



UNIVERSITÀ
POLITECNICA
DELLE MARCHE

UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Corso di Laurea Triennale in Ingegneria Biomedica

**CAMPO RIFLESSO DI METASUPERFICI RICONFIGURABILI IN
FUNZIONE DELLE CAPACITÀ DEI DIODI SIMULATO MEDIANTE
LA TECNICA FDTD**

**Reflected field of a reconfigurable metasurface as a function of diode
capacitances simulated using the FDTD technique**

Relatore:

Franco Moglie

Tesi di Laurea di:

Johana Gogo

ANNO ACCADEMICO 2022/2023

Abstract

Attualmente i metamateriali ricoprono una delle aree di ricerca più interessanti delle nanotecnologie, in particolare per le superfici riconfigurabili intelligenti (RIS). Grazie a questi materiali artificiali è possibile controllare le loro proprietà elettromagnetiche. Ad esempio, l'impiego di RIS permette di migliorare lo spettro e l'efficienza energetica dei futuri sistemi di comunicazione wireless attraverso il controllo dell'ambiente di propagazione della comunicazione stessa. Contemporaneamente sarà anche ridotta l'esposizione umana alle onde elettromagnetiche (EM).

Il lavoro presentato nella seguente tesi ha lo scopo di creare un database di addestramento per una rete neurale effettuando numerose simulazioni FDTD, cambiando la capacità dei diodi. Quindi al variare delle caratteristiche della RIS varierà di conseguenza il campo elettromagnetico riflesso ed alcune configurazioni dei diodi risulteranno ottimali per una migliore resa energetica. Una RIS è composta da parti metalliche (patch in inglese) collegate tra di loro da diodi varactor; è facile intuire che al modificare della capacità dei diodi si può controllare il campo elettromagnetico riflesso. Altre caratteristiche che influenzano il campo riflesso sono la forma delle patch e l'estensione della RIS.

Nello studio effettuato, è stato analizzato il campo elettrico riflesso sopra la RIS in 16 punti di una griglia 4x4 al variare delle capacità dei diodi e dell'onda piana incidente.

INDICE

1. Metamateriali.....	6
1.2. <i>Metamateriali ed equazioni di Maxwell</i>	6
2. Metasuperfici	11
2.1. <i>Principio di Huygens</i>	11
2.2. <i>RIS (Reconfigurable Intelligente Surface)</i>	11
2.2.1. <i>Modello convenzionale del sistema two-ray</i>	14
2.2.2. <i>Modello del sistema two-ray con una singola RIS</i>	17
3. FDTD: finite- difference time-domain method.....	18
3.1. <i>Algoritmo di Yee</i>	20
3.2. <i>Dispersione numerica e stabilità</i>	22
3.3. <i>Condizioni al contorno</i>	22
3.4. <i>Generazione di onde piane</i>	23
3.4.1. <i>Piano di separazione</i>	24
4 GSTCs: generalized sheet transmission conditions	27
5. Scopo dello studio	32
5.1 <i>Volume di lavoro e geometria della RIS analizzata</i>	32
5.2. <i>Caratteristiche dell'onda piana</i>	35
5.3. <i>Programma e codici</i>	37
6. Risultati.....	39
ELENCO DELLE FIGURE.....	48
BIBLIOGRAFIA.....	52

1. Metamateriali

I metamateriali sono prodotti realizzati in laboratorio per ottenere materiali con proprietà elettromagnetiche inesistenti in natura. Vengono realizzati attraverso la disposizione strutturale di elementi artificiali a una scala molto più ridotta rispetto alla lunghezza d'onda di lavoro. Questa struttura consente ai metamateriali di mostrare proprietà ottiche, acustiche ed elettromagnetiche uniche e straordinarie. Alcuni esempi di queste proprietà sono l'indice di rifrazione negativo, l'assorbimento selettivo della luce e la creazione di superlenti o dispositivi di invisibilità. Ciò si ottiene perché la principale caratteristica dei metamateriali è la capacità di riflettere le onde elettromagnetiche in modi non possibili con materiali convenzionali.

La ricerca sui metamateriali è ancora in corso, esplorando un'ampia gamma di applicazioni potenziali nei settori delle telecomunicazioni, dell'ottica, dell'elettronica e altro ancora.

I metamateriali sono composti da celle elementari e modificarne la loro geometria e l'ordine nello spazio significa modificare l'interazione con le onde elettromagnetiche che vanno ad interagire con essi.

1.2. Metamateriali ed equazioni di Maxwell

Le proprietà elettromagnetiche dei materiali sono descritte dalle leggi di Maxwell, in particolar modo, i materiali possono essere distinti sulla base di due grandezze tensoriali μ e ϵ , rispettivamente permeabilità magnetica e permittività elettrica.

La permittività di un materiale $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ lega il vettore spostamento elettrico **D** con il vettore campo elettrico **E**. Invece, la permeabilità $\mu = \mu_0 \mu_r$ lega il vettore induzione magnetica **B** con il vettore campo magnetico **H**:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \quad (1.1)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (1.2)$$

dove ε_0 e μ_0 ed ε_r e μ_r sono la permittività e la permeabilità del vuoto e quelle relative del mezzo, rispettivamente.

I materiali esistenti in natura sono suddivisi sulla base dei valori che assumono ε e μ , come riportato in **Figura 1**.

I materiali con ε e μ entrambi positivi sono molteplici e comunemente presenti in natura. I materiali che possiedono permittività negativa ma permeabilità positiva, almeno in determinate bande di frequenza, sono metalli, semiconduttori drogati e materiali ferroelettrici, al di sotto della cosiddetta frequenza di plasma. I materiali invece con la permittività positiva ma la permeabilità negativa sono alcuni materiali a base di ferrite, il cui comportamento magnetico decade a microonde e frequenze maggiori. I materiali che offrono simultaneamente permittività e permeabilità negative al contrario degli altri, non sono presenti in natura e proprio per questo hanno attirato grande interesse.

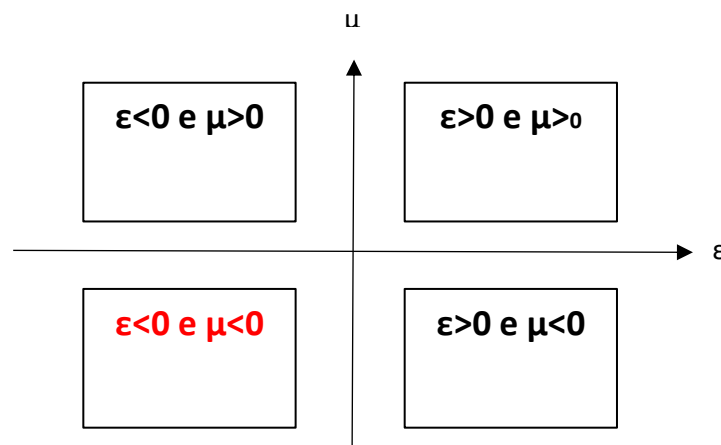


Figura 1: *Suddivisione dei materiali esistenti in natura in base alla loro permittività e permeabilità.*

Nel 1968, infatti, fu il fisico teorico russo Victor Veselago ad analizzarne le possibili caratteristiche e cosa succede quando un'onda piana monocromatica si propaga in un mezzo con tali caratteristiche. In generale, le componenti elettrica e magnetica dell'onda si possono scrivere come:

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = E_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} \quad (1.3)$$

$$\mathbf{H}(\omega, \mathbf{k}) = H_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} \quad (1.4)$$

dove $\omega = 2\pi f$ è la pulsazione e \mathbf{k} è il vettore numero d'onda.

Le equazioni di Maxwell in forma locale sono:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.8)$$

Se consideriamo il caso in cui non sono presenti né cariche libere (ρ) né correnti (\mathbf{J}), le equazioni si semplificano:

$$\nabla \times (E_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu H_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}) = i\mathbf{k} \times \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{H} \quad (1.9)$$

$$\nabla \times (H_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon E_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}) = i\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -i\omega \varepsilon \mathbf{E} \quad (1.10)$$

Dove $i = \sqrt{-1}$ è l'unità immaginaria.

Si ottiene, quindi, il seguente sistema di equazioni:

$$\begin{cases} \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \mu\omega \mathbf{H} \\ \mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\varepsilon\omega \mathbf{E} \end{cases} \quad (1.11)$$

Da queste equazioni si ricava che i vettori \mathbf{k} , \mathbf{E} ed \mathbf{H} formano una terna di vettori destrorsa quando un'onda piana si propaga in un mezzo dielettrico con μ ed ε positive. Al contrario, se μ ed ε sono entrambe negative la tripletta è

sinistrorsa e il vettore di Poynting, definito come $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, è antiparallelo al vettore d'onda \mathbf{k} . Per la conservazione della causalità, inoltre, l'indice di rifrazione di questi materiali, definito come:

$$n = \pm \sqrt{|\epsilon r| |\mu r|} \quad (1.12)$$

assume segno negativo. A causa di queste ultime due proprietà, i materiali con ϵ e μ simultaneamente negativi, prendono il nome di materiali a indice di rifrazione negativo. Ad esempio consideriamo la rifrazione della luce in materiali ad indice di rifrazione positivo. Quando un'onda elettromagnetica piana si propaga da un mezzo con indice di rifrazione n_1 ad uno con indice di rifrazione n_2 , la sua direzione di propagazione θ_1 rispetto alla normale viene deviata lungo la direzione θ_2 definita dalla legge di Snell:

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \quad (1.13)$$

Quando, invece, la luce si propaga passando da un mezzo ad indice di rifrazione positivo ad uno con indice di rifrazione negativo, l'angolo di ingresso e quello di uscita devono avere seno di segno opposto per continuare a soddisfare la legge di Snell, ovvero la luce rifratta propagherà ad angoli negativi, dalla stessa parte della luce incidente, come indicato schematicamente in **Figura 2**.

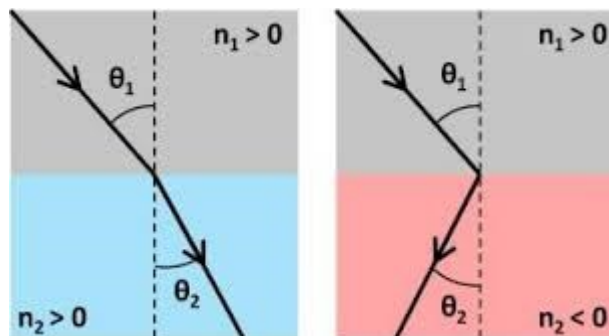


Figura 2: Rifrazione della luce in materiali ad indice di rifrazione positivo (a sinistra) e negativo (a destra).

Lo studio teorico di questi materiali portò successivamente alla loro realizzazione in laboratorio; è infatti possibile ricreare materiali dalle proprietà ottiche ingegnerizzabili partendo da materiali comuni ma organizzandoli in singoli elementi chiamati meta-atomi (distribuiti in maniera ordinata o casuale) ed aventi dimensioni e spaziature molto più piccole della lunghezza d'onda della radiazione elettromagnetica con cui interagiscono. In questo modo le proprietà microscopiche di ogni meta-atomo risultano essere “invisibili” alla radiazione EM e la risposta del materiale viene influenzata dal comportamento collettivo di tutti i meta-atomi. In conclusione, l'insieme disomogeneo di meta-atomi si può descrivere come un mezzo omogeneo caratterizzato da permittività elettrica e permeabilità magnetica effettive, $\epsilon_{r, eff}$ e $\mu_{r, eff}$.

2. Metasuperfici

Le metasuperfici sono una classe specifica di metamateriali che si concentra sulla manipolazione delle onde elettromagnetiche su superfici sottili. Le strutture microscopiche con cui sono composte le superfici (chiamate metasfere) vengono progettate in modo tale da controllare e modificare le caratteristiche di riflessione, trasmissione e assorbimento delle onde elettromagnetiche.

Le metasuperfici offrono una serie di vantaggi rispetto ai metamateriali tridimensionali più complessi in quanto le metasuperfici sono più sottili e più facili da integrare in dispositivi e applicazioni pratiche. Questo risultato può essere spiegato attraverso il principio di Huygens e la sua generalizzazione.

2.1. Principio di Huygens

Si consideri un volume V , all'interno del quale si trovano sorgenti di campi elettromagnetici (cariche elettriche q_i e correnti J_i). Queste sorgenti creano un campo elettrico \mathbf{E} e un'induzione magnetica \mathbf{B} all'esterno del volume. Il sistema di diffusione che si viene a creare, in accordo con il principio di Huygens, può essere sostituito con un sottile strato di correnti elettriche J_{eV} e magnetiche J_{mV} , le quali circondano il volume V . Pertanto, vi è la possibilità di sostituire un metamateriale voluminoso, attraverso l'induzione di correnti di superficie equivalenti e cariche di polarizzazione, che darebbero lo stesso campo \mathbf{E} e \mathbf{B} all'esterno del volume.

2.2. RIS (Reconfigurable Intelligent Surface)

Le Reconfigurable Intelligent Surface, note anche come superfici intelligenti riflettenti, sono costituite da una serie di elementi passivi riflettenti riconfigurabili che permettono di modificare le onde EM incidenti. La capacità delle RIS di alterare in modo proattivo l'ambiente di propagazione della

comunicazione wireless li ha portati ad essere al centro della ricerca con lo scopo di risolvere i diversi problemi presenti attualmente nelle reti wireless.

I vantaggi portati dall'utilizzo delle RIS sono i seguenti:

- Semplicità d'utilizzo: grazie al loro costo economico, possono essere installate ovunque, inclusi i finestrini delle automobili, pareti interne, cartelloni pubblicitari situati lungo la strada, e addirittura sugli indumenti dei pedoni, come mostrato in Figura 3.
- Miglioramento dell'efficienza spettrale: Quando alcuni edifici alti costituiscono una barriera ed ostacolando il collegamento, l'impiego di queste superfici diventa cruciale per indirizzare le onde EM in modo opportuno.
- Rispetto per l'ambiente: Attraverso l'opportuna progettazione dello sfasamento di ogni elemento riflettente è possibile inoltrare il segnale in ingresso senza l'ausilio di amplificatori di potenza; è anche possibile combinare il segnale in modo distruttivo al fine di non avere perdite di segnale per ricevitori indesiderati.
- Compatibilità: Le RIS supportano la trasmissione full-duplex e full-band perché riflettono solo le onde EM.

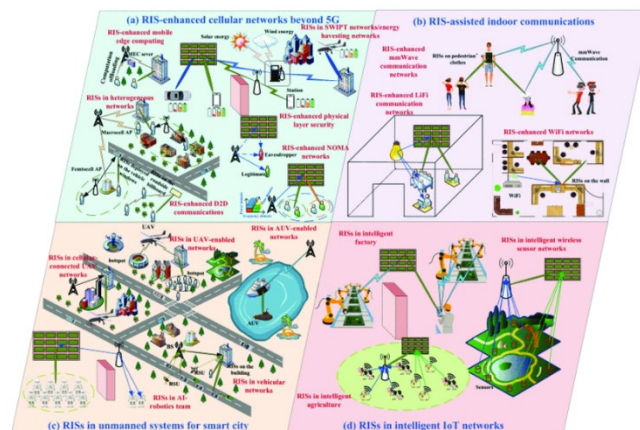


Figura 3: L'impiego delle RIS nella comunicazione wireless.

Le RIS sono metasuperfici periodiche con elementi capacitivi situati a una distanza minore della lunghezza d'onda da un piano metallico; le singole celle unitarie sono caricate con componenti attivi, per controllare la fase e l'ampiezza del coefficiente di riflessione.

Le principali proprietà delle RIS sono:

1. Riconfigurabilità: è una proprietà ottenuta con l'utilizzo di diodi varactor all'interno di ogni cella unitaria. L'aspetto fisico risultante è una superficie periodica composta da patch metalliche quadrate caricate con diodi varactor. In questo modo si ha il controllo delle proprietà di riflessione di ogni cella in funzione di una corrente continua, si può quindi modificare la polarizzazione dei diodi in modo da ottenere la massima potenza per ogni utente.
2. Meccanismo di funzionamento: l'interazione tra una RIS e un'onda EM dipende fortemente dall'angolo di incidenza dell'onda stessa. In particolar modo, si possono distinguere due casi:
 - polarizzazione parallela (TM) dove il campo elettrico giace sul piano di incidenza e il campo magnetico è ortogonale allo stesso piano.
 - polarizzazione perpendicolare (TE) dove i due campi sono invertiti, ovvero il campo magnetico giace sul piano di incidenza e il campo elettrico è ortogonale al piano.
3. Accoppiamento reciproco: si può assumere che le dimensioni degli elementi varino gradualmente lungo la superficie in modo da giustificare l'approssimazione della risposta di una singola cella unitaria con un insieme infinito di elementi identici.

4. Perdita di riflessione: una superficie fisica con un coefficiente di riflessione controllata in fase è fortemente soggetta a perdite. Una strategia efficace per limitare l'effetto delle perdite consiste nel mantenere piccola la periodicità del reticolo, questa strategia è anche la migliore per ottenere RIS a banda larga.

Quando un segnale radio viene trasmesso frequentemente nell'ambiente di comunicazione wireless, si scontra con una serie di oggetti e quindi si producono fenomeni come riflessione, diffrazione, dispersione e duplicazione. I duplicati hanno diverse grandezze, fasi e ritardi che amplificano la distorsione del segnale ricevuto; questo fenomeno è chiamato sbiadimento delle comunicazioni wireless. Utilizzare le RIS significa realizzare un ambiente controllabile in cui il canale wireless viene trasformato in uno spazio deterministico riprogettando attentamente la propagazione delle onde EM in modo controllato.

2.2.1. Modello convenzionale del sistema two-ray

Nel modello convenzionale del sistema two-ray il segnale ricevuto è costituito da due componenti: il raggio della linea di vista (LOS) e il raggio riflesso dal suolo.

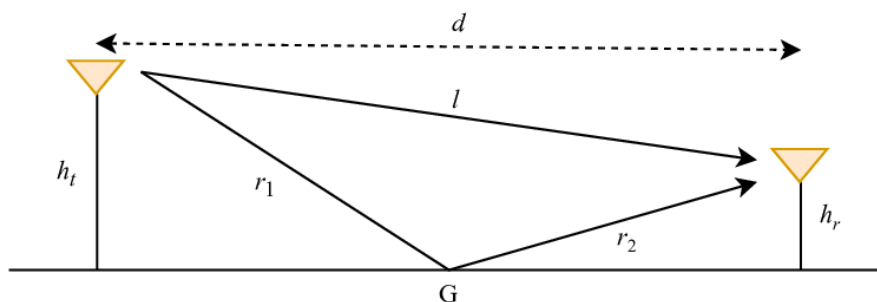


Figura 4: Rappresentazione di come si propagano i raggi LOS e riflesso da un trasmettitori a un ricevitore, nel modello convenzionale del sistema two-ray.

Assumiamo che il piano terra crei solo riflessioni speculari e che sia sufficientemente grande rispetto alla lunghezza d'onda di trasmissione. La propagazione delle onde radio (onde che vengono modellate come raggi) soddisfa il principio di Fermat: un raggio tra due punti percorre sempre il percorso più breve.

La distanza tra l'antenna di trasmissione e quella di ricezione è indicata con l ; la distanza tra il punto di riflessione con G ; le antenne di trasmissione e ricezione sono indicati con r_1 e r_2 rispettivamente. Essendo $x(t)$ il segnale complesso trasmesso in banda base e τ il tempo di ritardo relativo tra il raggio riflesso dal suolo e il percorso LOS, avremo che:

$$\tau = \frac{(r_1 + r_2 - l)}{c} \quad (2.1)$$

essendo c la velocità della luce, si ha:

$$x(t) \approx x(t - \tau) \quad (2.2)$$

Il segnale in banda base (privo di rumore) che è stato ricevuto può essere descritto come segue:

$$r(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{e^{-j2\pi l/\lambda}}{l} + \frac{R \times e^{-j2\pi(r_1+r_2)/\lambda}}{r_1+r_2} \right) x(t) \quad (2.3)$$

Dove R rappresenta il coefficiente di riflessione.

I segnali LOS e quelli riflessi a terra che hanno ritardi di fase di:

$$2\pi l/\lambda \quad 2\pi(r_1 + r_2)/\lambda \quad (2.4)$$

sono proporzionati alle distanze di propagazione e si sommano per creare il segnale ricevuto.

La potenza ricevuta P_r può essere definita in termini di P_t come segue (supponendo che la potenza di trasmissione di $x(t)$ è P_t):

$$P_r = P_t \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \left| \frac{1}{l} + \frac{R \times e^{-j\Delta\phi}}{r_1 + r_2} \right|^2 \quad (2.5)$$

dove $\Delta\phi$ è la differenza di fase tra i due cammini.

Assumendo che la distanza d sia sufficientemente grande e considerandola molto più grande di $h_t + h_r$, allora si ottiene $d \approx l \approx r_1 + r_2$ e $r \approx -1$ per una riflessione speculare dal suolo.

L'equazione precedente può essere ridotta in:

$$P_r \propto P_t \left(\frac{1}{d^2} \right)^2 \quad (2.6)$$

Ciò significa che la potenza ricevuta decade esponenzialmente all'aumentare della distanza (quarta potenza).

Nel caso in cui non sia presente la riflessione a terra, il secondo termine della precedente equazione non sarebbe presente quindi la potenza ricevuta (data solo dalla propagazione LOS) decade con la seconda potenza della distanza:

$$P_r \propto P_t \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (2.7)$$

La riflessione incontrollata sul suolo crea effetti dannosi sull'intensità del segnale ricevuto a causa delle fasi disallineate dei due percorsi. Anche nello scenario di trasmissione più ottimistico, senza mobilità degli utenti e senza casualità di impatti ambientali, un singolo riflesso dal suolo imprevedibile può ridurre significativamente la potenza del segnale ricevuto.

2.2.2. Modello del sistema two-ray con una singola RIS

Esaminiamo ora un modello identico del sistema ma con l'aggiunta di una metasuperficie riconfigurabile posta a terra, per facilitare la comunicazione tra il trasmettitore e il ricevitore. Per essere più specifici, consideriamo il caso più semplice da studiare: la RIS funziona come una superficie riflettente e ha la capacità di far cambiare la direzione del raggio riflesso. Ipotizziamo ora che la metasuperficie riconfigurabile copra l'intero terreno. La RIS può essere pensata come un perfetto sfasatore che cambia la fase dell'onda riflessa per garantire che la LOS e i raggi riflessi si sommino in modo coerente al fine di trasmettere il segnale con la minor perdita di potenza possibile. Ipotizzando che la RIS sia in grado di sincronizzare in maniera opportuna le fasi dei raggi diretti e riflessi per qualsiasi angolo di incidenza e riflessione al fine di ottimizzare la fase del raggio riflesso, in modo ottimale si otterrebbero i seguenti risultati:

$$P_r = P_t \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \left| \frac{1}{l} + \frac{1}{r_1 + r_2} \right|^2 \approx 4P_t \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (2.8)$$

Attraverso l'utilizzo di RIS si può modificare la regola scalare che determina quanta potenza viene ricevuta in funzione della distanza: la potenza ricevuta, ora decade solo con la potenza seconda della distanza, che è la stessa del raggio LOS, piuttosto che con la quarta come accadeva per il modello convenzionale del sistema two-ray.

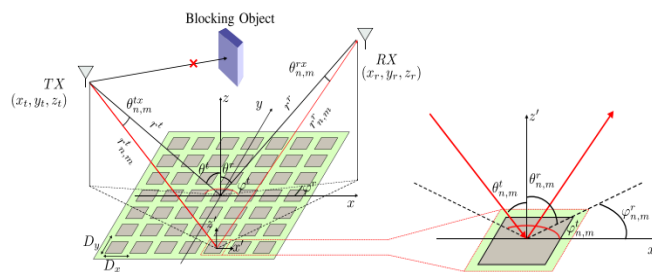


Figura 5: Layout dello scenario di comunicazione mediante l'utilizzo di una RIS.

3. FDTD: finite- difference time-domain method

Il metodo Finite-Difference Time-Domain (FDTD) o metodo di Yee è una tecnica di analisi numerica utilizzata per risolvere le equazioni di Maxwell nel dominio del tempo.

Il sistema di quattro equazioni differenziali formulato da Maxwell dimostrava la prima teoria unificata di elettricità e magnetismo.

I metodi numerici permettono una valutazione teorica della distribuzione del campo EM nei diversi materiali dielettrici. Esistono vari tipi di metodi numerici: il metodo dei momenti (MoM), il metodo degli elementi finiti (FEM) ed il metodo delle differenze finite nel dominio del tempo (FDTD). L'algoritmo di base della FDTD è stato proposto per la prima volta da Kane S. Yee nel 1966. Nel metodo Yee, le equazioni di Maxwell vengono discretizzate nel dominio del tempo, sostituendo ad ogni derivata il corrispondente rapporto incrementale. In questo modo le equazioni differenziali si trasformano in equazioni alle differenze finite, la cui soluzione consiste nella divisione della regione di analisi in una griglia regolare. L'algoritmo venne completato successivamente stabilendo il criterio corretto per la stabilità numerica e furono risolti i problemi di dispersione elettromagnetica sinusoidale a stato stazionario, in due e tre dimensioni. Venne definita anche la prima condizione di assorbimento al contorno numericamente stabile.

Vediamo i principali punti di forza del modello FDTD:

- Semplice ed intuitivo
- Non utilizza l'algebra lineare e di conseguenza è libero dalle limitazioni che questa implicherebbe

- Le sorgenti di errore nei calcoli sono ben note e possono essere limitate ed è pertanto un approccio robusto e accurato
- È un approccio sistematico
- Si tratta di un metodo nel dominio del tempo: i caratteri impulsivi vengono trattati in modo naturale, quindi calcola direttamente la risposta impulsiva di un sistema EM
- Calcola direttamente la risposta non lineare di un sistema elettromagnetico
- Permette di ottenere soluzioni per sistemi a banda larga con una singola simulazione
- Grazie alla suddivisione dello spazio in piccoli cubi è possibile specificare per ognuno di essi le caratteristiche del materiale che lo costituisce

Il metodo FDTD presenta tuttavia punti deboli:

- L'accuratezza dei risultati dipende dalla discretizzazione spazio-temporale delle griglie. Quest'ultima deve essere sufficientemente buona per risolvere problemi anche con lunghezze d'onda più piccole e permettere la rappresentazione di elementi geometrici piccoli, ma le discretizzazioni molto fitte implicano simulazioni lunghe
- Per via della discretizzazione spaziale, la rappresentazione di oggetti potrebbe introdurre errori sistematici che causerebbero imprecisioni
- L'FDTD calcola i campi elettrico e magnetico in tutti i punti del dominio considerato; pertanto, il dominio deve avere necessariamente dimensioni finite e sono indispensabili condizioni al contorno.

3.1. Algoritmo di Yee

L'algoritmo di Yee utilizza un set di equazioni differenziali finite e una discretizzazione della geometria per valutare i campi EM. Partendo dalle equazioni di Maxwell, l'algoritmo decompone il campo elettrico e quello magnetico in un sistema equivalente di equazioni scalari; tali equazioni altro non sono che le componenti vettoriali dei campi nel sistema tridimensionale di coordinate x, y, z :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial B_z}{\partial t} \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = \sigma E_x + \frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = \sigma E_y + \frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = \sigma E_z + \frac{\partial B_z}{\partial t} \end{cases} \quad (3.2)$$

Lo schema FDTD utilizza le differenze centrali per discretizzare tutte le derivate, sia spaziali che temporali al fine di evitare errori.

Nella discretizzazione spaziale i campi sono posti sulla cella elementare, facilitando il calcolo delle derivate tramite le differenze finite. In particolare, i campi elettrici sono posti lungo gli spigoli delle celle aventi dimensioni $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, mentre i campi magnetici al centro della superficie sottesa dalla singola cella. Così essi risultano disallineati di mezza cella. Questa distribuzione dei campi permette una facile esecuzione delle derivate parziali, nel rispetto dell'interlacciamento esistente tra campo elettrico e magnetico.

Lo stesso principio delle differenze centrali è applicato per quanto riguarda la discretizzazione temporale. Il disallineamento dei campi deve essere mantenuto anche nel tempo per cui i campi elettrici e magnetici devono essere valutati a tempi diversi di una quantità pari a mezzo passo di campionamento Δt .

Il campo elettrico è aggiornato utilizzando il valore al passo precedente insieme al campo magnetico al passo intermedio. Analogamente, il campo magnetico si aggiorna a partire dal campo magnetico del passo precedente e dal campo elettrico del passo intermedio.

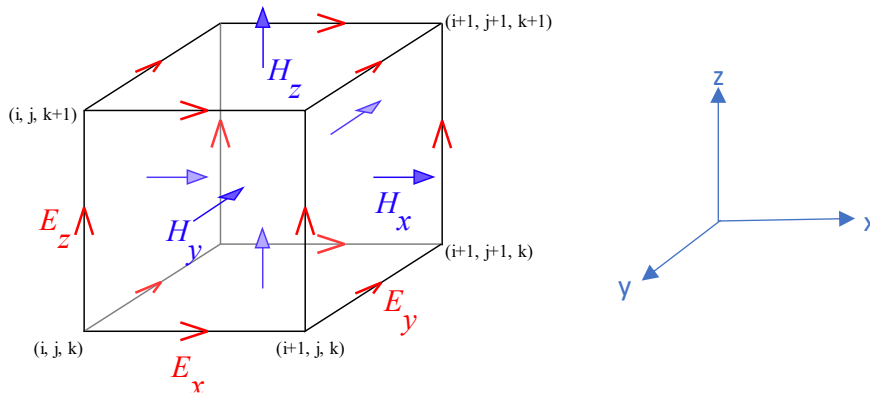


Figura 6: Cella di Yee con di fianco la terna arbitraria di riferimento.

La simulazione della FDTD effettuata in intervalli di tempo troppo lunghi può provocare instabilità nella discretizzazione tempo-spaziale. Per ovviare tale problema si fa ricorso al cubo di Yee, ovvero una griglia tridimensionale le componenti del campo magnetico ed elettrico sono fissate sia nello spazio che nel tempo.

3.2. Dispersione numerica e stabilità

L'algoritmo di Yee presenta tuttavia inconvenienti:

- Dispersione numerica: dovuta al grado di anisotropia introdotta dalla discretizzazione. Tale grado può essere mantenuto basso aumentando la densità della griglia, cioè il numero di celle per lunghezza d'onda (λ)
- Stabilità: essa richiede il soddisfacimento del criterio di Courant–Friedrichs–Lewy

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (3.3)$$

dove c rappresenta la velocità della luce nel mezzo

- Condizioni di terminazioni

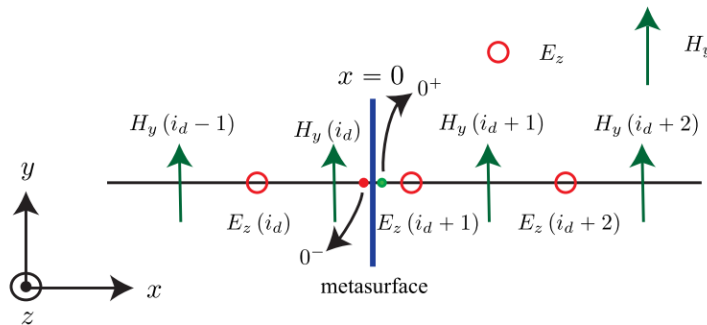


Figura 7: Schema computazionale per l'analisi 1-D di una metasuperficie 0-D.

3.3. Condizioni al contorno

Quando le onde EM si propagano in un dominio illimitato è necessario troncare tale dominio per poter definire una regione spaziale finita dove effettuare calcoli. Ciò introduce effetti numerici indesiderati che possono essere risolti imponendo i campi al contorno nulle perché simuliamo una cavità risonante che ha pareti metalliche ideali. Invece per i casi nei quali si ha propagazione all'esterno del dominio è indispensabile la conoscenza del campo elettrico e

magnetico sulla terminazione della regione in esame. L'algoritmo di Yee standard non permette ciò ma con opportune condizioni di terminazione sarà possibile.

La determinazione delle condizioni di assorbimento consiste proprio nella ricerca di equazioni che forniscano una stima del valore di queste componenti di campo, sfruttando la conoscenza di quelle interne al dominio computazionale. La tipologia di condizioni al contorno attualmente più utilizzata con il metodo FDTD è quella di assorbimento.

3.4. Generazione di onde piane

I campi incidenti aggiunti o sottratti ai campi FDTD nel piano di separazione si ottengono dalla sovrapposizione di onde piane casuali. I parametri delle onde piane sono stabiliti durante l'inizializzazione dell'algoritmo FDTD e poi sono richiamati ad ogni iterazione dell'algoritmo stesso. I parametri in questione sono:

- angoli ϕ e θ
- le distanze d
- la polarizzazione dell'onda α .

Per ottenere una distribuzione uniforme dei punti sulla superficie sferica bisogna però generare gli angoli secondo determinati criteri per evitare distribuzioni disomogenee.

Osserviamo che:

- se ci troviamo in un range di valori tra $[0, \pi]$, l'angolo θ viene generato in maniera casuale con una probabilità uniforme;
- se il range è compreso tra $[0, 2\pi]$ viene generato un altro angolo ausiliare ϕ in modo casuale;

- se $2\pi\sin(\theta) \geq \phi'$, gli angoli θ e $\phi = \frac{\phi'}{\sin(\theta)}$ vengono memorizzati, altrimenti gli angoli vengono ignorati e si deve ripetere il procedimento dall'inizio.

Attualmente gli angoli sono generati separatamente e si va a comparare la sfera con il pianeta Terra, dove gli angoli rappresentano i paralleli e come riferimento viene preso "l'equatore" a cui corrisponde il valore di 90. Di conseguenza, quando la lunghezza degli altri paralleli scompare, la loro circonferenza ricade nella direzione dei poli, perciò il valore sarà preso in considerazione se la sua lunghezza è più piccola del parallelo.

3.4.1. Piano di separazione

Con il termine di piani di separazione ci riferiamo a dei piani perpendicolari introdotti al fine di distinguere i campi incidente e diffuso nella direzione delle tre coordinate cartesiane. I campi EM sono situati all'interno di tutta la regione presa in esame quando non ci sono altri oggetti e vengono calcolati su ognuno dei piani di separazione aggiungendo o sottraendo le componenti dei campi incidenti. Ad esempio, il campo magnetico incidente $H(n + \frac{1}{2})_{inc}$ viene aggiunto al campo magnetico $H(n + \frac{1}{2})$ per ogni iterazione temporale che calcola il campo elettrico $E(n + 1)$. Il metodo di Yee pone l'origine degli assi nella prima cella, ovvero i primi elementi dei due campi sugli assi cartesiani. Quindi la variazione avviene lungo le tre direzioni tra l'inizio e la fine della griglia.

I campi elettrici e magnetici che vengono aggiunti o sottratti all'inizio della griglia si trovano in una cella precedente a quella in cui viene calcolato il campo. Se quindi si utilizza la seguente notazione per scrivere la formulazione tipica della FDTD:

$$\begin{aligned} \dot{E}_x|_{i,j,k}^{n+1} &= E_x|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_y} [H_z|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_z|_{i,j-1,k}^{n+1/2}] - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_z} [H_y|_{i,j,k}^{n+1/2} - \\ &H_y|_{i,j,k-1}^{n+1/2}] \end{aligned} \quad (3.4)$$

Le seguenti formule si trovano nel piano di separazione inferiore se si rappresenta il campo incidente $H(l)|_{nx,inc}$ come il campo magnetico sull'asse x causato dall' i -esima onda piana, nell'interfaccia perpendicolare al piano z :

$$\begin{aligned} E_x|_{i,j,k}^{n+1} &= E_x|_{i,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N H(l)_{y,inc}|_{i,j,k-1}^{n+1/2} - F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_y} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i,j-1,k}^{n+1/2} \\ E_y|_{i,j,k}^{n+1} &= E_y|_{i,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N H(l)_{x,inc}|_{i,j,k-1}^{n+1/2} + F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_x} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i-1,j,k}^{n+1/2} \\ H_x|_{i,j,k}^{n+1/2} &= H_x|_{i,j,k}^{n+1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N E(l)_{y,inc}|_{i,j,k+1}^n \\ H_y|_{i,j,k}^{n+1/2} &= H_y|_{i,j,k}^{n+1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N E(l)_{x,inc}|_{i,j,k+1}^n \end{aligned} \quad (3.5)$$

Mentre nel piano di separazione superiore si possono trovare le seguenti formule:

$$\begin{aligned} E_x|_{i,j,k}^{n+1} &= E_x|_{i,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N H(l)_{y,inc}|_{i,j,k}^{n+1/2} - F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_y} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i,j-1,k}^{n+1/2} \\ E_y|_{i,j,k}^{n+1} &= E_y|_{i,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N H(l)_{x,inc}|_{i,j,k}^{n+1/2} + F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta_x} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i-1,j,k}^{n+1/2} \\ H_x|_{i,j,k}^{n+1/2} &= H_x|_{i,j,k}^{n+1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N E(l)_{y,inc}|_{i,j,k}^n \\ H_y|_{i,j,k}^{n+1/2} &= H_y|_{i,j,k}^{n+1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta_z} \sum_{l=1}^N E(l)_{x,inc}|_{i,j,k}^n \end{aligned} \quad (3.6)$$

In particolare, si ha che:

- $F=0$ quando la cella si trova sulla superficie di separazione;

- $F=1$ quando la cella si trova in alcuni vertici o angoli ed includono campi aggiuntivi al di fuori della regione del campo totale.

I piani di separazione sono nel vuoto e queste formule verranno applicate finché l'impulso incidente è diverso da zero.

4 GSTCs: generalized sheet transmission conditions

GSTC è la tipologia di condizioni al contorno più appropriata per modellare le metasuperfici. Sebbene la forma funzionale delle GSTC è diversa a seconda del tipo di metasuperficie, la descrizione GSTC consente di sostituire la metasuperficie con un'interfaccia. Vengono incorporate tutte le informazioni sulla metasuperficie nei parametri di superficie effettivi che sono la suscettibilità elettrica e magnetica effettive superficiali e la porosità di superficie. Tali parametri vengono definiti in modo univoco e sono esplicitamente espressi nella GSTC.

I parametri di superficie effettivi per ogni data metasuperficie insieme ai GSTC sono necessari per modellare la sua interazione con un campo EM a livello macroscopico.

Dalle GSTCs si derivano i coefficienti di riflessione e di trasmissione delle onde piane espressi in termini di parametri caratterizzanti la metasuperficie. Questi parametri vengono poi utilizzati per sviluppare un approccio a ritroso al fine di determinare, per i dati misurati o simulati, i parametri effettivi di superficie.

Verranno effettuate due tipologie di analisi:

- Analisi 1-D
- Analisi 2-D

Nel caso dell'analisi 1-D, consideriamo la propagazione nella direzione z con le componenti dei campi E_z e H_z non nulle: la GSTC, espressa nel dominio del tempo, si riduce a:

$$-\Delta H_y = \epsilon_0 \frac{d[\chi_{ee}^{xx} E_{x,av}]}{dt} \quad (4.1)$$

$$-\Delta E_x = \mu_0 \frac{d[\chi_{mm}^{yy} H_{y,av}]}{dt} \quad (4.2)$$

Il problema 1-D di una metasuperficie 0-D rappresenta il problema pratico 3-D di una metasuperficie 2-D uniforme, illuminata perpendicolarmente da un'onda elettromagnetica trasversale. La metasuperficie è posizionata nella griglia di Yee sfalsata 1-D FDTD, ovvero, a $x=0$, tra le due celle vicine. L'onda incidente illumina la superficie da sinistra, mentre nella parte destra si trovano le onde trasmesse. Le equazioni convenzionali della FDTD si possono usare ovunque tranne nei nodi intorno le discontinuità. Tali equazioni sono:

$$H_y^{n+1/2}(i) = H_y^{n-1/2}(i) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \mu_0 [E_z^n(i+1) - E_z^n(i)] \quad (4.3)$$

$$E_z^n(i) = E_z^{n-1}(i) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} [H_y^{n-1/2}(i) - H_y^{n-1/2}(i-1)] \quad (4.4)$$

Dove n rappresenta il tempo discreto ($t = n\Delta t$, con t passo temporale).

Per quanto riguarda i nodi di discontinuità, a causa della discontinuità tra le celle si introduce un nodo magnetico virtuale sul lato destro della metasuperficie, l'equazione è:

$$E_z^n(i+1) = E_z^{n-1}(i+1) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} [H_y^{n-1/2}(i+1) - H_y^{n-1/2}(0^+)] \quad (4.5)$$

Dove l'ultimo termine a secondo membro è sconosciuto. Quindi, affinché si possa determinare questa grandezza, si ricorre all'equazione GSTC ΔH_y , la cui discretizzazione nel dominio del tempo si legge come:

$$H_y^{n-1/2}(0^+) = H_y^{n-1/2}(i) + \frac{\epsilon_0}{\Delta t} [E_z^n(\chi_{ee}^{xx} E_z, av)^2 - (\chi_{ee}^{xx} E_z, av)^{n-1}] \quad (4.6)$$

Nell'equazione si tiene conto della presenza della metasuperficie nel membro di destra. Facendo delle sostituzioni e dei raggruppamenti, si ottiene:

$$E_z^n(i+1)A_{ee}^{zz,n} = E_z^{n-1}(i+1)A_{ee}^{zz,n-1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} [H_y^{n-1/2}(i+1) - H_y^{n-1/2}(i)] - \frac{\chi_{ee}^{xx}}{2\Delta x} + \frac{\chi_{ee}^{zz,n-1}}{2\Delta x} E_z^{n+1}(i) \quad (4.7)$$

Dove $A_{ee}^{zz,n} = \frac{\chi_{ee}^{zz,n}}{2\Delta x}$

Avendo la presenza di discontinuità si introduce un nodo virtuale elettrico sul lato sinistro della superficie e la nuova equazione è:

$$H_y^{n+1/2}(i) = H_y^{n-1/2}(i) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \mu_0 [E_z^n(0^-) - E_z^n(i)] \quad (4.8)$$

Il termine $E_z^n(0^-)$ non è noto, quindi si ricorre all'equazione GSTC ΔE_x , da cui segue l'equazione:

$$E_z^n(0^-) = E_z^n(i+1) + \frac{\mu_0}{\Delta t} [(\chi_{mm}^{yy} H_{y,av})^{n+1/2} - (\chi_{mm}^{yy} H_{y,av})^{n-1/2}] \quad (4.9)$$

Valgono le stesse considerazioni anche per l'altro campo, quindi si potrà scrivere la seguente equazione:

$$H_y^{n+1/2}(i)A_{mm}^{yy,n+1/2} = H_y^{n-1/2}(i)A_{mm}^{yy,n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_z^n(i+1) - E_z^n(i)] - \frac{\chi_{ee}^{zz,n+1/2}}{2\Delta x} H_y^{n+1/2}(i+1) + \frac{\chi_{mm}^{yy,n-1/2}}{2\Delta x} H_y^{n-1/2}(i+1) \quad (4.10)$$

Dove $A_{mm}^{yy,n} = \frac{\chi_{mm}^{yy,n}}{2\Delta x}$

Si ricavano così le equazioni per i nodi di discontinuità.

Il problema computazione 2-D di una metasuperficie 1-D, il quale rappresenta il problema pratico 3-D, dove la metasuperficie 2-D è illuminata da un'onda

piana obliqua. Il problema TM_z si risolve attraverso i componenti non nulli TE_z , H_x e H_y .

La metasuperficie è posizionata nella griglia di Yee sfalsata 2-D FDTD, dove il termine $j_d = n_l : n_h$ rappresenta l'estensione della superficie nella direzione dell'asse y . Inoltre l'onda incidente illumina la metasuperficie sul piano x - z . Consideriamo l'equazione di aggiornamento $E_z^n(i+1, j_d)$, analogamente al caso 1-D, valgono le stesse considerazioni inerenti ai nodi di discontinuità; quindi si aggiunge una matrice virtuale di nodi magnetici nella parte inferiore della discontinuità ottenendo una nuova equazione aggiornata:

$$E_z^n(i+1, j_d) = E_z^{n-1}(i+1, j_d) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} [H_y^{n-1/2}(i+1, j_d) - H_y^{n-1/2}(0^+, j_d)] + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} [H_x^{n-1/2}(i+1, j_d) - H_x^{n-1/2}(i+1, j_d)] \quad (4.11)$$

Seguendo lo stesso schema utilizzato per il caso 1-D, per $H_y^{n-1/2}(0^+, j_d)$, si può risalire alla seguente formulazione:

$$H_y^{n-1/2}(0^+, j_d) = H_y^{n-1/2}(i, j_d) + \frac{\epsilon_0}{\Delta t} [E_z^n(\chi_{ee}^{xx} Ez, av)^n - (\chi_{ee}^{xx} Ez, av)^{n-1}] \quad (4.12)$$

Si trova così l'equazione di aggiornamento nel caso dei nodi di discontinuità:

$$E_z^n(i+1, j_d) A_{ee}^{zz,n} = E_z^{n-1}(i+1, j_d) A_{ee}^{zz,n-1} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} [H_y^{n-1/2}(i+1, j_d) - H_y^{n-1/2}(i, j_d)] - \frac{\chi_{ee}^{zz,n}}{2\Delta x} E_z^{n-1}(i, j_d) + \frac{\chi_{ee}^{zz,n-1}}{2\Delta x} E_z^{n-1}(i, j_d) \quad (4.13)$$

Dove $A_{ee}^{zz,n} = 1 + \frac{\chi_{ee}^{zz,n}}{2\Delta x}$

Analogamente, per $H_y^{n-1/2}(i, j_d)$ si arriva alle stesse conclusioni, andando, però, ad aggiungere una matrice virtuale di nodi elettrici. Si può quindi scrivere l'equazione di aggiornamento per i nodi di discontinuità come segue:

$$\begin{aligned}
 & H_y^{n+1/2}(i, j_d) A_{mm}^{yy, n+1/2} \\
 = & H_y^{n-1/2}(i, j_d) A_{mm}^{yy, n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_z^n(i+1, j_d) - E_z^n(i, j_d)] - \frac{\chi_{mm}^{yy, n-1/2}}{2\Delta x} H_y^{n+1/2}(i+ \\
 & 1, j_d) + \frac{\chi_{mm}^{yy, n-1/2}}{2\Delta x} H_y^{n-1/2}(i+1, j_d) \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

5. Scopo dello studio

Ridirigere i campi EM per sviluppare un ambiente wireless riconfigurabile ha come scopo principale quello di minimizzare l'interazione a tali campi del corpo umano in quanto l'esposizione prolungata dei tessuti biologici alle onde EM potrebbe provocare un aumento anche sensibile della temperatura, se la potenza assorbita è elevata.

L'impiego di metasuperfici riconfigurabili è la soluzione che permette di indirizzare i campi EM in modo più preciso ai dispositivi evitando così un'eccessiva esposizione ai tessuti biologici.

Lo studio trattato si è svolto in 3 fasi:

- nella prima fase viene generata una singola onda piana incidente sulla metasuperficie con un angolo d'incidenza a scelta;
- nella seconda fase viene calcolata l'onda EM riflessa in una serie di punti all'interno del volume di lavoro;
- Nella terza fase viene effettuata un'ottimizzazione dell'algoritmo per massimizzare e minimizzare l'intensità del segnale in un punto di analisi scelto tra la serie di quelli tracciati.

5.1 Volume di lavoro e geometria della RIS analizzata

Nella **Figura 8** viene mostrata l'onda piana che incide (freccia rossa) sulla metasuperficie e viene riflessa (freccia verde).

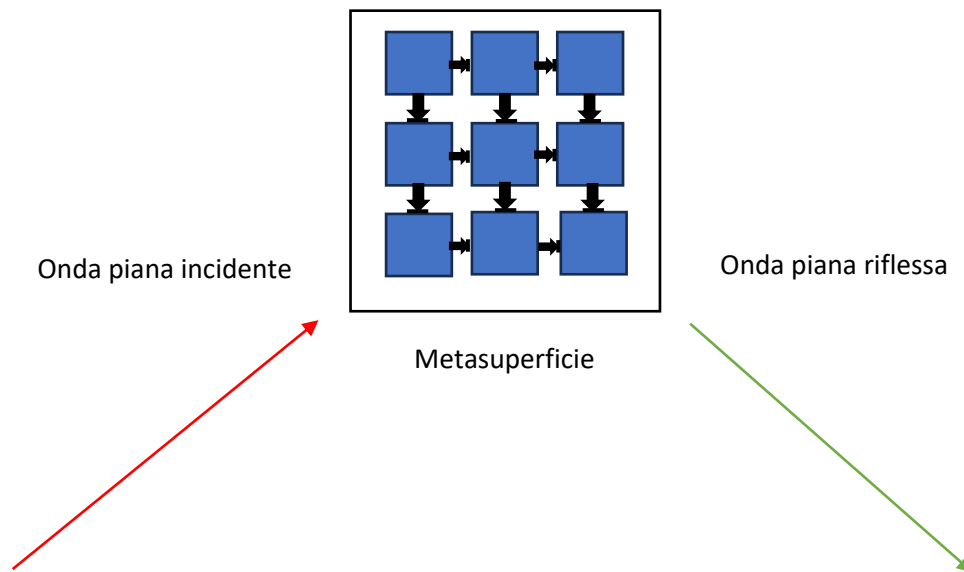


Figura 8: *Setup.*

Il volume di lavoro è mostrato nella **Figura 9** dove si può notare che è suddiviso in tre aree:

- area della RIS formata da 34×34 celle FDTD;
- il campo elettrico totale distante 35 celle FDTD dalla RIS;
- campo riflesso in una zona di 20 celle FDTD tra il bordo del dominio di calcolo e il campo totale;

Tutte le misure possono anche essere espresse in millimetri in quanto la cella FDTD è un cubo di 1 mm di lato.

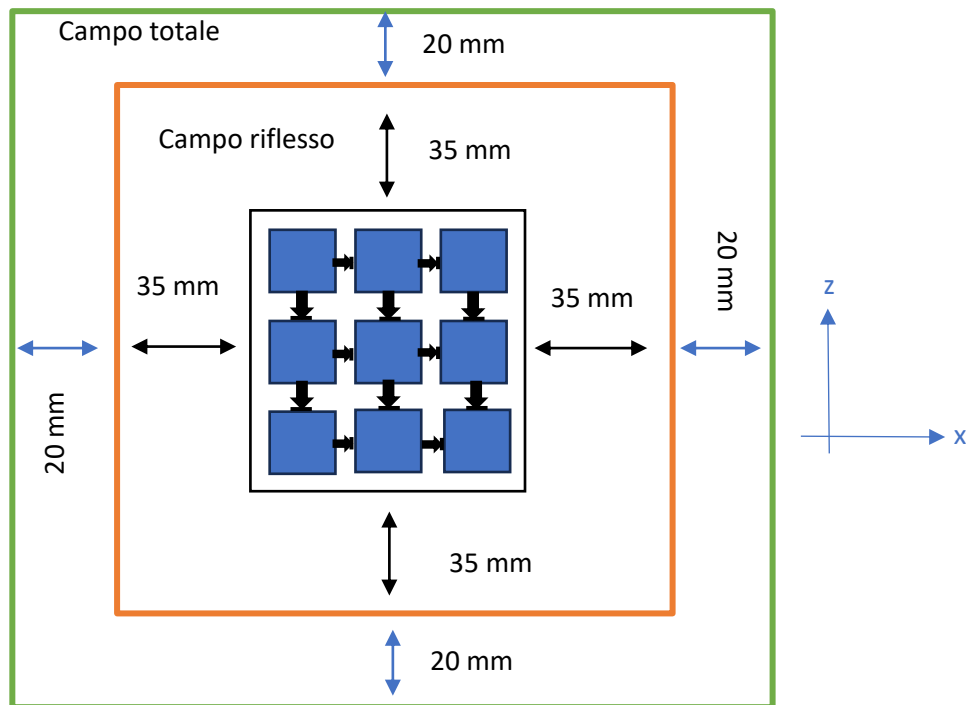


Figura 9: *Setup sperimentale completo, il quadrato arancione rappresenta la regione di campo riflesso mentre il quadrato verde sta ad indicare la regione di campo totale.*

Le caratteristiche configurazionali della metasuperficie riconfigurabile sono:

- 9 patch metalliche di forma quadrata
- 10 mm x 10 mm dimensioni di ogni patch
- 1 mm di distanza tra una patch e l'altra
- 34 mm x 1 mm x 34 mm dimensioni della RIS
- Le patches sono collegate tra loro (in verticale ed in orizzontale) da 12 diodi varactor
- La capacità dei diodi C è un valore compreso tra 0.1 pF e 1 pF

Per questo studio sono state effettuate 1000 simulazioni complessive (numerata da 1 a 1000). Questi risultati saranno poi utilizzati in altre tesi per addestrate le reti neurali. Se questo futuro studio avrà successo si potrà ottimizzare la

configurazione della RIS senza dover eseguire il codice FDTD in ogni passo dell'ottimizzazione. Il tutto porterà ad un notevole risparmio di risorse e di calcolo. Riportiamo per semplicità solo tre simulazioni così nominate dal codice di calcolo:

- FD_PW-BS-gruppi_065_0001
- FD_PW-BS-gruppi_065_0004
- FD_PW-BS-gruppi_065_0010

E con le 12 capacità dei diodi (esprese in pF) sono riportate nella **Tabella n.1**:

SIM.	C.1	C.2	C.3	C.4	C.5	C.6	C.7	C.8	C.9	C.10	C.11	C.12
0001	0.38	0.28	0.70	0.87	0.49	0.54	0.38	0.60	0.31	0.28	0.16	0.28
0004	0.70	0.97	0.18	0.92	0.92	0.40	0.37	0.36	0.72	0.76	0.77	0.30
0010	0.90	0.62	0,75	0.83	0.74	0.51	0.49	0.47	0.83	0.66	0.96	0.74

5.2. Caratteristiche dell'onda piana

Il setup prevede un'unica onda piana incidente sulla metasuperficie generata con le seguenti caratteristiche:

- $r = 0.291408$
- $\alpha = 6.07122$
- $\theta = 1.0797$
- $\varphi = 1.47626$

dove r è il raggio e sta a rappresentare la distanza dell'onda piana dall'origine del dominio nel dominio del tempo; α è l'angolo di polarizzazione espresso in radianti; θ e φ sono gli angoli dell'onda piana in coordinate sferiche. Nella

Figura 10 è riportato graficamente uno schema di come sono disposte le coordinate spaziali dell'onda stessa.

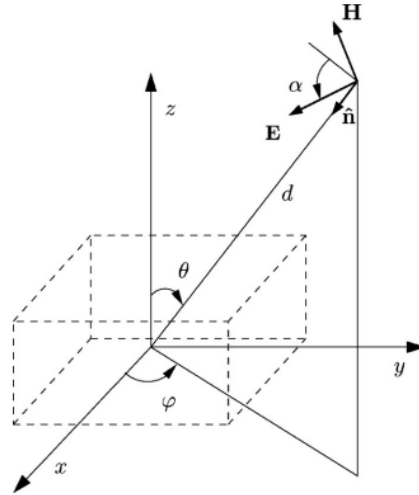


Figura 10: *Geometria di un'onda piana casuale incidente sul volume di calcolo.*

Nella seconda fase dello studio viene analizzato il modulo e la fase del campo elettrico riflesso per ogni configurazione della metasuperficie.

Tali grandezze assumono interesse durante l'analisi dell'onda riflessa in quanto sono legate alle distorsioni del segnale. Una distorsione del segnale potrebbe alterarne il suo contenuto informativo e per evitare che un sistema applichi una tale alterazione deve possedere una risposta in ampiezza costante e una risposta in fase proporzionale alla frequenza. Tuttavia, non è possibile avere una risposta in frequenza per tutti i valori della banda; tutti i sistemi reali hanno dei limiti di banda e il segnale utile sarà non distorto solamente in una banda limitata.

5.3. Programma e codici

Nella seguente trattazione è stato implementato un codice in Python per analizzare il modulo e la fase del campo elettrico riflesso.

Ulteriori informazioni sul software Python e la sua installazione gratuita sono reperibili al seguente link:

<https://www.python.org/downloads/>

I passaggi sono in ordine così effettuati:

1. implementazione del codice per leggere i dati ottenuti dalle simulazioni (**Figura 11**);
2. verificare che tutte le simulazioni lette abbiano gli stessi punti di frequenza (**Figura 12**);
3. generazione dei grafici dei moduli del campo elettrico nelle tre componenti cartesiane (E_x , E_y , E_z).

Il modulo di un numero complesso si ottiene come:

$$|E_x| = \sqrt{E_{x,r}^2 + E_{x,i}^2} \quad (\text{Figura 13});$$

4. generazione del grafico della fase del campo elettrico nelle tre componenti cartesiane (**Figura 14**);
5. è importante rilevare che se calcolassimo la fase φ attraverso la funzione arcotangente otterremmo un valore compreso fra $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ mentre il valore della fase dell'onda è compresa tra $-\pi < \varphi < \pi$. Esiste in Python una funzione che dà la fase in questo intervallo. Essa è “`numpy.angle(z)`” ove z è il numero complesso di cui vogliamo calcolarne la fase.

```
In [1]: import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
filename = 'FD_PW-BS-gruppi_065_0001.txt'
data01 = np.loadtxt(filename, delimiter='\t', skiprows=0, dtype=float)
print("FDTD simulation: 001, rows and columns:", data01.shape)
filename = 'FD_PW-BS-gruppi_065_0004.txt'
data04 = np.loadtxt(filename, delimiter='\t', skiprows=0, dtype=float)
print("FDTD simulation: 004, rows and columns:", data04.shape)
filename = 'FD_PW-BS-gruppi_065_0010.txt'
data10 = np.loadtxt(filename, delimiter='\t', skiprows=0, dtype=float)
print("FDTD simulation: 010, rows and columns:", data10.shape)
#print(data04)
num_rows, num_columns = data04.shape
length = num_rows
```

Figura 11: *Primo passaggio.*

```
In [15]: freq = [0]*length
freq = data04[:,0]
print("f = ", freq)
```

Figura 12: *Secondo passaggio.*

```
In [20]: plt.rc('xtick', labelsize=12)
plt.rc('ytick', labelsize=12)
plt.rc('axes', labelsize=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('|E| (V/m)')
plt.plot(freq, np.abs(Ex01), label='Ex - Set n.1 capacità')
plt.plot(freq, np.abs(Ex04), label='Ex - Set n.4 capacità')
plt.plot(freq, np.abs(Ex10), label='Ex - Set n.10 capacità')
#plt.plot(freq, np.abs(Ey01), label='Ey - Set n.1 capacità')
#plt.plot(freq, np.abs(Ez01), label='Ez - Set n.1 capacità')
plt.legend(loc="upper right")
#plt.legend(loc="upper left")
plt.show()
```

Figura 13: *Terzo passaggio.*

```
In [21]: plt.rc('xtick', labelsize=12)
plt.rc('ytick', labelsize=12)
plt.rc('axes', labelsize=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('Phase(E) (deg)')
#plt.plot(freq, np.arctan2(np.imag(ET04), np.real(ET04)) * 180 / np.pi)
plt.plot(freq, np.angle(Ex01) * 180 / np.pi, label='Ex - Set n.1 capacità')
#plt.plot(freq, np.angle(Ey01) * 180 / np.pi, label='Ey - Set n.1 capacità')
#plt.plot(freq, np.angle(Ez01) * 180 / np.pi, label='Ez - Set n.1 capacità')
plt.plot(freq, np.angle(Ex04) * 180 / np.pi, label='Ex - Set n.4 capacità')
plt.plot(freq, np.angle(Ex10) * 180 / np.pi, label='Ex - Set n.10 capacità')
plt.legend(loc="upper right")
plt.show()
```

Figura 14: *Quarto passaggio.*

6. Risultati

I risultati sono esposti nel seguente ordine:

1. mappa del modulo del campo elettrico (E) lungo gli assi ordinati x , y e z in quattro momenti temporali (frame) diversi;
2. variazione in frequenza del campo E ;
3. modulo e fase del campo E .

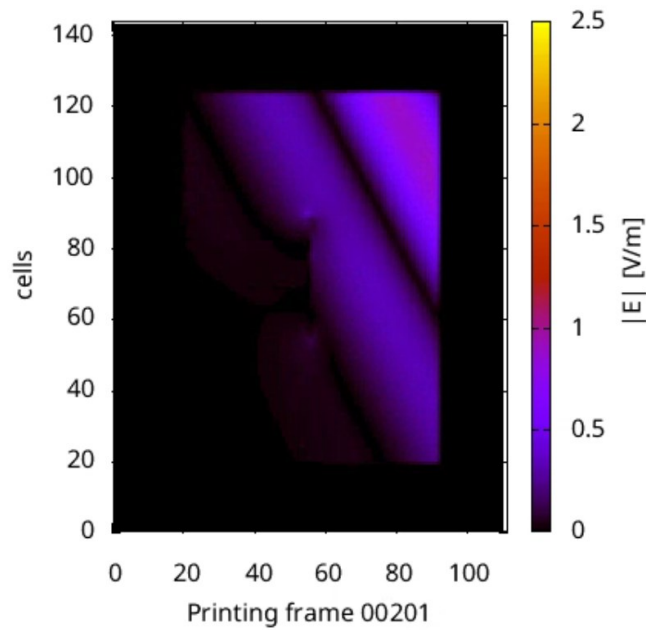


Figura 15: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00201 lungo l'asse x .*

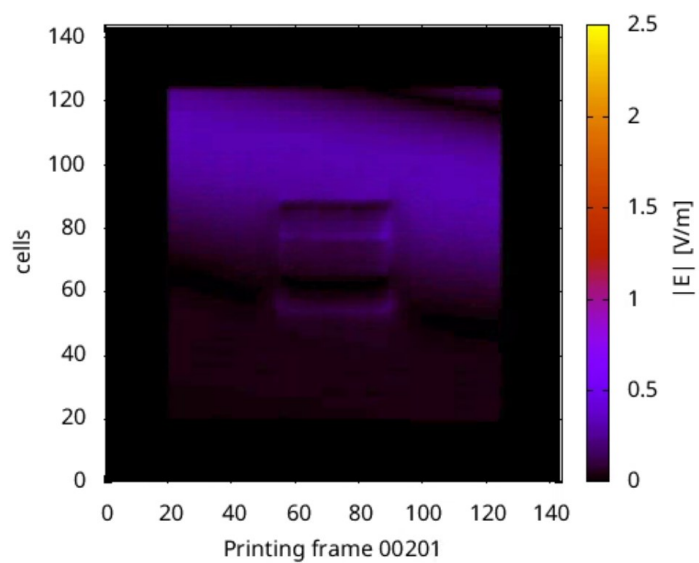


Figura 16: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00201 lungo l'asse y.*

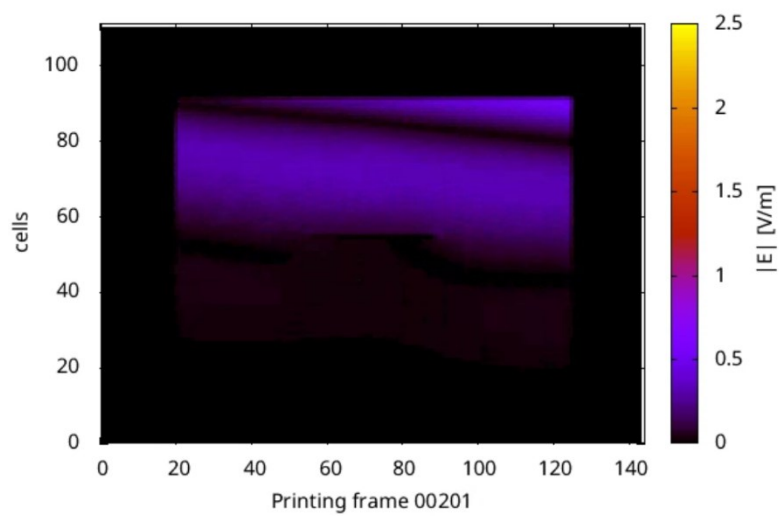


Figura 17: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00201 lungo l'asse z.*

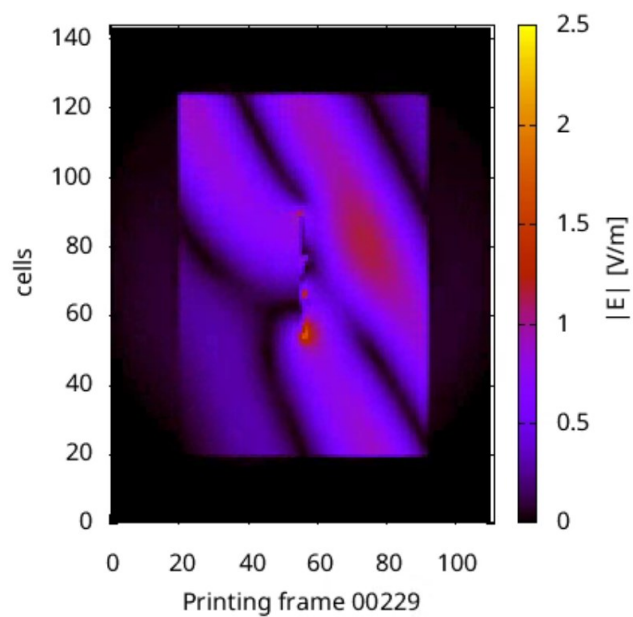


Figura 18: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00229 lungo l'asse x.*

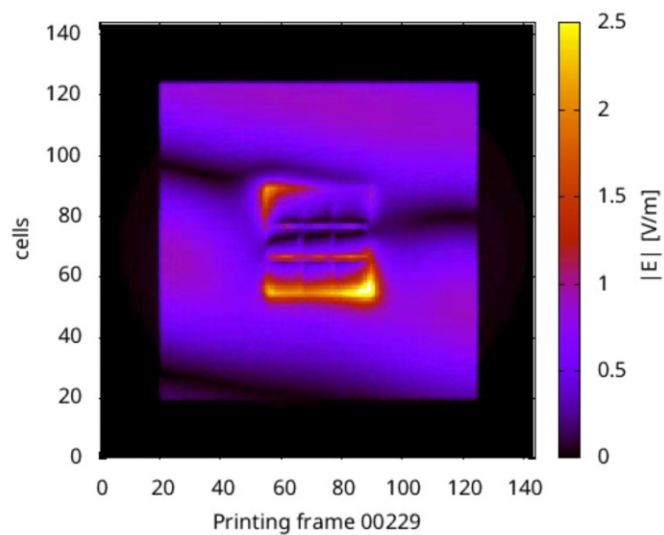


Figura 19: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00229 lungo l'asse y.*

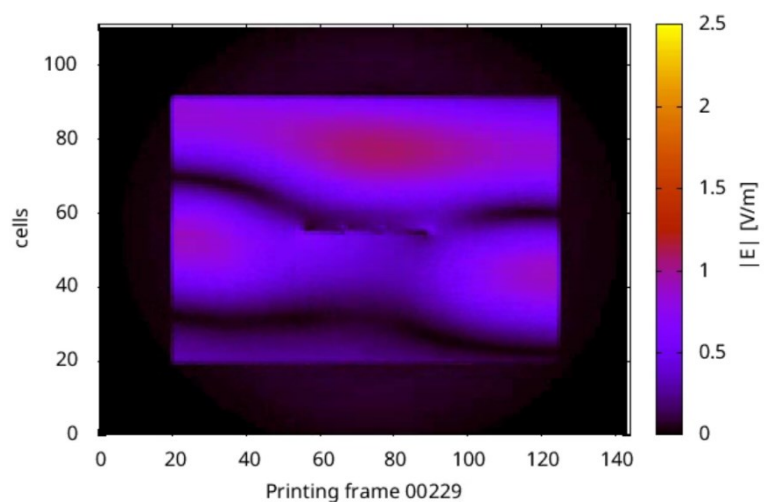


Figura 20: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00229 lungo l'asse z.*

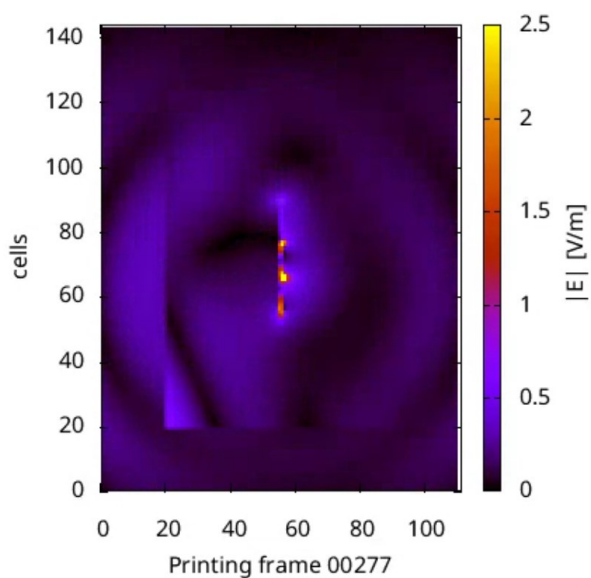


Figura 21: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00277 lungo l'asse x.*

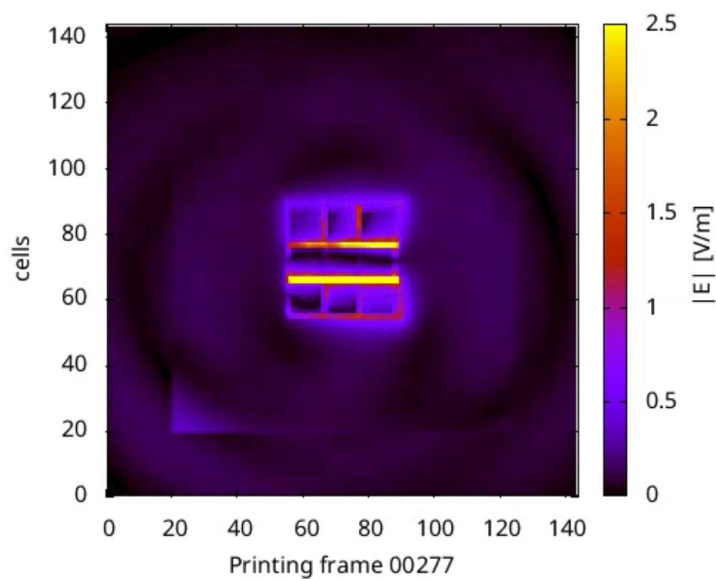


Figura 22: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00277 lungo l'asse y.*

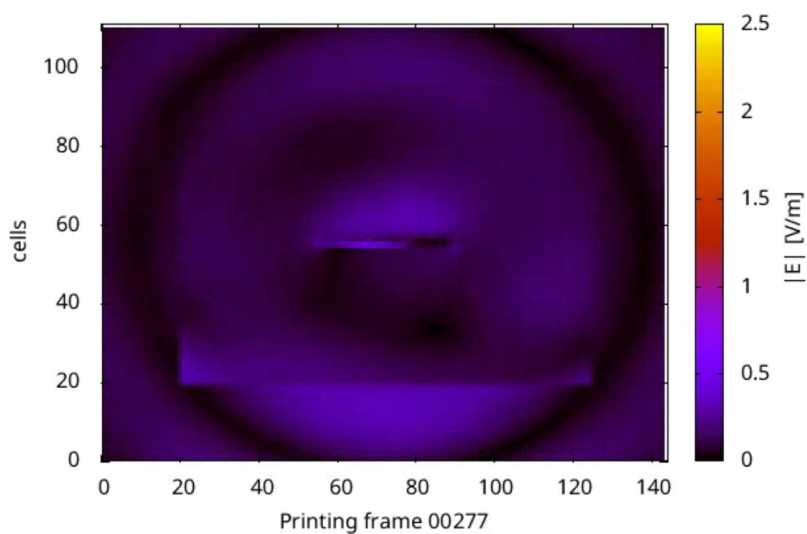


Figura 23: *Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00277 lungo l'asse z.*

Dai frames ottenuti al passo temporale pari a 00201 si può notare l'arrivo dell'onda piana dall'angolo in alto a destra delle **Figure 15**, **Figure 16** e **Figure 17**.

Cambiando il passo temporale dei frames (pari a 00229) notiamo una forte risonanza con picchi che raggiungono il massimo ben visibili soprattutto nella visualizzazione lungo l'asse y (**Figura 19**). Cambiando nuovamente il passo temporale (pari a 00277), notiamo che la RIS continua a risuonare con picchi notevoli che si possono vedere soprattutto lungo gli assi x e y.

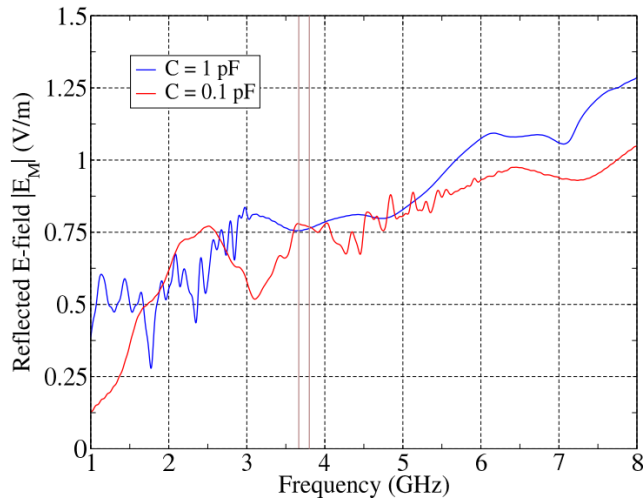


Figura 24: Grafico dell'andamento in frequenza del campo elettrico riflesso, per una RIS con patches quadrate e la capacità di tutti i diodi impostata a 0.1 pF o 1 pF.

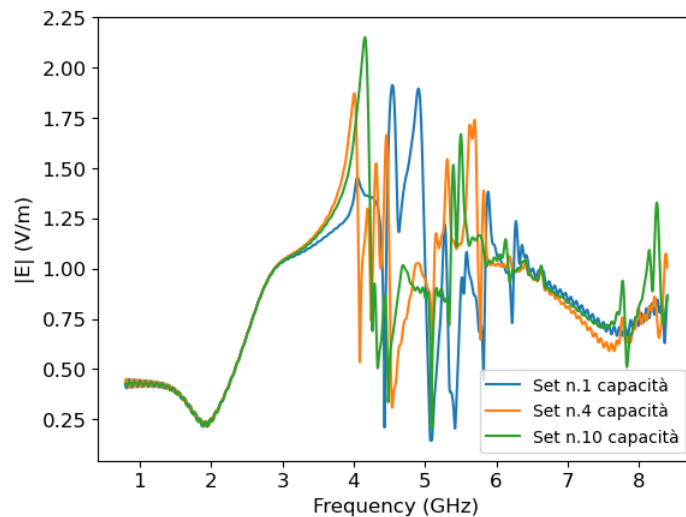


Figura 25: Andamento del modulo del campo elettrico delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso per le tre simulazioni prese in analisi.

Tale risultato porta a concludere che a basse frequenze, i moduli delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso non presentano grosse variazioni; per frequenze comprese tra i valori 3,5 GHz e 5,8 GHz circa le variazioni sono molto ampie e con picchi che raggiungono il massimo

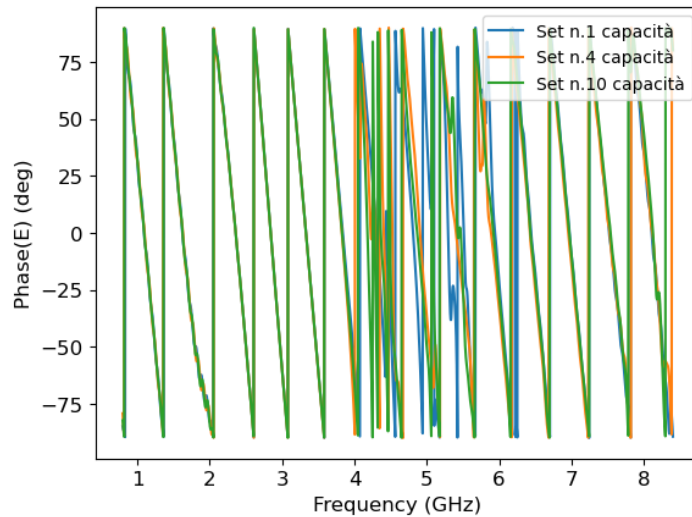


Figura 26: *Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso per le tre simulazioni prese in esame.*

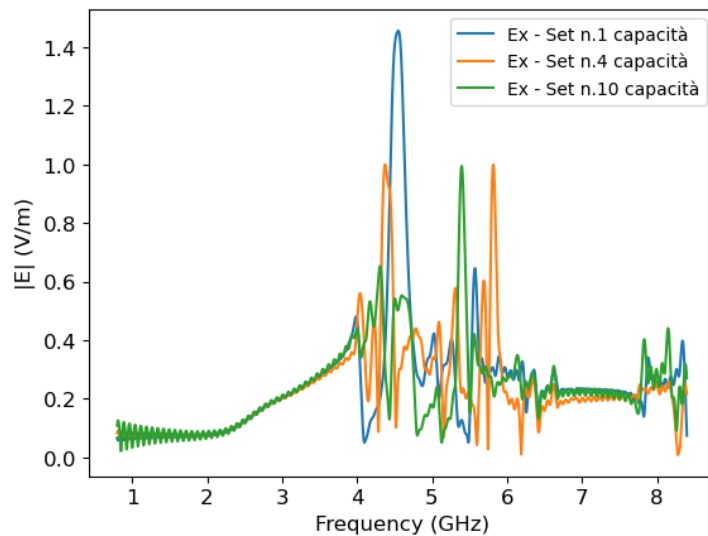


Figura 27: *Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico.*

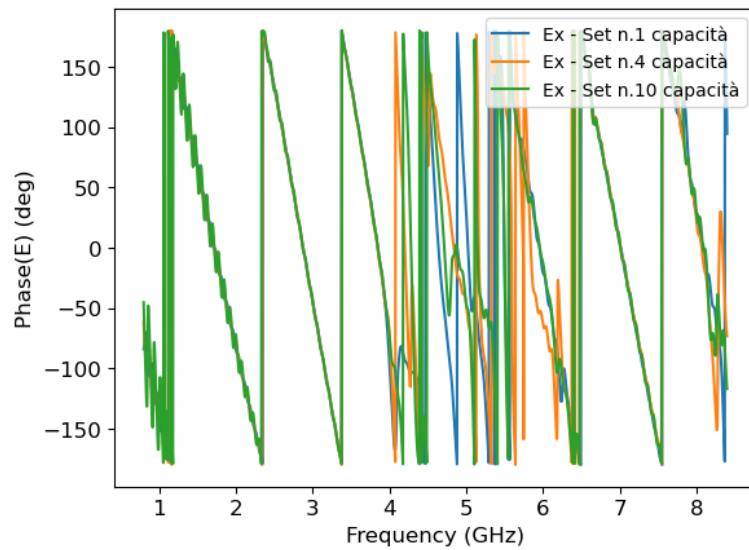


Figura 28: *Andamento della fase delle tre componenti cartesiane del campo elettrico.*

Nelle **Figura 27** e **Figura 28** sono riportati i grafici del modulo del campo elettrico E, nei punti n.2, n.4 e n.10 per le tre simulazioni prese in esame.

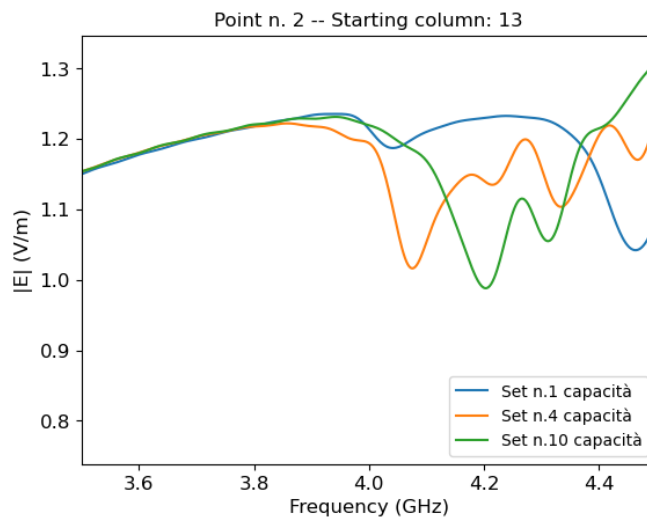


Figura 29: *Andamento del modulo del campo elettrico nel punto n. 2.*

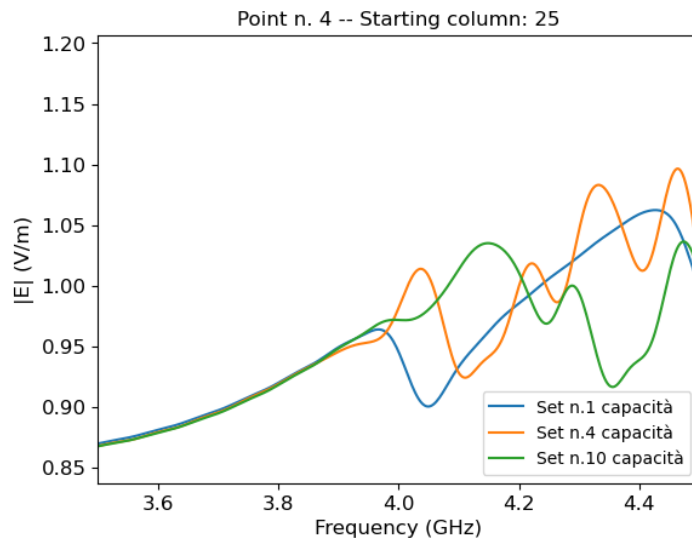


Figura 30: *Andamento del modulo del campo elettrico nel punto n. 4.*

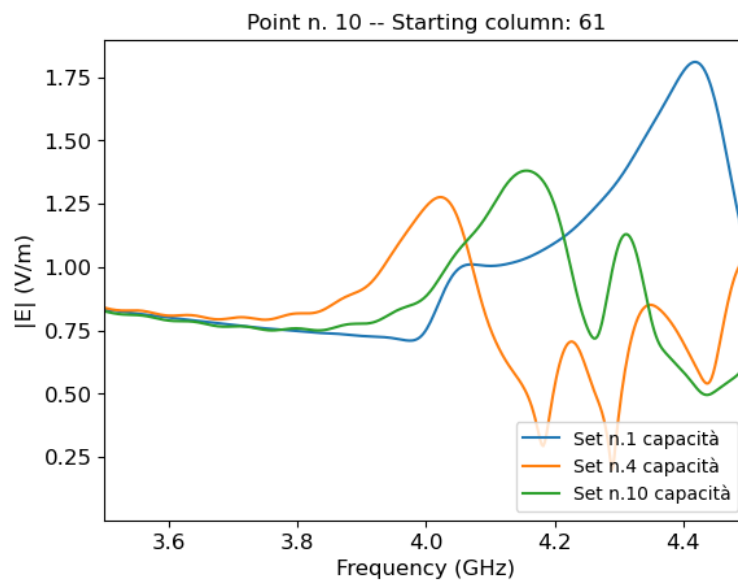


Figura 31: *Andamento del modulo del campo elettrico nel punto n. 10.*

ELENCO DELLE FIGURE

Figura 1: <i>Suddivisione dei materiali esistenti in natura in base alla loro permittività e permeabilità.....</i>	<i>7</i>
Figura 2: <i>Rifrazione della luce in materiali ad indice di rifrazione positivo (a sinistra) e negativo (a destra).....</i>	<i>9</i>
Figura 3: <i>L'impiego delle RIS nella comunicazione wireless.....</i>	<i>12</i>
Figura 4: <i>Rappresentazione di come si propagano i raggi LOS e riflesso da un trasmettitori a un ricevitore, nel modello convenzionale del sistema two-ray.....</i>	<i>14</i>
Figura 5: <i>Layout dello scenario di comunicazione mediante l'utilizzo di una RIS.....</i>	<i>17</i>
Figura 6: <i>Cella di Yee con di fianco la terna arbitraria di riferimento.</i>	<i>21</i>
Figura 7: <i>Schema computazionale per l'analisi 1-D di una metasuperficie 0-D.....</i>	<i>22</i>
Figura 8: <i>Setup.....</i>	<i>33</i>
Figura 9: <i>Setup sperimentale completo, il quadrato arancione rappresenta la regione di campo riflesso mentre il quadrato verde sta ad indicare la regione di campo totale.....</i>	<i>34</i>
Figura 10: <i>Geometria di un'onda piana casuale incidente sul volume di calcolo.....</i>	<i>35</i>

Figura 11: <i>Primo passaggio</i>	37
Figura 12: <i>Secondo passaggio</i>	37
Figura 13: <i>Terzo passaggio</i>	37
Figura 14: <i>Quarto passaggio</i>	37
Figura 15: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00201 lungo l'asse x</i>	38
Figura 16: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00201 lungo l'asse y</i>	39
Figura 17: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00201 lungo l'asse z</i>	39
Figura 18: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00229 lungo l'asse x</i>	40
Figura 19: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00229 lungo l'asse y</i>	40
Figura 20: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00229 lungo l'asse z</i>	41
Figura 21: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00277 lungo l'asse x</i>	41
Figura 22: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00277 lungo l'asse y</i>	42

Figura 23: <i>Mappa del campo elettrico riflesso al passo temporale 00277 lungo l'asse z.....</i>	42
Figura 24: <i>Grafico dell'andamento in frequenza del campo elettrico riflesso, per una RIS con patches quadrate e la capacità di tutti i diodi impostata a 0.1 pF o 1 Pf.....</i>	43
Figura 25: <i>Andamento del modulo del campo elettrico delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso per le tre simulazioni prese in analisi.....</i>	44
Figura 26: <i>Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso per le tre simulazioni prese in esame.....</i>	45
Figura 27: <i>Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico.....</i>	45
Figura 28: <i>Andamento della fase delle tre componenti cartesiane del campo elettrico.....</i>	46
Figura 29: <i>Andamento del modulo del campo elettrico nel punto n. 2.....</i>	46
Figura 30: <i>Andamento del modulo del campo elettrico nel punto n. 4.....</i>	47
Figura 31: <i>Andamento del modulo del campo elettrico nel punto n. 10.....</i>	47

BIBLIOGRAFIA

- [1] Fan Yang and Yahya Rahmat-Samii. Surface electromagnetics: with applications in antenna, microwave, and optical engineering. Cambridge University Press, 2019.
- [2] Marco Esposito e Francesco Todisco. I Metamateriali: Invisibilità e Rifrazione Negativa in Mezzi Nanochirali Dipartimento di Matematica & Fisica “Ennio De Giorgi” - Università del Salento, CNR Nanotec.
- [3] Glybovski. Metasurfaces: From microwaves to visible, 2016.
- [4] L. P. Mancera P. Bowen D. R. Smith, O. Yurduseven and N. B. Kundtz. “analysis of a waveguide-fed metasurface antenna,”. *Physical Review Applied*, 08(5):054048, 2017.
- [5] Yousef Vahabzadeh, Nima Chamanara, and Christophe Caloz. Generalized sheet transition condition fdtd simulation of metasurface. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 66(1):271–280, 2017.
- [6] Julien de Rosny Merouane Debbah Mohamed-Slim Alouini Rui Zhang Ertugrul Basar, Marco Di Renzo. Wireless communications through reconfigurable intelligent surfaces. *IEEE*, page 20 pages, July 2019, 7.
- [7] Christopher L Holloway and Edward F Kuester. A homogenization technique for obtaining generalized sheet-transition conditions for a metafilm embedded in a magnetodielectric interface. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 64(11):4671–4686, 2016.

- [8] Yousef Vahabzadeh, Nima Chamanara, and Christophe Caloz. Computational Analysis of Metasurfaces. IEEE journal on multiscale and multiphysics computational techniques, vol.3, 2018.
- [9] R. Ro V. V. Varadan. Analyticity, causality, energy conservation and the sign of the imaginary part of the permittivity and permeability. IEEE, pages 09–14, July 09-14 2006
- [10] Yousef Vahabzadeh, Nima Chamanara, and Christophe Caloz. Simultaneous Control of the Spatial and Temporal Spectra of Light With Space-Time Varying Metasurfaces. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.67, no.4, 2019.
- [11] Filippo Costa e Michele Borghese. Electromagnetic Model of Reflective Intelligent Surfaces. 2021.
- [12] Melinda Piket-May, Allen Taflove and John Baron. FD-TD Modeling of Digital Signal Propagation in 3-D Circuits With Passive and Active Loads. IEEE transaction on microwave theory and techniques, vol. 42, no. 8, 1994.
- [13] S. N. Tsvetkova A. D'iaz-Rubio Y. Ra'di V. S. Asadchy, M. Albooyeh and S. Tretyakov. “perfect control of reflection and refraction using spatially dispersive metasurfaces. Physical Review Applied, 94(7):075142, 2016.
- [14] Q. Cheng J. Y. Dai, J. Zhao and T. J. Cui. Independent control of harmonic amplitudes and phases via a time-domain digital coding metasurface, . Light: Science Applications, 7(1):90, 2018.
- [15] J. Reddy. Solutions manual for an introduction to the finite element method. page 41, 2006.

- [16] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media, *IEEE trans. antennas propag.* 14(3):302–307, 1966. V
- [17] D. M. Sullivan. Z-transform theory and the fdtd method. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 44(1):28–34, Jan. 1996.
- [18] F. Moglie and A.P. Pastore. Fdtd analysis of plane wave superposition to simulate susceptibility tests in reverberation chambers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 48(1):195–202, 2006.
- [19] Yuanwei Liu, Xiao Liu, Xidong Mu, Tianwei Hou, Jiaqi Xu, Marco Di Renzo, and Naofal Al-Dhahir. Reconfigurable intelligent surfaces: Principles and opportunities. *IEEE Communications Surveys Tutorials*, 23(3):1546–1577, 2021.
- [20] Marco Luise e Giorgio M. Vitetta. *Teoria dei segnali*. McGraw-Hill. 1o edizione 1999.
- [21] J. B. Schneider. *Understanding the finite-difference time-domain method*. 2021.
- [22] Federico Cauduro e Carlo G. Someda. *Metodi numerici per la risoluzione delle equazioni di Maxwell tramite FDTD*, 2010.
- [23] K. S. Kunz and R. J. Luebbers. "the finite difference time domain method for electromagnetics". 2018.
- [24] Allen Taflove and Susan C. Hagness, "Computational Electrodynamics", the finite-difference timedomain method, second edition.