_{i+1}}{2}$$

1. pongo i $\Delta l_i = 0, i=1, \dots Npatch$

2. pongo $lp_i = 1/(2\sqrt{\varepsilon_r}), i=1, \dots Npatch$ (tutte le lunghezze le esprimo in rapporto a λ in aria)

3. pongo $l_i = 1/(\sqrt{\varepsilon_r}), i=1, \dots Npatch$ (tutte le lunghezze le esprimo in rapporto a λ in aria)

$$x_1 = \frac{lp_1}{2}$$

4. $x_{i+1} = x_i + l_{i+1} + \Delta l_{i+1} + \frac{lp_i}{2} - \frac{lp_{i+1}}{2}$ per $i=2, \dots Npatch$

$$l_T = \text{lunghezza totale} = x_N + \frac{lp_N}{2}$$

nel caso iniziale = $l_T = (Npatch - 0.5)/(\sqrt{\varepsilon_r})$ (nel nostro caso quindi 7.75 normalizzato rispetto a λ in aria)

5. calcolo $my_woodward(l_T)$; la funzione richiede in ingresso la lunghezza totale dell'apertura in rapporto a λ in aria e restituisce la distribuzione dell'illuminazione richiesta in fase e ampiezza. Questa funzione è propedeutica a $amp_vs_pos()$ e $fase_vs_pos()$ che calcolano valore di ampiezza e fase ad una ascissa nella finestra di illuminazione.

6. calcolo di $c'_i = [amp_vs_pos(x_i)]^2$, $i = 1 \dots Npatch$ (i ci sono in tal modo espressi in potenza).

7. $c_i = \frac{c'_i}{\sum_{i=1}^{Npatch} c'_i}$, $i = 1 \dots Npatch$ esprime il vettore c dei coefficienti di illuminazione in potenza normalizzati

8. `t=array_trasm_coeff(c)` % calcolo i coefficienti di trasmissione %

9. `w=array_widths(t)` % calcolo le larghezze iniziali %

10. `c1=array_coeff_corr(w,c)` % trovo i pesi corretti in termini di guadagno ed efficienza %

11. `t1=array_trasm_coeff(c1)` % definisco un vettore di coefficienti di trasmissione corretti in base a efficienza e guadagno: %

12. `w'=array_widths(t1)` % ricalcolo le larghezze in funzione dei nuovi coefficienti di trasmissione

13. se $|w_i - w'_i| < \delta$ allora esci ; altrimenti $w'=w$ e vai a 10

14. calcolo l_p e l_i , lunghezze dei patch e delle celle in funzione di w trovato.

15. calcolo di $\Delta l_i = \frac{fase_vs_pos(x_i) - fase_vs_pos(x_{i-1})}{\beta}$; in realtà Δl_i è normalizzato

rispetto a λ in aria e dunque $\frac{\Delta l_i}{\lambda} = \frac{\Delta \varphi}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{eq}}} = \frac{(\Delta \varphi)_{DEG}}{360} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{eq}}}$ dove ϵ_{eq} è la costante dielettrica equivalente delle linee di adduzione (nel nostro caso a 50 Ohm)

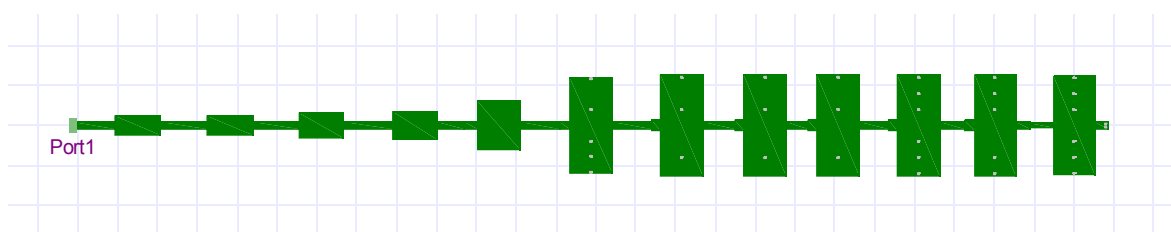


Fig. 6.9 – Array cosecante quadra , con larghezze dei patch troncate a 25 mm

16. richiesta di uscita ; altrimenti ritorno a 4

Si verifica che la procedura iterativa converge a valori stabili dopo un numero limitato di

iterazioni. In vista della realizzabilità di un array bidimensionale, si è troncata la larghezza del patch a $25 \text{ mm} = 0.78 \lambda$. Questo provvedimento è necessario per riuscire a mantenere limitata la distanza tra due file in modo da evitare la nascita di grating lobes.

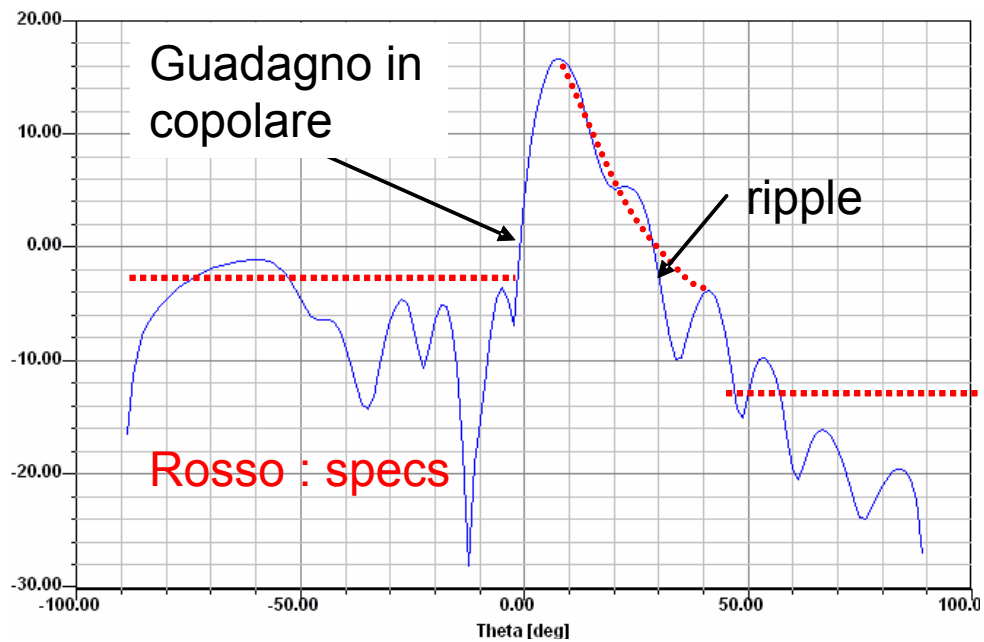
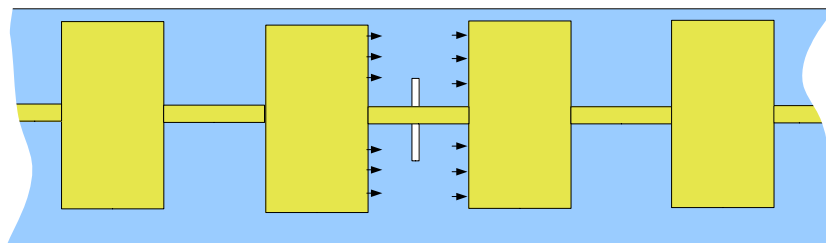


Fig. 6.10 – Diagramma di radiazione dell'array cosecante quadra con larghezze troncate a 25 mm

il guadagno presenta rialzi e oscillazioni eccessive, perché le ampiezze dei coefficienti di illuminazione non sono quelle desiderate (le fasi invece sì). Il problema è che con questo metodo, data la limitazione in larghezza dei patch, non si riesce a sintetizzare certi valori della trasmittenza del patch. In particolare con $h = 0.508 \text{ mm}$ con limitazione sulla larghezza a 25 mm il limite inferiore di trasmittenza è di circa -2.7 dB. Comunque il risultato è molto vicino alla specifica, a parte il rialzo tra -90° e -50° e il ripple eccessivo a $+35^\circ$. Quando i coefficienti di illuminazione hanno variazioni grandi da patch a patch contigui, a volte è necessario disporre di una trasmittenza più bassa. In particolare è richiesta una trasmittenza molto bassa quando i coefficienti hanno un andamento decrescente in un punto della catena lontano dal punto di alimentazione; se invece l'alimentazione è al centro dove l'illuminazione è massima, l'attenuazione dell'onda viaggiante sull'array determina già di per se l'illuminazione monotona decrescente. Per ottenere questa condizione sarebbe sufficiente alimentare l'array al centro, invece che ad un estremo come nel progetto sviluppato.

La struttura però dovrebbe avere un divisore con 2 uscite sfasate di 180° tra loro, per avere

i due rami dell'array che irradiano in fase in direzione broadside. Un modo semplice per realizzare il divisore è tramite un accoppiamento a slot :



In questo modo, le tensioni sui due bordi contigui ai due lati della slot sono in controfase, ed i campi sfrangiati trasversali responsabili della radiazione sono in fase.

6.4 PROGETTO ARRAY DI PATCH CON RETE SERIALE

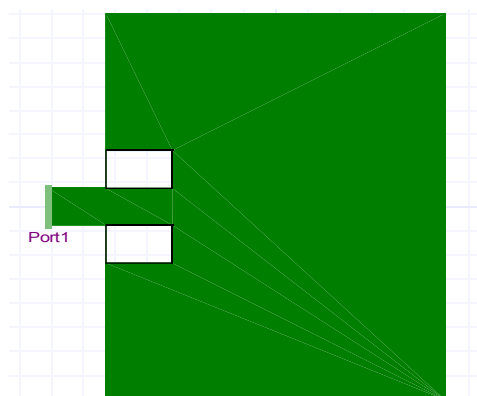


Fig. 6.11 – patch con alimentazione tramite “inset”

In questo paragrafo si analizza una antenna ad array i cui elementi radianti sono tutti identici tra loro, con la semplice struttura riportata in Fig. 6.11 . Un confronto tra questa soluzione e quella a patch alimentati in serie prospettata nei par. 6.1 e 6.2 di questo capitolo porta alle seguenti considerazioni:

- (a) i patch sono tutti uguali e tutti terminati con un breve tratto di linea a 50 Ohm: questo permette di facilitare l'analisi circuitale della linea di alimentazione; inoltre, l'elemento radiante è uno solo e può essere ottimizzato “una tantum” con grande riduzione del tempo umano e tempo macchina necessari per lo svolgimento del progetto;

- (b) Un altro vantaggio è che l'elemento radiante si può ottimizzare in termini di efficienza, mentre con i patch in serie alcuni elementi erano caratterizzati da scarsa efficienza radiante;
- (c) Uno svantaggio rispetto alla configurazione con patch in serie è la maggiore lunghezza delle linee di alimentazione; questo è parzialmente controbilanciato da quanto visto al punto (b);
- (d) Il progetto della rete di alimentazione può essere fatto con l'ausilio di un simulatore circuitale;

l'adattamento si ottiene tramite un “inset” andando a cercare il punto di alimentazione ottimale ove l'impedenza è 50 Ohm.

6.4.1 PROGETTO ELEMENTO RADIANTE

- Si sceglie $W = 2 L$ circa ; è la massima larghezza dell'elemento compatibile con un patch unimodale e con i requisiti di distanziamento tra patch per non avere problemi rilevanti di accoppiamento mutuo. Il patch è di W massima per riuscire ad avere una banda @ -10 dB > 200 MHz.
- Il substrato è RT5880 perchè si prevede anche la possibilità, per ragioni di semplicità e quindi abbattimento dei costi, di realizzare un intero array su un unico circuito monostrato: è necessario dunque un substrato a bassissime perdite, perchè su una rete di alimentazione a microstriscia molto lunga (decine di centimetri) le perdite hanno un peso rilevante sull'efficienza dell'antenna.
- La scelta dell'altezza $H=20$ mil è un compromesso tra : costo, banda di frequenza , efficienza radiante e esigenze di bassi livelli di radiazione parassita da parte delle linee di alimentazione.

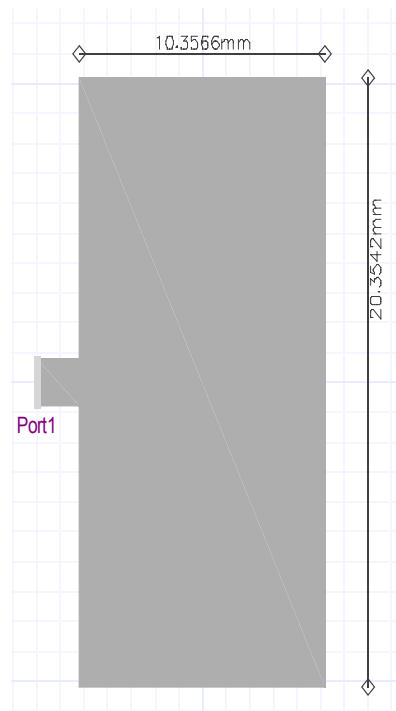


Fig. 6.12 – Layout elemento radiante ottimizzato per RL

L'elemento radiante in pratica è risultato ottimizzato con profondità di inset = 0 , quindi senza la presenza di un inset. Il Return Loss è riportato in Fig. 6.13.

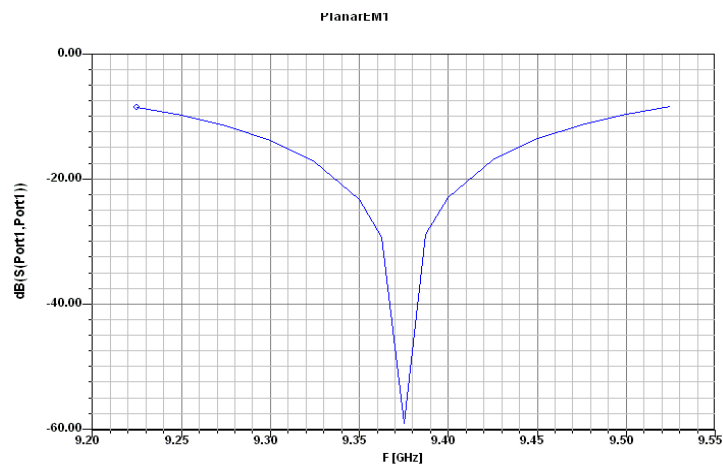


Fig. 6.13 – RL con elemento radiante $W = 2 L$

Il RL è minore di -10 dB sulla banda di lavoro dell'antenna (200 MHz).

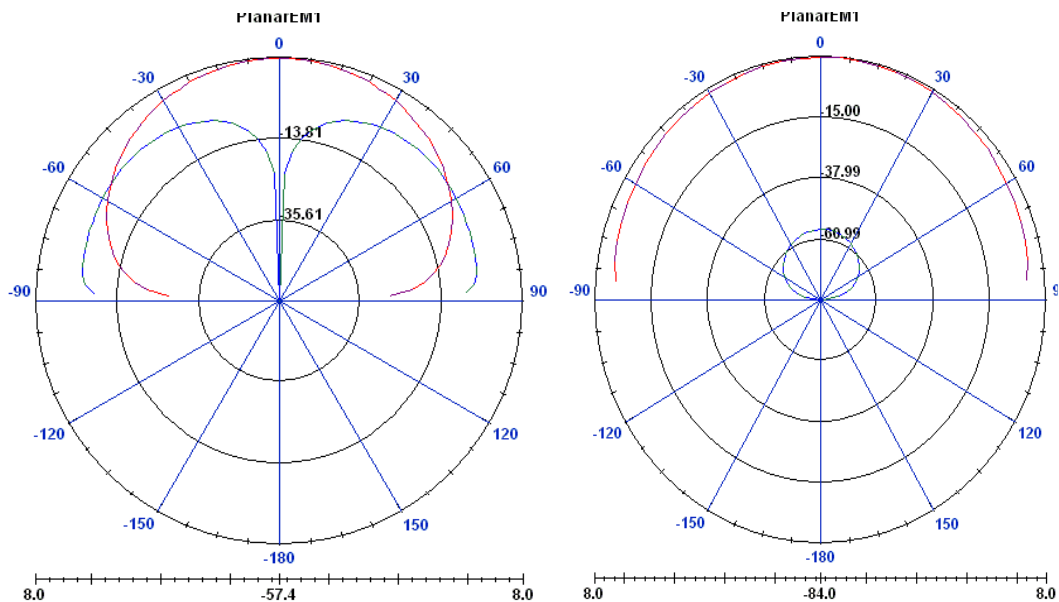


Fig. 6.14 – Diagrammi di radiazione dell'elemento con $W = 2L$ - a sinistra , $\varphi = 90^\circ$, rosso: E_φ , blu: E_θ ; a destra $\varphi = 0^\circ$, rosso: E_θ , blu: E_φ .

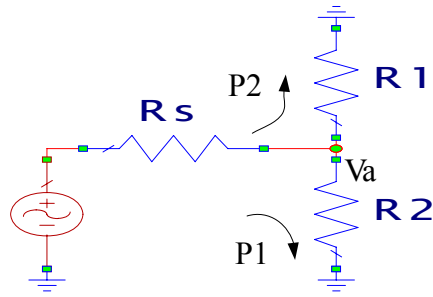
La componente cross polare è -20 dB su un angolo θ di ± 10 gradi rispetto alla direzione broadside $\theta = 90^\circ$. La direttività è 7 dB.

6.4.2. PROGETTO ARRAY UNIFORME DI 8 ELEMENTI

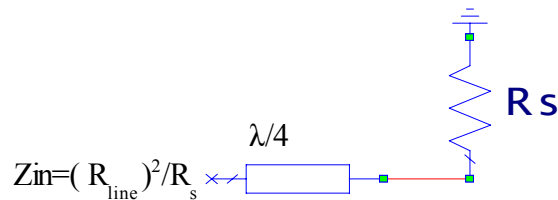
- si progetta un subarray di 4 elementi
- si dispongono 2 subarray in serie alimentandoli tramite uno splitter al centro: questo riduce significativamente lo spostamento angolare del fascio al variare della frequenza

Con questa architettura il circuito di alimentazione è composto unicamente di linee a microstriscia e giunzioni tra linee; esso si può quindi modellare e analizzare tramite l'uso di un simulatore circuitale.

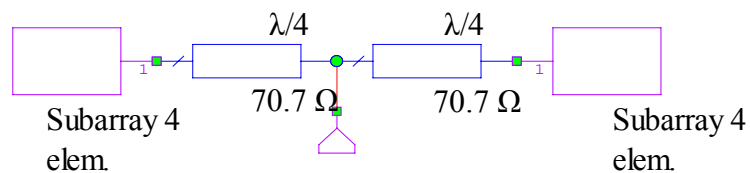
L'elemento circuitale di base è un divisore di potenza di Wilkinson con potenza distribuita in modo disuguale sui due rami :



La linea di afferenza è rappresentata tramite un generatore di tensione V_s con resistenza interna $R_s = 50 \text{ Ohm}$, mentre le due linee di uscita sono rappresentate dai carichi $R1$ ed $R2$. Essendo $P_{1,2} = (V_a)^2 / R_{1,2}$, le potenze si ripartiscono in ragione inversa dei carichi presenti alla giunzione della linea di afferenza con le linee di uscita. $R1$ ed $R2$ si realizzano tramite dei tratti di linea a $\lambda/4$ terminati su R_s :



L'array lineare di 8 elementi è realizzato tramite due subarray di 4 elementi, identici in configurazione speculare ed alimentati tramite uno splitter 3 dB Wilkinson



In tal modo, i due subarray sono alimentati tramite un'onda viaggiante in due direzioni opposte e gli effetti dello spostamento angolare del fascio al variare della frequenza sono attenuati.

6.4.3. PROGETTO DELLA RETE DI ALIMENTAZIONE CON MWOFFICE

Tramite il simulatore circuitale è possibile modellare analiticamente la rete di alimentazione. La rete è realizzata in due step progettuali :

- 1) La rete viene dimensionata in modo approssimativo tramite linee a microstriscia a 50 Ohm di impedenza variabile, tramite le tecniche descritte al par.2.
- 2) Ciascuna sezione del divisore di potenza viene progettata separatamente con i seguenti criteri : adattamento sulla porta di ingresso (permette di mettere le sezioni in cascata); risposta massimamente piatta in banda, per minimizzare le variazioni dei coefficienti di illuminazione con la frequenza. L'introduzione delle giunzioni a T in microstriscia e degli step in larghezza delle linee richiede un tuning per ottimizzare la risposta tenendo conto delle discontinuità; i parametri di tuning sono le lunghezze delle linee originariamente a $\lambda/4$
- 3) Un array di N elementi avrà N-1 splitter seriali in cascata; lo splitter k-esimo avrà $|s_{12}|=1/(N-k+1)$ ed $|s_{13}|=1/(N-k+1)$. La rete avrà N+1 porte , con ingresso sulla porta 1 ed N uscite.
- 4) La terminazione dell'onda che viaggia sullo splitter seriale è a sua volta un elemento di array (l'ultimo) denominato RML (Radiating Matched Load).
- 5) Vengono definiti alcuni parametri della rete , al fine di poterla ottimizzare in modo da ottenere l'alimentazione desiderata con il minimo errore.

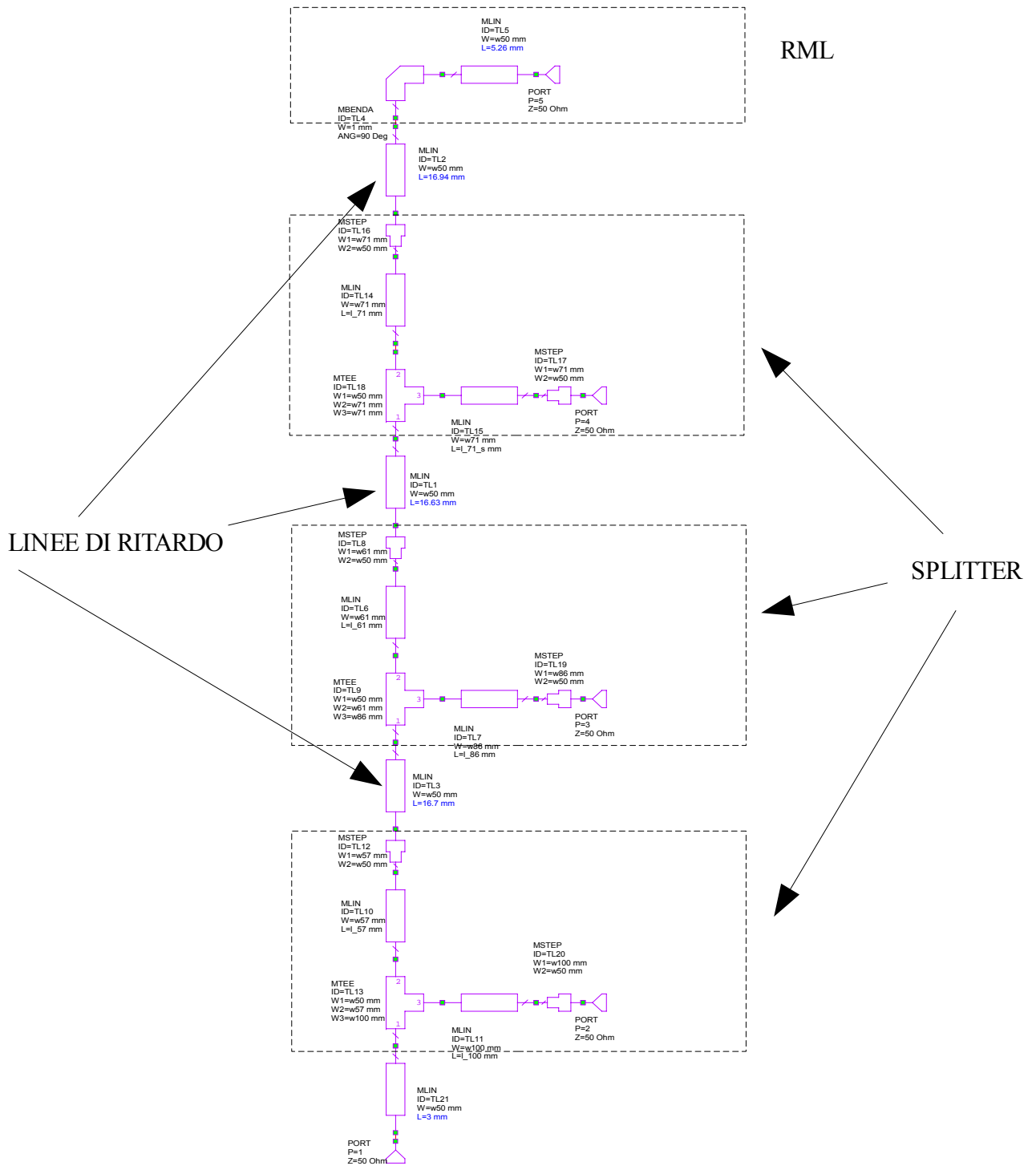


Fig. 6.15 – Progetto rete di alimentazione array seriale di 4 elementi

6.4.4. OTTIMIZZAZIONE DELLA RETE

Le relazioni di ampiezza tra i coefficienti di illuminazione dell'array risultano in questo modo determinate dai parametri S degli splitter seriali. Per ottimizzare le fasi si introducono tra gli splitter N-1 linee di ritardo a 50 Ohm (in questo caso, 3 linee). In questo caso, un modo per ottenere una rapida convergenza dell'ottimizzatore è imporre come goal $|s_{k,1}-s_{(k+1),1}|=0$, $k=2..N$

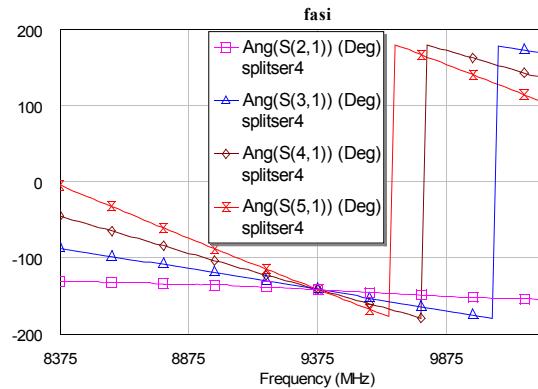


Fig. 6.16 – Fasi dei coefficienti di trasmissione dello splitter seriale (in gradi)

In questo modo si ottiene il rifasamento dei pesi dell'array.



Fig. 6.17 – layout dello splitter seriale

il simulatore circuitale di MWOoffice permette la generazione automatica del layout a partire dalla creazione del modello circuitale e l'esportazione del layout nel formato di scambio DXF , che quindi è disponibile per essere importato nel modello EM per la simulazione dell'array di antenna.

6.4.5. EFFETTO DEGLI ACCOPPIAMENTI MUTUI

Gli accoppiamenti mutui tra patch contigui non sono trascurabili e hanno effetto sulla impedenza di ingresso del patch; il patch elemento di array è molto esteso per riuscire ad ottenere una banda sufficientemente larga (± 100 MHz rispetto alla frequenza centrale, circa 2,1 %) e questo diminuisce la spaziatura tra i patch, magnificando l'effetto di accoppiamento mutuo. Simulando l'array di 4 elementi con un simulatore full wave, si

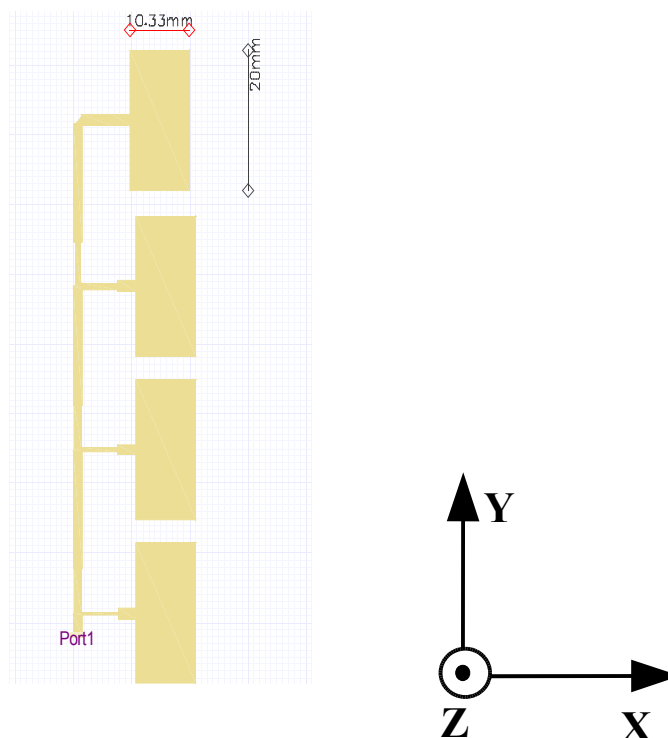


Fig. 6.18 – Array di 4 elementi

ottiene un detuning sull'adattamento, con spostamento in basso del minimo di return loss (di qualche decina di MHz). Occorre un aggiustamento delle dimensioni dell'elemento radiante che tenga conto del “ loading” dell'elemento stesso da parte degli altri ed in particolare di quelli contigui.

Un caso limite che può dare indicazioni utili ,ovvero un limite superiore alla variazione di dimensioni tra patch isolato e patch caricato dagli altri elementi dell'array , è una simulazione eseguita in condizioni di “ array infinito” con dimensioni della cella uguali a quelle dell'array reale che si sta realizzando. In questo caso, si ottiene un retuning con una variazione di 0.35 mm in larghezza e circa 0.025 mm in lunghezza.

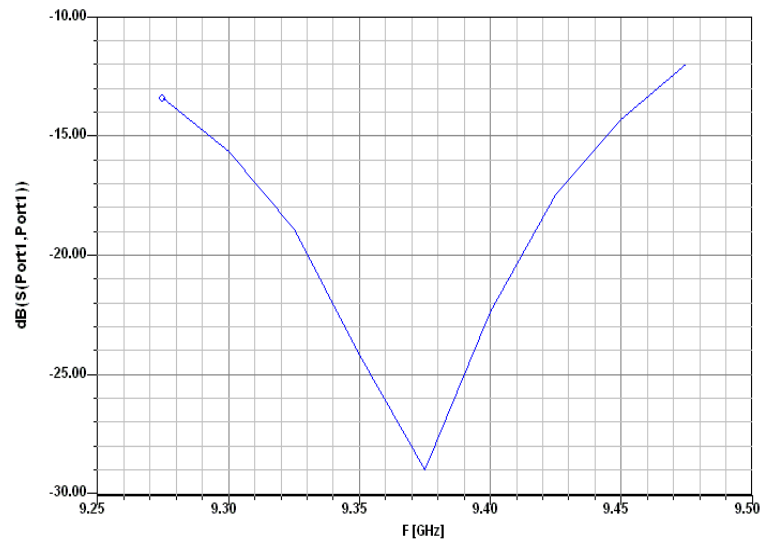


Fig. 6.19 Array di 4 elementi – RL da 9.275 GHz a 9.475 GHz

Il RL del subarray è inferiore a -10 dB con un certo margine entro 100 MHz dalla frequenza centrale di 9.375 GHz, e mostra un leggero allargamento della banda rispetto all'elemento singolo.

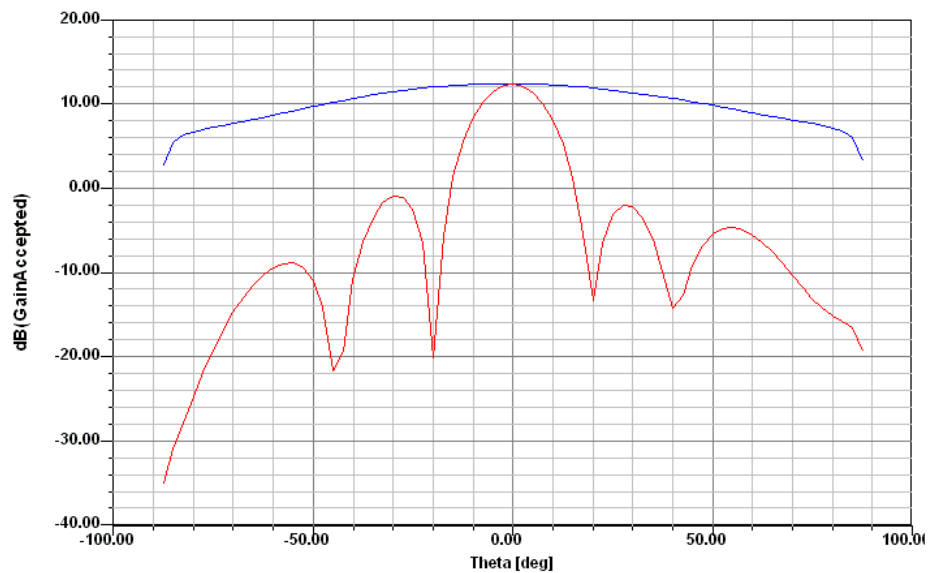


Fig. 6.20 – Diagramma di radiazione array di 4 elementi : $\phi=90^\circ$ (rosso), $\phi=0^\circ$ (blu).

Il diagramma di radiazione del subarray di 4 elementi è riportato in fig. 6.20 sul piano yz contenente l'array (rosso) e sull'altro piano xz (blu). I lobi laterali sono a -13 dB con buona approssimazione , essendo l'array uniforme. I lobi laterali sono comunque dissimmetrici; questo è dovuto alla irradiazione delle linee di afferenza e in generale

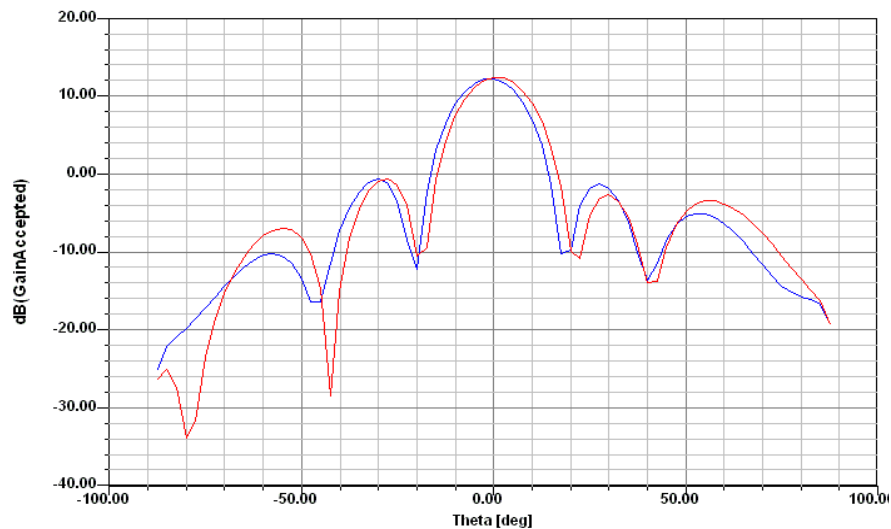


Fig. 6.21 Diagramma di radiazione array di 4 elementi agli estremi della banda

di tutte le discontinuità sulla rete di alimentazione. Il guadagno riportato è Gain Accepted, che è svincolato dall'adattamento e quindi è particolarmente idoneo a fare confronti tra configurazioni diverse. In questo caso il guadagno è leggermente superiore a 12 dB (12.39 dB), per cui la configurazione ad array aumenta il guadagno dell'elemento singolo di un valore leggermente inferiore a 5 dB. Questo rappresenta una perdita del 25% in potenza rispetto al caso teorico (+ 6 dB di guadagno per un array uniforme con $N=4$). I fattori che determinano questo effetto sono:

- innesco onde superficiali
- perdite sulle linee
- irradiazioni da tutte le discontinuità come giunzioni a T e step in microstriscia
- Accoppiamenti mutui : per semplicità abbiamo aggiustato allo stesso modo tutti gli elementi dell'array per tenere conto degli accoppiamenti mutui, ma in realtà si dovrebbe considerare gli effettivi accoppiamenti caso per caso e quindi in particolare gli elementi estremi dell'array dovrebbero essere a rigore considerati un caso a parte.

In Fig. 6.21 è rappresentato lo spostamento angolare del fascio per una variazione di frequenza di 200 MHz da 9.275 GHz a 9.475 GHz.

POLARIZZAZIONE DEL SUBARRAY

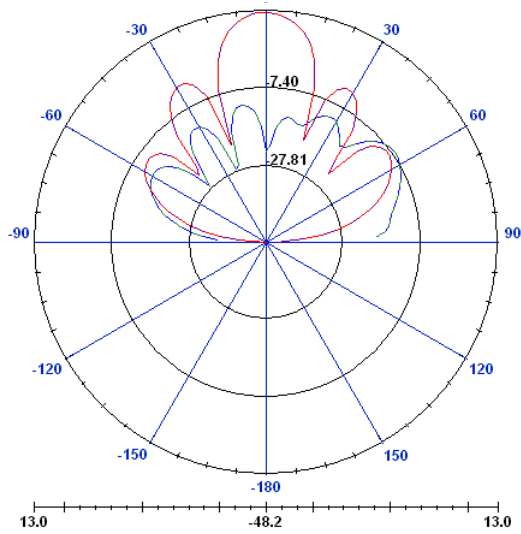


Fig. 6.22 – Diagramma di radiazione in dB con taglio sul piano yz , $\varphi=90^\circ$; rosso : E_φ ; verde : E_θ ;

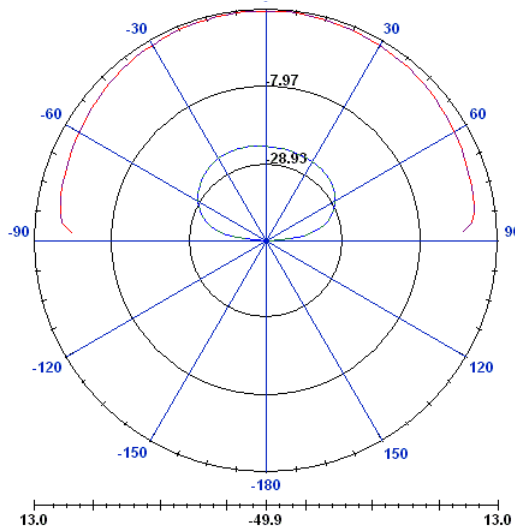


Fig. 6.23 – Diagramma di radiazione in dB con taglio sul piano xz , $\varphi=0^\circ$; verde : E_φ ; rosso : E_θ

Dalle figure 12, 13 si vede che l'array è a singola polarizzazione, con una componente cross polare separata di circa 25 dB rispetto a quella copolare in un intorno di qualche grado rispetto alla direzione broadside $\theta=0^\circ$.

6.4.6 PROGETTO ARRAY DI 8 ELEMENTI COMPLETO

La rete di alimentazione dell'array completo è realizzata tramite due divisori seriali per 4 alimentati tramite un divisore di Wilkinson con i due rami di uscita disposti a 180° , in direzioni opposte.

Il divisore realizzato in tal modo è un divisore per 8 con ugual potenza su tutte le uscite, e quindi in assenza di perdite ci si aspetta su ogni uscita un livello di -9 dB rispetto alla potenza di ingresso.

Il divisore centrale è di tipo corporate feed e le due uscite sono tra loro in fase. Le uscite del divisore per 8 sono comunque in fase tra loro, qualunque sia la lunghezza della linea a 50 Ohm che si interpone tra le uscite dello splitter centrale e le due sezioni speculari ciascuna costituita da un divisore seriale per 4 : è sufficiente che le linee interposte siano di uguale lunghezza. Il criterio che si è usato è interporre una linea tale da far risultare tutti i patch tra loro equidistanti.

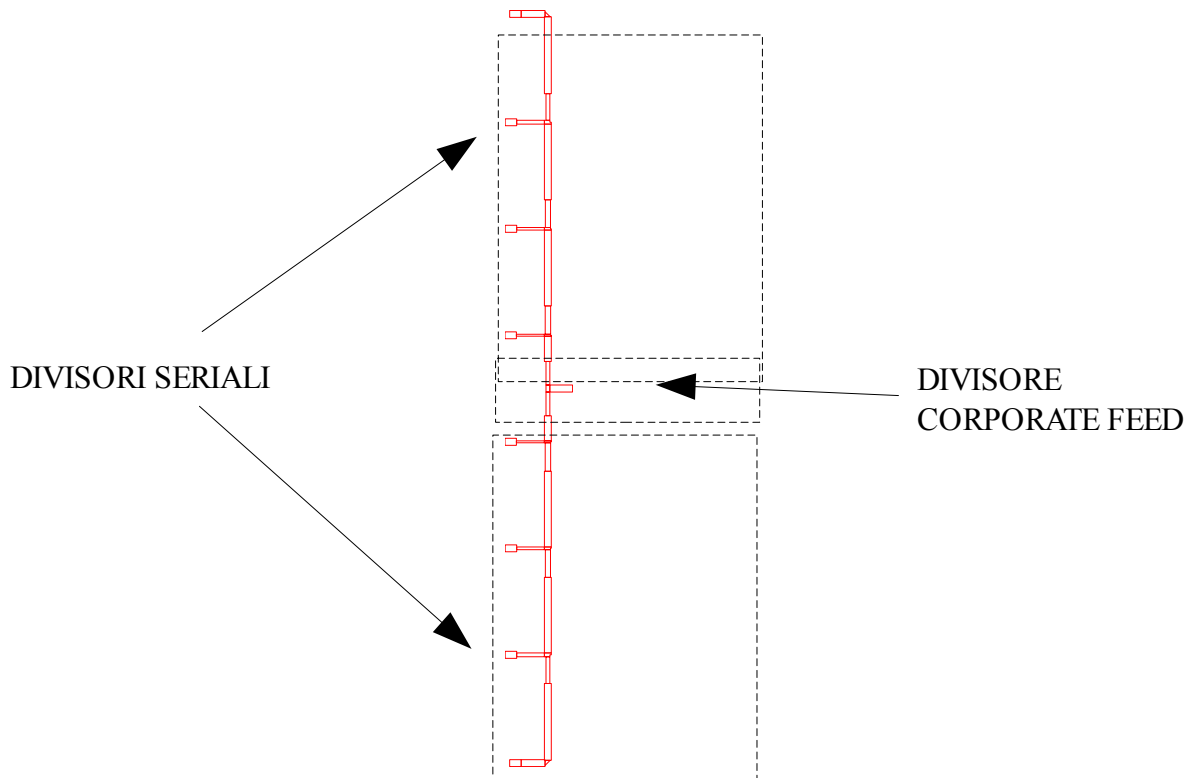


Fig. 6.24 – Divisore misto serie/parallelo usato per l'array di 8 elementi

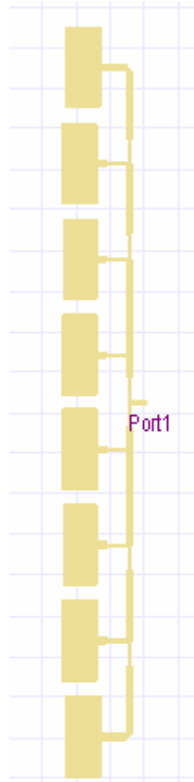


Fig. 6.25 – Layout array di 8 elementi a patch

DIAGRAMMI DI RADIAZIONE ARRAY UNIFORME DI 8 ELEMENTI

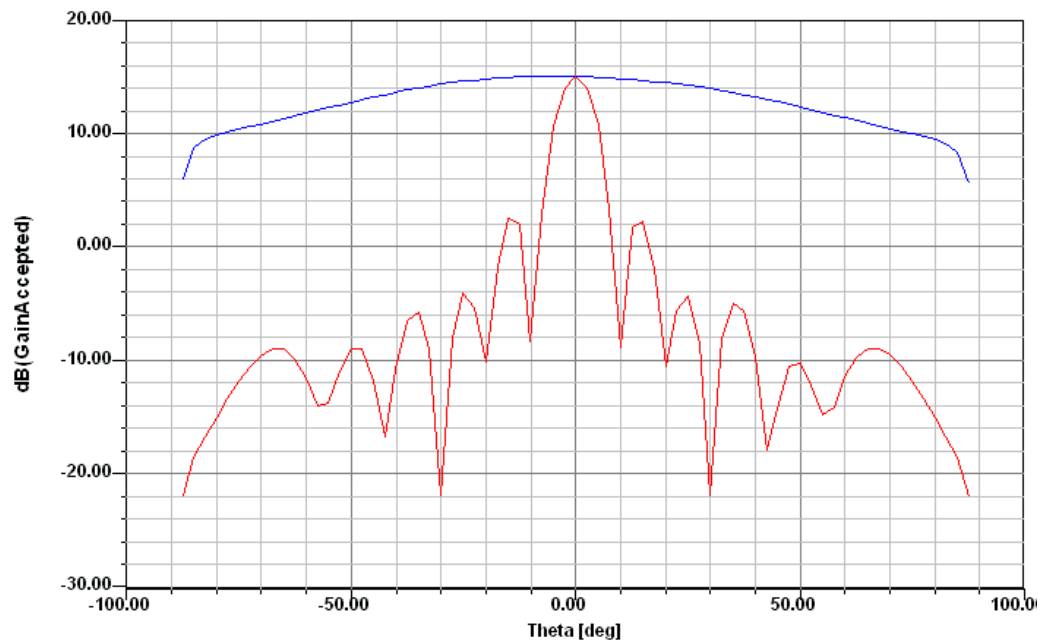
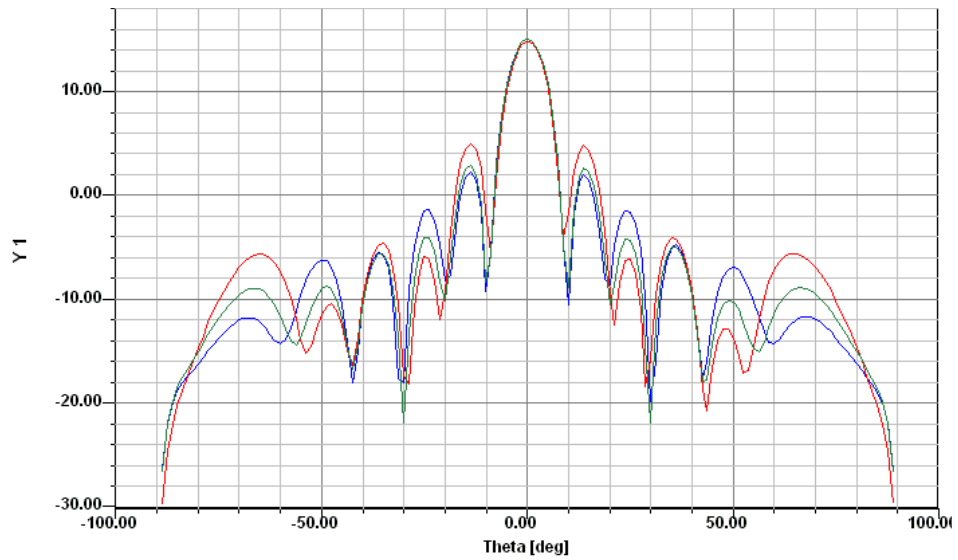


Fig. 6.26 – Diagramma di radiazione array di 8 elementi a centro banda; rosso :taglio sul piano yz ; blu : taglio sul piano xz.



**Fig. 6.27 – Variazione in banda del guadagno , taglio sul piano yz dell'array lineare.
Verde: centro banda ; rosso, blu : estremi banda**

Il guadagno è circa 15 dB in direzione broadside. Il primo lobo laterale è con buona approssimazione -13 dBc come ci si aspetta da una distribuzione uniforme. Lo spostamento angolare del fascio dei due subarray è minimo rispetto alla larghezza del fascio stesso, e quindi con questa configurazione per l'effetto array determinato dalla composizione dei due fasci con spostamenti angolari opposti , l'effetto complessivo sul lobo principale è minimo, come si vede in Fig. 6.27.

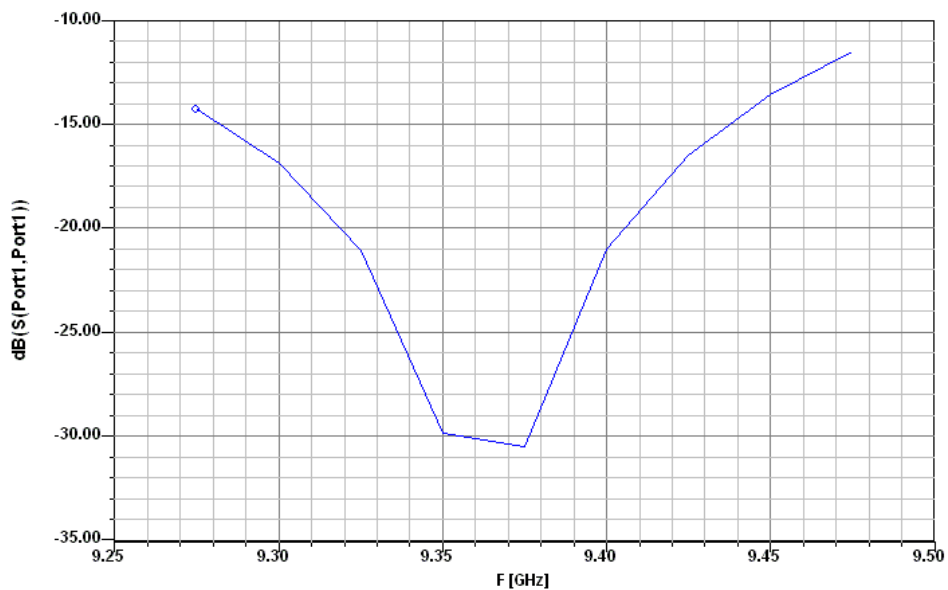


Fig. 6.28 – RL in banda array di 8 elementi

POLARIZZAZIONE ARRAY 8 ELEMENTI

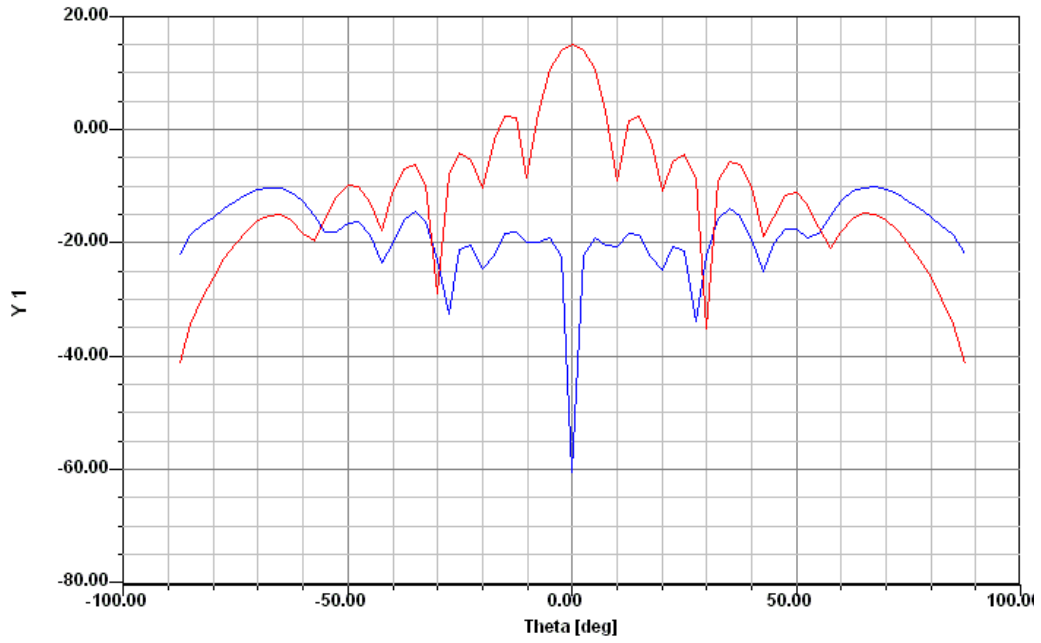


Fig.6.29 – Diagramma di radiazione del guadagno in dB , taglio sul piano yz. Rosso : E_ϕ . Blu : E_θ .

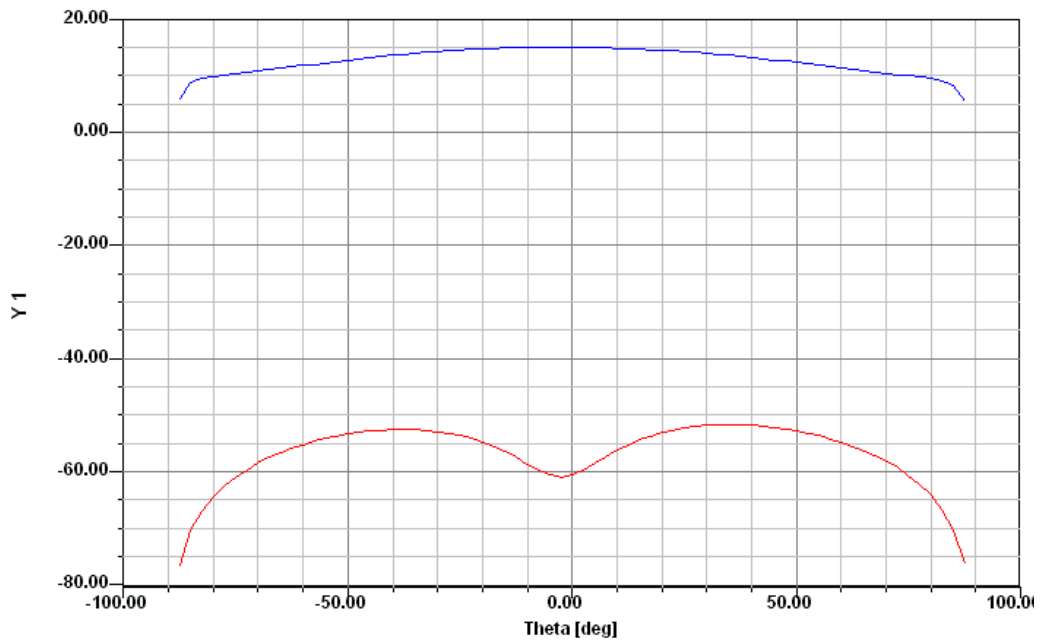


Fig.6.30 – Diagramma di radiazione del guadagno in dB , taglio sul piano xz. Rosso : E_ϕ . Blu : E_θ .

L'array risulta irradiare un campo polarizzato linearmente con elevata purezza ; la componente cross polare è circa -30 / -35 dB al di sotto della co polare sul taglio yz , e -70 dB sul taglio xz.

6.5 SLOT CAVITY BACKED COME ELEMENTO RADIANTE

Una alternativa ai patch è impiegare delle slot come elementi radianti. Le slot sono praticate sul piano di massa delle microstriscie (dell'array) ; le slot irradiano sopra e sotto al piano di massa e quindi è necessaria una schermatura, che elimini la radiazione sul semispazio inferiore.

La schermatura è realizzata tramite delle cavità in aria, praticate sulla struttura metallica di sostegno dell'array. Le cavità sono profonde $\lambda/4$ in aria (7.9 mm circa), in modo che l'onda irradiata dalla slot risulti in fase con la riflessione dalla base della cavità sottostante.

La slot è a forma di H per limitare le dimensioni della cella di array.

Il circuito di adattamento ha un ingombro ridotto in modo da poter essere impiegato al posto dei patch nell'array con l'alimentazione mista descritta al punto 1.9.

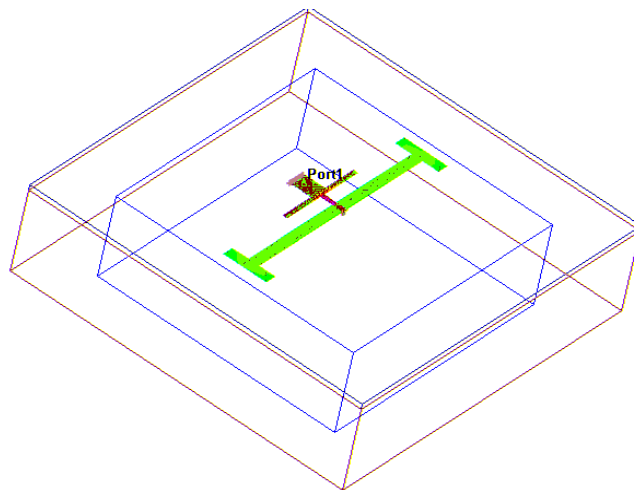


Fig. 6.31 – slot cavity backed con circuito di adattamento

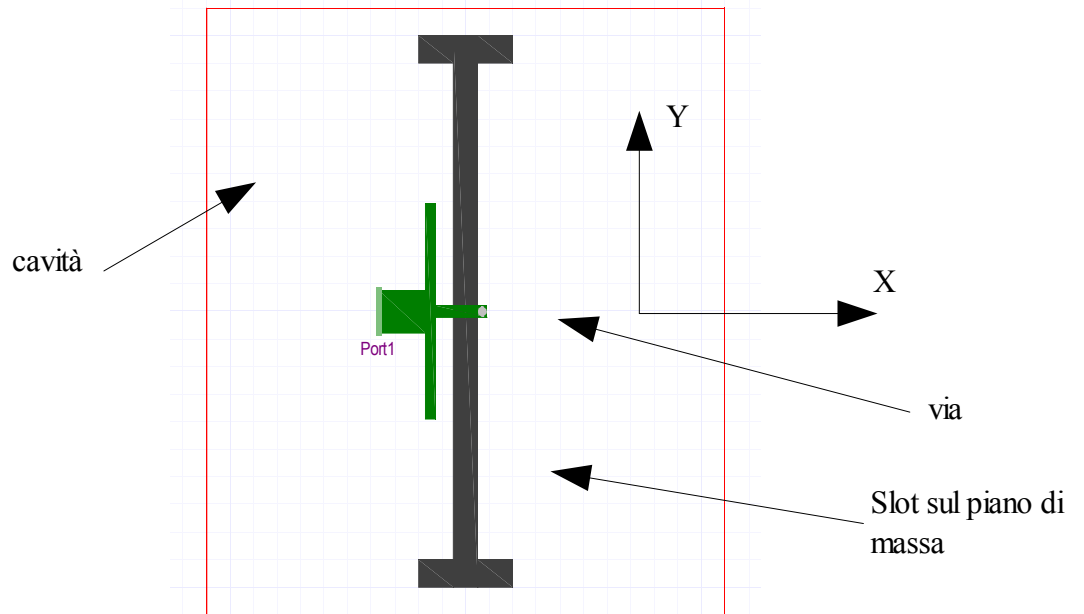


Fig. 6.32 – layout slot cavity backed con circuito di adattamento

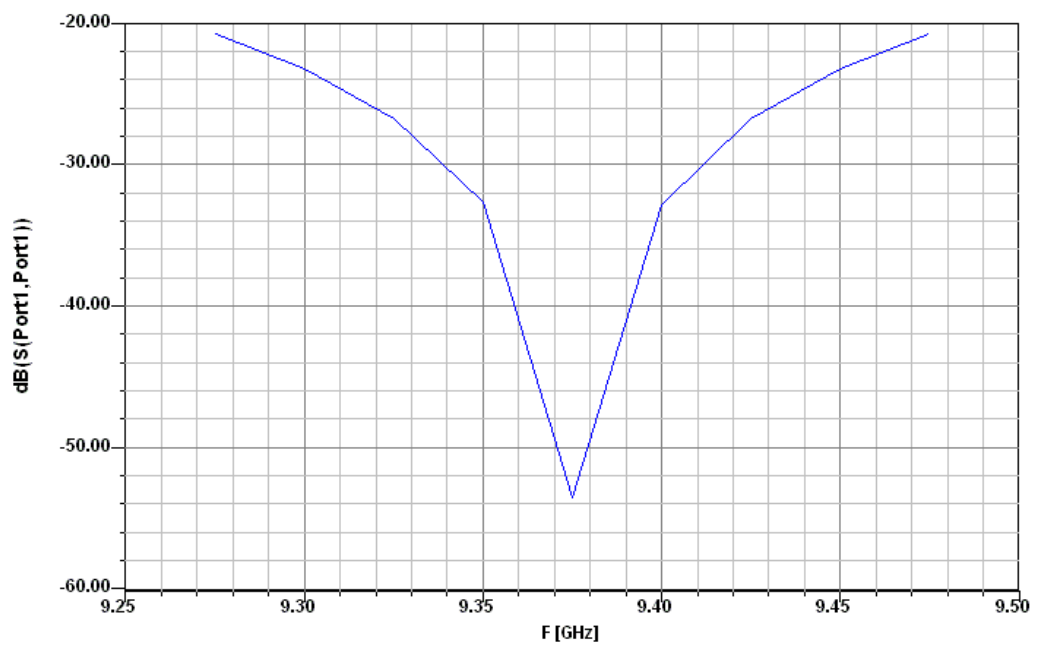


Fig. 6.33 – Return loss slot cavity backed adattata.

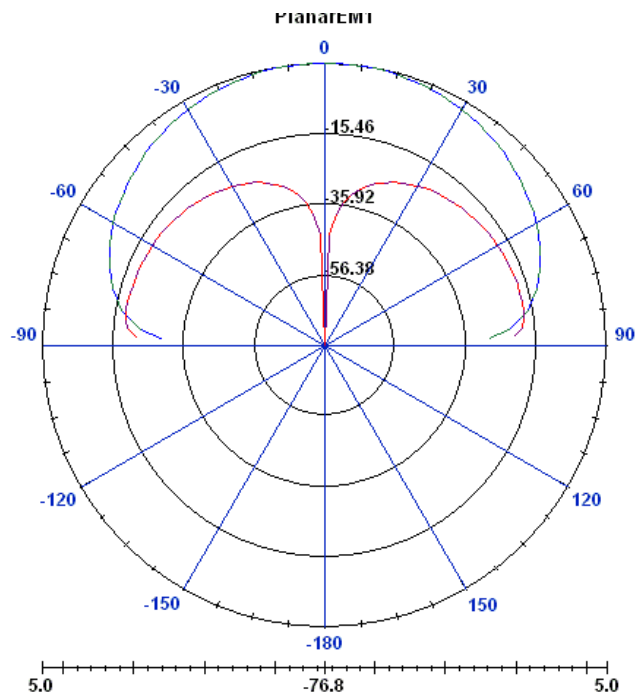


Fig. 6.34 – Diagramma di radiazione in dB , taglio sul piano della slot; blu : E_ϕ . rosso

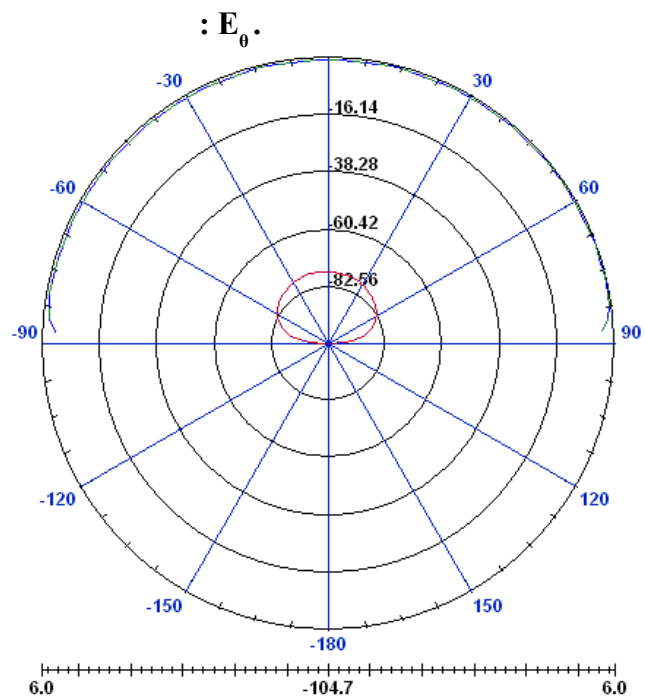


Fig. 6.35 –Diagramma di radiazione in dB , taglio sul piano ortogonale alla slot; rosso : E_θ . blu : E_ϕ .

Rispetto al patch , la slot ha un guadagno minore perchè sul piano ortogonale ha una radiazione quasi isotropa , come si vede dalla Fig. 6.35. Il guadagno è di poco superiore a 5 dB, e quindi risulta inferiore al patch di 2 / 2.5 dB.

Il guadagno dell'array in dB è uguale al guadagno dell'elemento di array aumentato del fattore di array, quindi l'array di slot avrà un guadagno inferiore.

Il vantaggio più evidente è che , essendo la slot cavity backed un sistema risonante con un Q minore, la banda di adattamento è molto più estesa (circa 500 MHz a -10 dB).

Un altro vantaggio è che gli elementi radianti sono svincolati dall'altezza del substrato e quindi si può ottimizzare la rete di alimentazione con l'altezza che dà le prestazioni migliori in termini di perdite e/o di radiazioni erratiche.

Questo potrebbe anche compensare il maggior costo della lavorazione meccanica della base dell'array con un minor costo del substrato (l'altezza si può ridurre , mentre con i patch l'altezza era vincolata dalla banda di adattamento dei patch).

6.6 SOLUZIONI ALTERNATIVE

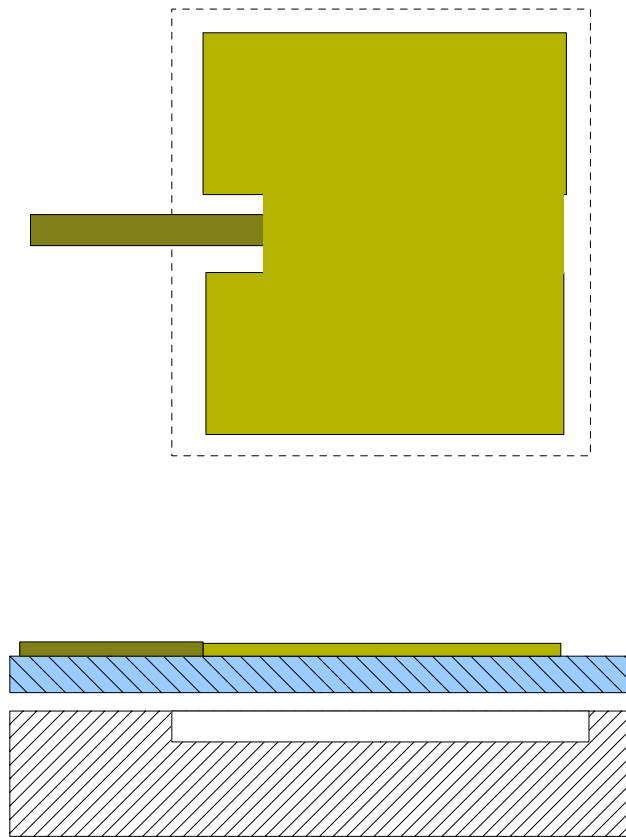


Fig. 6.36 – Patch cavity backed

Una soluzione che coniuga i vantaggi di slot e patch è l'impiego al disotto dei patch di cavità molto sottili ricavate dalla struttura di sostegno dell'array.

Se la sezione piana orizzontale della cavità è superiore in area al patch, la dipendenza della frequenza di risonanza del patch dalle dimensioni della cavità è ridotta e questo dovrebbe diminuire la criticità dell'allineamento tra array (ricavato dalla lastra di substrato) e struttura sottostante.

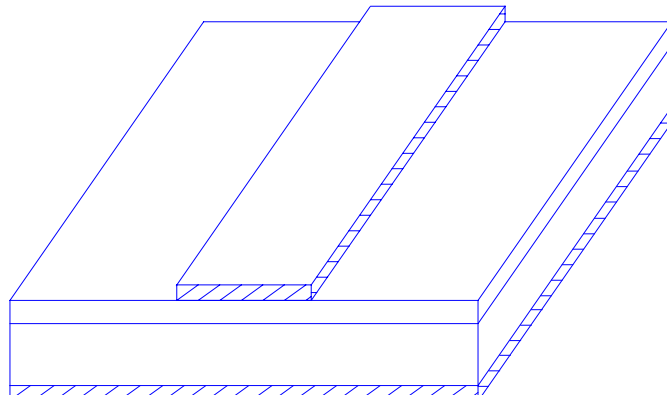
Il patch così ricavato ha maggiore efficienza, essendo parte su substrato e parte in aria.

Una verifica preliminare ha evidenziato un aumento di quasi 1 dB di guadagno rispetto al patch su RT5880 di altezza 0.508 mm.

Inoltre, il Q diminuisce e la banda utile di impiego aumenta.

La procedura si potrebbe estendere anche alle linee creando linee “sospese” in aria con riduzione delle perdite e aumento di efficienza di tutto l'array; in questo caso però si potrebbero creare problemi tecnologici notevoli, dovuti alla larghezza delle linee a

microstriscia, alla precisione dell'incollaggio tra substrato e struttura di sostegno, all'allineamento come sopra menzionato.



Inoltre, lo spessore di aria che si può introdurre è limitato, perchè la linea deve avere una velocità di fase minore di c .

CAPITOLO 7 - CONCLUSIONI FINALI

In questo lavoro, dopo un excursus su varie applicazioni, svolto per capire l'importanza della polarimetria nella tecnica radar, si è proposto un riassunto generale degli aspetti salienti della teoria polarimetrica, al fine di comprendere profondamente il background di requisiti operativi che determina le specifiche spesso molto stringenti che ha un sistema polarimetrico dal punto di vista elettromagnetico.

Quindi sono state descritte alcune soluzioni allo stato dell'arte, per inquadrare e giustificare il presente lavoro, che si colloca nell'ambito delle antenne planari, a singola polarizzazione con elevata purezza, e ad elevata efficienza.

Un capitolo a parte (il 5) è dedicato allo studio delle strutture radianti planari, con una attenzione particolare alle possibilità che esse offrono per gli impieghi polarimetrici.

Nel capitolo 6 sono state prese in considerazione 4 configurazioni per la realizzazione di un array a singola polarizzazione lineare su un circuito monostrato, realizzato cioè con due layer, di cui uno è la massa e l'altro è il layer di segnale su cui è ricavata l'antenna.

La prima configurazione, array seriale di patch su monostrato, è molto attrattiva perché minimizza il percorso della rete di alimentazione; essa non permette però di alimentare i patch in maniera arbitraria, se si rimane nell'ipotesi di realizzare l'array su singolo strato. L'alternativa presa in considerazione è una rete di alimentazione realizzata tramite un divisione serie separato, che alimenta l'array.

La configurazione serie della rete di alimentazione risulta in una elevata efficienza dell'array, rispetto alla configurazione tradizionale corporate feed; l'effetto dello spostamento del fascio al variare della frequenza si può mitigare tramite l'uso di un divisore corporate feed al centro.

La rete serie può essere usata per alimentare vari elementi radianti. La configurazione che rispetta pienamente la specifica di "monostrato" ha come elemento radiante un patch rettangolare.

A titolo di esempio delle prestazioni ottenibili è stato sviluppato un array uniforme di 8 elementi. La banda ottenuta a -10 dB di RL è circa 200 MHz e l'efficienza stimata intorno al 65 %.

La configurazione con slot cavity backed comporta una lavorazione in più per la struttura di sostegno dell'array, con un costo aggiuntivo che potrebbe essere in parte compensato dalla possibilità di impiegare un substrato di piccolo spessore.

Una configurazione alternativa da studiare è quella che impiega piccole cavità a di sotto

dei patch; essa potrebbe coniugare i vantaggi delle altre due (slot cavity backed e patch).

BIBLIOGRAFIA

- [1] RFID, TECNOLOGIA E APPLICAZIONI, “*Fondamenti delle tecniche e cenni sulle applicazioni di una tecnologia silenziosamente pervasiva*”, Paolo Talone , Giuseppe Russo - Fondazione Ugo Bordoni
- [2] Epc Global, EPC™ Radio-Frequency Identity Protocols Class-1 Generation-2 UHF RFID Protocol for Communications at 860 MHz – 960MHz Version 1.0.9, Settembre 2007
- [3] ETSI EN 302 208-1 V1.2.1 (2008-04) European Standard (Telecommunications series) Electromagnetic compatibility and Radio spectrum Matters (ERM); “*Radio Frequency Identification Equipment operating in the band 865 MHz to 868 MHz with power levels up to 2 W; Part 1: Technical requirements and methods of measurement*”; Aprile 2008
- [4] Peter S.Hall , “*Printed Antennas: Responding to new Applications*”, 26th EuMC , 9-12 September 1996 , Prague , Czech Republic
- [5] Kathrein Scala Div. , “ Dual Polarized Base Station Antennas For Polarization Diversity Systems” Tech. Bulletin http://www.kathrein-scala.com/tech_bulletins/DualPolarized.pdf
- [6] National Severe Storms Laboratory -Polarimetric Radar Research – NOAA – <http://cimms.ou.edu/>
- [7] C. R. Smith and P.M.Goggans, “*Radar target identification*”, IEEE Ant. And Prop. Magazine , No. 2, Aprile 1993, pp 27-38
- [8] R Carriere and R. L Moses. "High resolution radar target modeling using a modified prony estimator". IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. 40,no. 1, Gennaio 1992
- [9] CE. Baum et al, "The singularity expansion method and its application to target identification", Proc. IEEE, Ottobre 1991
- [10] E.M. Kennaugh."The K-pulse concept", IEEE Trans. Antennas and Prop., Marzo 1981
- [11] R W. McMillan', N. C. Me', D. D. Ferris, Jr., M. C. Wicks, , “CONCEALED WEAPON DETECTION USING MICROWAVE AND MILLIMETER WAVE SENSORS” , US Air Force Research Laboratory, Sensors Directorate , Rome, New York 13441-4514, USA
- [12] Jerry Hausner, Nathan West . “Radar Based Concealed Threat Detector” Electro Science Technologies - Albuquerque, New Mexico 87112 USA
- [13] Rautiainen, K. et al. , “Helsinki University of Technology Synthetic Aperture Radiometer” , Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2007. IGARSS 2007. IEEE , 23-28 July 2007
- [14] Università degli Studi di Roma Tre- Corso di Laurea in Ingegneria Elettronica “*Polarization mode dispersion*” - Fotonica I modulo-<http://www.dea.uniroma3.it/fotonica>

- [15] Bertrand Boucher, “Advanced Radar Polarimetry Tutorial”, Canadian Centre for Remote Sensing, Aprile 2007
- [16] Ernst LUNEBURG, “Aspects of Radar Polarimetry”, Turk J Elec Engin, VOL.10, No.2 2002
- [17] Graves, C.D. 1956. Radar polarization power scattering matrix. *Proceedings of the IRE*, Vol. 44, pp. 248–256.
- [18] Takagi, T. 1927. On an algebraic problem related to an analytical theorem of Caratheodory and Fejer and on an allied theorem of Landau. *Japanese Journal of Mathematics*, Vol. 1, pp. 83–93.
- [19] Kennaugh, K. 1951. *Effects of type of polarization on echo characteristics*. Antenna Laboratory, The Ohio State University, Columbus, Ohio. Technical Report OH 389-4, 35 pp., and OH 381-9, 39 pp.
- [20] Kennaugh, K. 1952. Polarization properties of radar reflections. M.Sc. thesis, The Ohio State University, Columbus, Ohio.
- [21] Huynen, J.R. 1970. *Phenomenological theory of radar targets*. Technical Report, University of Technology, Delft, The Netherlands.
- [22] Larry Carey, Dual-polarized radar systems, ATMO 689 Lecture #7 , Ottobre 2004
- [23] F.Berizzi, M.Bertacca, E. Dalle Mese, “Architettura di un radar Polarimetrico e Blocchi Fondamentali”, Rapporto Tecnico T3.1/T3.2, Dipartimento di Ingegneria dell'informazione , Università di Pisa, Novembre 2002
- [24] R. Condello, E. Dalle Mese, “Fondamenti matematici della Polarizzazione”, Rapporto Tecnico T1.1 , Dipartimento di Ingegneria dell'informazione , Università di Pisa, Maggio 2002
- [25] E. Pottier, “ Polarimetrie Radar”, Institut D'Electronique et de Telecommunications de Rennes , Maggio 2008
- [26] N. G. PARKE, “*MATRIC ALGEBRA OF ELECTROMAGNETIC WAVES*”, RESEARCH LABORATORY OF ELECTRONICS, MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY, TECHNICAL REPORT NO. 70, JUNE 30, 1948
- [27] R. Touzi, W.M. Boerner, J.S. Lee, and E. Lueneburg, “*A review of polarimetry in the context of synthetic aperture radar: concepts and information extraction*”, Can. J. Remote Sensing, Vol. 30, No. 3, pp. 380–407, 2004
- [28] Marco Lavallo, “*Introduction to Radar Polarimetry*”, Course Material available at <http://earth.esa.int/landtraining07/> , Gennaio 2008
- [29] Herzegh, P. H., and A. R. Jameson, 1992: Observing precipitation through dual-polarization radar measurements. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **73**, 1365-1374.

- [30] C S M Doake, H F J Corr, A Jenkins, K W Nicholls and C Stewart , “Interpretation of polarimetric ice penetrating radar data over Antarctic ice shelves. “, FRISP Report No. 14 (2003)
- [31] Wolfgang-Martin Boerner, “BASICS OF SAR POLARIMETRY I”, Paper presented at the RTO SET Lecture Series on “Radar Polarimetry and Interferometry”, held in Brussels, Belgium, 14-15 October 2004; Washington, DC, USA, 18-19 October 2004;Ottawa, Canada, 21-22 October 2004, and published in RTO-EN-SET-081.
- [32] Sofocles J.Orfanidis, “ Electromagnetic waves and antennas”, <http://www.ece.rutgers.edu/orfanidi/ewa>
- [33] Börje Carlegrim, Ronny Gunnarsson, Leif Pettersson and Roland Erickson: "Properties of a 2-6 GHz tapered slot antenna array", FOA Report No FOA-R--00-01742-616--SE, December 2000, 41 pp.
- [34] Wei Wang, Jian Jin, Jia-Guo Lu, Shun-Shi Zhong, ” *Waveguide Slotted Antenna Array With Broadband, Dual-polarization And Low Cross-polarization For X-Band SAR Applications*” , IEEE Trans. Ant. And Prop. , Maggio 2005
- [35] Sehyun Park, Yusuke Okajima, Jiro Hirokawa, and Makoto Ando, ”*A Slotted Post-Wall Waveguide Array With Interdigital Structure for 45 Linear and Dual Polarization*”, *IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION, VOL. 53, NO. 9, SEPTEMBER 2005*
- [36] M. Sato, Y. Konishi and S . Urasaki, “ .A TRAVELING-WAVE FED PARALLEL PLATE SLOT ARRAY ANTENNA WITH INCLINED LINEAR POLARISATION AT 60GHz “ , 10th International Conference on Antennas and Propagation, 14-17 April 1997, Conference Publication No. 436 0 IEE 1997
- [37] Andrea Vallecchi and Guido Biffi Gentili, “Dual-Polarized Linear Series-Fed Microstrip Arrays With Very Low Losses and Cross Polarization”, *IEEE ANTENNAS AND WIRELESS PROPAGATION LETTERS, VOL. 3, 2004*
- [38] J.B.Knorr, “ Slot Line Transitions” *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, May 1974
- [39] Kim and Park, “ Network analysis of inclined microstrip-slotline transitions”, *IEE Proceedings*, July 2000
- [40] Kim and Park, “ An improved Network Modeling of Slot Coupled Microstrip Lines” , *IEEE Trans. MTT*, October 1998
- [41]R.W.Breihaupt, G.C. Mc Cormic, “ Traveling wave arrays of Mismatched Elements “, vol. AP-19, n.1, Gennaio 1971
- [42] ROBERT S. ELLIOTT, AND L. A. KURTZ, “The Design of Small Slot Arrays”, *IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION, VOL. AP-26, NO. 2, MARCH 1978*
- [43] K.Liu, C.A. Balanis and G.C.Barber, “Exact Mutual Impedance Between Siusoidal

Electrical and Magnetic Dipoles”, IEEE Trans. AP vol. 39, n. 5, Maggio 1991

[44] ROBERT S. ELLIOTT, “An Improved Design Procedure for Small Arrays of Shunt Slots”, IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION, VOL. AP-31, NO. 1, JANUARY 1983

[45] GIUSEPPE MAZZARELLA, GAETANO PANARIELLO, “On the Evaluation of Mutual Coupling Between Slots”, IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION, VOL. AP-35, NO. 11, NOVEMBER 1987

[46] P.J Soh, M.K.A. Rahim, A. Asrokin, and M.Z.A. Abdul Aziz, “Comparative Radiation Performance of Different Feeding Techniques for a Microstrip Patch Antenna”, 2005 Asian-Pacific Conference On Applied Electromagnetics Proceedings , December 20-21, 2005, Johor Bahru, Johor, MALAYSIA

[47] Kozo EGASHIRA, Eisuke NISHIYAMA and Masayoshi ATKAWA, “*Microstrip Array Antenna for Suppression of Cross Polarization*”, 2004 3^o International Conference on Computational Electromagnetics and Its Applications Proceeding

[48] Gupta, K.C. and A. Benalla (*ed.*), *Microstrip Antenna Design* , Artech House, Norwood, 1988.

[49] R.S.Elliot, “Array Synthesis”, IEEE Antennas and Propagation Society newsletters, Ottobre 1985

[50] D.M.Pozar, “ Considerations for Millimeter Wave Printed Antennas”, IEEE Trans.on Antennas and Propagation , vol. AP-31 , n. 5, Settembre 1983

[51] Hsi-Tseng Chou, Yu-Ting Hsaio, Prabhakar H. Pathak, Paolo Nepa, and Panuwat Janpugdee, “A Fast DFT Planar Array Synthesis Tool for Generating Contoured Beams “, IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, VOL. 3, 2004

[52] R.S.Elliot and George j.Stern, “ The design of Microstrip Dipole Arrays Including Mutual Coupling, Part I : Theory”, IEEE Trans.on Antennas and Propagation ,vol. AP-29, n.5, Settembre 1971

[53] R.S.Elliot and George j.Stern, “ The design of Microstrip Dipole Arrays Including Mutual Coupling, Part II : Experiment”, IEEE Trans.on Antennas and Propagation ,vol. AP-29, n.5, Settembre 1971

[54] D.G. Babas and J.N. Sahalos, “Synthesis method of series-fed microstrip antenna arrays”, ELECTRONICS LETTERS 18th January 2007 Vol. 43 No. 2

[55] Paul G. Elliot, “Conformal Array Beam Synthesis and Taper Efficiency Comparisons”, work supported by Air Force Contract FA8721-04-C-0001: “Enabling Technologies for Mobile Communications”

[56] F.P. Van der Wilt, J.H.M. Strijbos, “a 40 GHz planar array antenna using Hybrid coupling”, Proceedings of the Conferece held at ASTRON Institute in Dwingeloo on 12-14 April 1999.

[57] J. Freese, H.-L. Blöcher¹, J. Wenger¹ and R. Jakoby, “Microstrip Patch Arrays for Millimeter-Wave Near Range Radar Sensor”, Institut für Hochfrequenztechnik, Settembre 2004

[58] Anders G. Derneryd, “ Linearly Polarized Microstrip Antennas” , IEEE Trans.on Antennas and Propagation , Novembre 1976

[59] Jones et al. , “The synthesis of shaped patterns with series fed Microstrip patch arrays”, IEEE Trans.on Antennas and Propagation , Novembre 1982

APPENDICE – LISTATI DEI PROGRAMMI MATLAB

```
% calcolo di efficienza in funzione della larghezza del patch;  
% interpolazione a partire da dati tabulati provenienti da simulazioni Ansoft
```

```
function f=eff_vs_wpatch(wpatch)  
xx=[0.31333 , 0.47 , 0.62666 , 0.7833,1.1 ];  
yy=[0.7025 , 0.81 , 0.83878 , 0.855 ,0.9];  
f=interp1(xx,yy,wpatch,'pchip');
```

```
% funzione che in base ai dati tabulati dalle simulazioni  
% con Ansoft Designer trova la direttività in funzione della larghezza del  
% patch
```

```
function f=gain_vs_wpatch(wpatch)  
xx=[0.31333 , 0.47 , 0.62666 , 0.7833 ];  
yy=[3.66266 , 4.77 , 5.431 , 6.341 ];  
f=interp1(xx,yy,wpatch,'pchip');
```

```
% calcolo della lunghezza della cella adattata  
% e progettata per sfasamento nullo in funzione della larghezza del patch;  
% interpolazione a partire da dati tabulati provenienti da simulazioni Ansoft
```

```
function f=length_vs_wpatch(wpatch)  
xx=[0.156666, 0.31333, 0.47 , 0.626666 , 0.78333 ];  
yy=[0.67993 , 0.64484 , 0.63442 , 0.61839, 0.59336];  
f=interp1(xx,yy,wpatch,'pchip');
```

```
% calcolo della lunghezza del patch adattato in funzione della larghezza del patch;  
% interpolazione a partire da dati tabulati provenienti da simulazioni Ansoft
```

```
function f=lpatch_vs_wpatch(wpatch)  
xx=[0.156666, 0.31333, 0.47 , 0.626666 , 0.78333 ];  
yy=[0.34927, 0.33708 , 0.33047 , 0.32668, 0.32639];  
f=interp1(xx,yy,wpatch,'pchip');
```

```

% calcolo di efficienza in funzione della larghezza del patch;
% interpolazione a partire da dati tabulati provenienti da simulazioni Ansoft

function f=eff_vs_wpatch(wpatch)
xx=[0.31333 , 0.47 , 0.62666 , 0.7833,1.1 ];
yy=[0.7025 , 0.81 , 0.83878 , 0.855 ,0.9];
f=interp1(xx,yy,wpatch,'pchip');

% coefficiente di trasmissione di un elemento in funzione della larghezza
% del patch ; i dati tabulati vengono da simulazioni Ansoft Designer ; tt va posto
% uguale a zero per valutare la funzione interpolata e diverso da zero
% quando si vuole ricolmare rispetto a w l'equazione trasm(w)-tt=0
function f=trasm(wpatch)
global tt;
xx=[0.31333 , 0.47 , 0.62666 , 0.7833 ];
yy=[0.83866 , 0.73175 , 0.621355 , 0.495616 ];
f=interp1(xx,yy,wpatch,'spline')-tt;

% funzione che trova i coefficienti di trasmissione dell'array
% input : coefficienti di illuminazione ( pesi ) dell'array vettore N
% ( matrice 1 x N )
% output : vettore ( N-1) con i coefficienti di trasmissione I/O in potenza
% degli elementi da 1 a ( N-1) [l'ultimo elemento è un RML ]

function f=array_trasm_coeff(weights)
n=size(weights);
t=zeros(1,(n(2)-1));
t(n(2)-1)=1./(1.+weights(n(2)-1)/weights(n(2)));
for i=0:(n(2)-3)
    t(n(2)-2-i)=1./(1.+(1.-t(n(2)-1-i))*weights(n(2)-2-i)/weights(n(2)-1-i));
end
f=t;

```

```

% calcolo delle larghezze a partire dai coefficienti di trasmissione
% input : array di ( N-1 ) elementi ( matrice 1 X (N-1) ) con i
% coefficienti di trasmissione relativi ai primi ( N-1 ) elementi; output:
% larghezze degli N elementi; l'ultimo è prestabilito ( RML ) ed ha
% larghezza 25 mm

```

```

function f=array_widths( tcoeffs)
global tt;
n=size(tcoeffs);
w=zeros(1,n(2)+1);
for i=1:n(2)
    tt=tcoeffs(i);
    x=fzero(inline('trasm(x)'),15);
    w(i)=x;
    %if(w(i)>0.78333)
    %w(i)=0.78333;
    %end
end
w(n(2)+1)=0.78333;
f=w;
% correzione dei pesi dell'array tenendo conto della disuniformità in
% termini di guadagno tra elemento ed elemento
% input : vettore N di larghezze, vettore N di pesi
% output : vettore N di pesi corretti

```

```

function f=array_coeff_corr(widths, coeffs)
n=size(widths);
c=zeros(1,n(2));
%divido ciascun peso per il guadagno e per l'efficienza ( anche per la
%lunghezza del patch nell'ultima versione)
for i=1:(n(2)-1)
    c(i)=coeffs(i)/(gain_vs_wpatch(widths(i))*eff_vs_wpatch(widths(i)));
end
% dati relativi all'n-esimo elemento, RML
c(n(2))=coeffs(n(2))/(0.8716 * 6.183);
% rinormalizzo il vettore dei pesi

```

```

csum=0.;
for i=1:n(2)
    csum=csum+c(i);
end
for i=1:n(2)
    c(i)=c(i)/csum;
end
f=c;

```

% questa procedura trova la distribuzione di illuminazione in ampiezza e fase
 % avendo come specifica di diagramma di radiazione una cosecante quadra
 % ed ha come input la lunghezza totale dell'apertura espressa in frazioni di λ
 %

% questa funzione è memorizzata come file **square_cosec.m**

```
function my_woodward(aperture)
```

```
N=64;K=(N-1)/2;d=aperture/N;thmax=85;thmin=49;
```

```
% circa 30 bordi radianti ovvero circa 15 patch %
```

```
psmax=2*pi*d*cos(thmax*pi/180);
```

```
psmin=2*pi*d*cos(thmin*pi/180);
```

```
% definizione degli angoli massimo e minimo %
```

```
Ai=zeros(1,K+1);
```

```
% definizione di metà dei valori Ai %
```

```
psi=2*pi*(0:K)/N;
```

```
% definizione di metà delle "frequenze" DFT %
```

```
j=find(psi);
```

```
Ai(j)=psmax*(psi(j)>=psmax & psi(j)<=psmin)./psi(j);
```

```
% definizione della funzione A(psi) %
```

```
Ai=[Ai,zeros(1,K+1)];
```

```
% azzeramento degli altri valori %
```

```
a=woodward(Ai,0)/N;
```

```
aw=a.*(0.70-0.3*cos(2*pi*(0:N-1)/(N-1)));
```

```
% abs(a)
```

```
% abs(aw)
```

```
% chiamata della funzione che esegue la DFT inversa e calcola i pesi in modulo e fase %
```

```
% aw è l'array pesato con Hamming %
```

```

[g,ph]=array(d,a,400);
[ gw,ph]=array(d,aw,400);
% calcolo del guadagno in potenza per 400 valori angolari, da -pigreco e pigreco %
% gw array pesato con Hamming %
ga=sqrt(g); gaw=sqrt(gw); % espresso in termini di campo lontano invece che potenza con
hamming e senza hamming %
ff=(0:400)*180/400;
kk=1:401;
jj=find(kk);
fdes(jj)=cos(pi*85/180)*(ff(jj)>50 & ff(jj)<=85)./cos(pi*ff(jj)/180);
% espressione della funzione goal %
plot(ff,ga,ff,gaw,ff,fdes); % plot %
pause;
%risultato grafico della procedura :
amp=abs(a);
ampw=abs(aw);
fasew=angle(aw)*180/pi;
abscissa=(1:N)*aperture/N;
mat=[abscissa', ampw', fasew'];
plotyy((1:N)*0.25,ampw,(1:N)*0.25,fasew);
savefile='c:\vascotesi\documenti\dottorato\array_di_patch_xgal\matlab\faseamp.dat';
save(savefile,'mat','-ASCII');

% funzione che fa la DFT inversa secondo il metodo di Woodward Lawson
%
% woodward.m - Woodward-Lawson-Butler beams
%
% Usage: a = woodward(A, alt)
%
% A = N-dimensional row vector of beam amplitudes
% alt = 0,1 for standard or alternative half-integer DFT frequencies
%
% a = N-dimensional row vector of array weights
%
% notes: essentially, a = IDFT(A,N),
%
```

```

% can be considered a special case of MULTIBEAM with uniform window
% and N beams at steering angles  $\text{phk} = \arccos(k/d*N)$ ,
% so that  $\text{psk} = 2*\pi*d*\cos(\text{phk}) = 2*\pi*k/N = \text{DFT frequencies}$ ,
%
% the k-th Butler beam can be turned on by choosing  $A(i) = \delta(i-k)$ ,
%
% for frequency-sampling design,  $a(n)$  must be windowed by a window  $w(n)$ .
% S. J. Orfanidis - 1997 - www.ece.rutgers.edu/~orfanidi/ewa
function a = woodward(A, alt)
if nargin==0, help woodward; return; end
N = length(A);
k = (0:N-1) - alt*(N-1)/2; % DFT index
psi = 2*pi*k/N; % DFT frequencies in psi-space
n = (0:N-1) - (N-1)/2; % array index (half-integer for even N)
a = A * exp(-j*psi*n); %  $a(n) = \sum_k A(k) e^{-j\psi_k n}$ 

% la funzione find_array stabilisce una procedura iterativa
% per la determinazione delle larghezze dei patch e della sovraelongazione delle linee
% di afferenza, che vengono calcolate in modo tale che il patch trovandosi in una
% determinata posizione sulla finestra di illuminazione , dia un contributo in modulo e fase
% uguale a quello aspettato per una sorgente in quella posizione.
function find_array(Npatch)
er=2.2 % costante dielettrica relativa del substrato %
lp(1:Npatch)=0.5/sqrt(er); % lunghezze dei patch
l(1:Npatch)=1./sqrt(er); % lunghezze delle celle
deltal(1:Npatch)=0. ; % elongazioni celle per dare sfasamenti desiderati
x(1:Npatch)=0.; % posizioni dei patch ( punti mediani )
c(1:Npatch)=0.; % coefficienti di illuminazione in potenza
reply= 'N';
while ( reply ~= 'Y' && reply ~= 'y')
x(1)=lp(1)/2.; % prima posizione
for i=2:Npatch
x(i)=x(i-1)+l(i)+deltal(i)+0.5*lp(i-1)-0.5*lp(i);
end
%x
%pause

```

```

lt=x(Npatch)+0.5*lp(Npatch); % lunghezza totale della finestra di apertura
lt % display lunghezza totale
pause

square_cosec(lt); % determina la distribuzione di illuminazione
      % in ampiezza e fase in funzione di lt
for i=1:Npatch
    c(i)=(amp_vs_pos(x(i)))*(amp_vs_pos(x(i)));
end
sum=0.;
for i=1:Npatch
    sum=sum+c(i);
end
c=c/sum;
%c
dist=1.; % criterio di stop per i coefficienti corretti
t=array_trasm_coeff(c);
w=array_widths(t);
%w
while ( abs(dist) > 0.003)
    c1=array_coeff_corr(w,c);
    t1=array_trasm_coeff(c1);
    w1=array_widths(t1);
    dist=dot(w1-w,w1-w);
    w=w1;
end
c
w=w1;
for i=1:Npatch
    lp(i)=lpatch_vs_wpatch(w(i));
    l(i)=length_vs_wpatch(w(i));
end
e_eq=1.88349; % costante dielettrica efficace linee a 50 ohm
for i=2:Npatch
    delta1(i)=(fase_vs_pos(x(i-1))-fase_vs_pos(x(i)))/(360.*sqrt(e_eq));
end

```



```
%lp
%l
%deltal
pause
%dist
reply = input('Uscire ','s');

end
l
t1
deltal
w
```