



UNIVERSITÀ
POLITECNICA
DELLE MARCHE

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Corso di Laurea triennale in Ingegneria Biomedica

**Minimizzazione dell'esposizione elettromagnetica
tramite schermi stratificati con un codice in Python**

*Minimizing electromagnetic exposure through layered
shields with Python code*

Relatore:

Prof. Franco Moglie

Tesi di Laurea di:

Eleonora Bianchi

A.A. 2021/2022

Indice

INTRODUZIONE	1
1. RICHIAMI DI ELETTROMAGNETISMO	3
1.1 Equazioni di Maxwell.....	3
1.2 Onde elettromagnetiche	4
1.2.1 Propagazione nello spazio libero.....	6
1.2.1.1 Propagazione onde piane in mezzi con perdite	6
1.2.1.2 Propagazione onde piane in mezzi senza perdite	7
1.2.2 Riflessione e trasmissione delle onde	8
1.2.2.1 Incidenza normale	9
1.2.2.2 Leggi di Snell	10
1.2.2.3 Incidenza obliqua	11
2. SCHERMI ELETTROMAGNETICI	15
2.1 Introduzione	15
2.2 Efficacia di schermatura	16
2.2.1 Analisi in frequenza dell'efficacia di schermatura.....	19
3. MATERIALI E METODI.....	21
3.1 Analisi di un vetro basso emissivo.....	21
3.2 Descrizione del modello preso in esame.....	21
3.3 Modello per l'efficacia di schermatura	23
4. ALGORITMO PER LA MISURAZIONE DELLA SE.....	25
4.1 Python	25
4.2 Analisi in Python della SE.....	25
4.2.1 Importazione delle librerie e dichiarazione delle costanti fisiche.....	27
4.2.2 Funzione per il calcolo dei parametri dell'unità a doppio vetro	27
4.2.3 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione	28
4.2.4 Funzione per il calcolo del campo elettrico dell'onda progressiva e regressiva in ogni strato. 28	
4.2.5 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura della struttura multistrato	29
4.2.6 Main.....	31
4.3 Analisi in Python della SE di onde con incidenza obliqua.....	32
4.3.1 Importazione delle librerie, dichiarazione delle costanti fisiche e funzione per il calcolo dell'unità a doppio vetro	32
4.3.2 Funzione per il calcolo della legge di Snell	32
4.3.3 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione di onde con incidenza obliqua.....	33

4.3.3.1 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione di onde con incidenza obliqua con polarizzazione parallela	33
4.3.3.2 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione di onde con incidenza obliqua con polarizzazione perpendicolare	34
4.3.4 Funzione per il calcolo del campo elettrico dell'onda progressiva e regressiva in ogni strato.	34
4.3.5 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura per onde con incidenza obliqua.....	34
4.3.5.1 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione parallela.....	34
4.3.5.2 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione perpendicolare	35
4.3.6 Main.....	36
4.3.6.1 Main - calcolo efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione parallela	36
4.3.6.2 Main - calcolo efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione perpendicolare	37
4.4 Calcolo della media dell'inverso dell'efficacia di schermatura	37
4.5 Ottimizzazione dell'efficacia di schermatura	40
5. SIMULAZIONE E RISULTATI	46
5.1 SIMULAZIONE 1	46
5.2 SIMULAZIONE 2	47
5.3 SIMULAZIONE 3	48
5.4 SIMULAZIONE 4	49
5.5 SIMULAZIONE 5	50
5.6 SIMULAZIONE 6	51
CONCLUSIONI	53
RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI	54

INTRODUZIONE

L'avanzamento delle tecnologie e delle comunicazioni ha contribuito alla crescita del numero di dispositivi in grado di emettere radiazioni elettromagnetiche, suscitando così sempre più preoccupazioni per l'impatto che esse provocano sulla salute umana. Infatti, l'esposizione alle radiazioni elettromagnetiche può causare effetti negativi sulla salute come mal di testa, affaticamento, disturbi del sonno e potenziali rischi di cancro. Pertanto, la minimizzazione dell'esposizione alle radiazioni elettromagnetiche è diventata una questione di grande rilevanza.

Per rispondere a questa problematica, la schermatura elettromagnetica rappresenta una delle misure che possono essere adottate per ridurre l'esposizione ai campi elettromagnetici. Essa si basa sull'utilizzo di materiali capaci di interrompere o ridurre il passaggio dei campi elettromagnetici; tuttavia, la sua efficacia dipende dal tipo di materiale utilizzato e dalla posizione del dispositivo schermante. In questo contesto, la ricerca e la progettazione di nuove soluzioni di schermatura elettromagnetica possono aiutare a garantire un equilibrio tra la protezione e la funzionalità dei dispositivi in modo da assicurare una maggiore sicurezza per la salute umana.

Questa soluzione si realizza sia mediante l'installazione di apposite barriere tra l'apparecchio elettronico e il corpo umano che mediante l'utilizzo di dispositivi elettronici a bassa emissione di campi elettromagnetici. I materiali utilizzati per la schermatura dei campi elettromagnetici sono composti da metalli come l'alluminio, l'acciaio inossidabile, il rame e la lega di nichel. Tuttavia, la schermatura dei campi elettromagnetici non sempre viene considerata efficace, per cui è fondamentale valutare l'efficacia dei sistemi di schermatura e trovare un equilibrio tra la protezione e la funzionalità dei dispositivi. In tal senso, in questa tesi è stata presentata una metodologia basata sull'utilizzo di schermi stratificati, implementando un codice in Python per la simulazione e la progettazione degli schermi.

Solitamente, si definiscono schermi elettromagnetici quei dispositivi creati appositamente per ridurre il campo elettromagnetico in una determinata area. Tuttavia, molti oggetti e strutture presenti negli ambienti residenziali e industriali svolgono involontariamente questa funzione, come ad esempio le pareti degli edifici. Le pareti possono attenuare la radiazione elettromagnetica grazie alla presenza di elementi strutturali metallici, che hanno ottime capacità schermanti. Sebbene la schermatura dei campi elettromagnetici da parte degli edifici possa ridurre l'esposizione dell'uomo, può complicare la trasmissione dei segnali, come quelli delle telecomunicazioni. Ci sono, infatti, problemi di interferenza nella comunicazione tra le stazioni radio e i cellulari, a causa di pareti o finestre che possono attutire il campo elettromagnetico del segnale fino a oltre 40 dB. I vetri utilizzati nell'edilizia moderna possono presentare problemi, in quanto contengono materiali metallici per ridurre gli scambi termici con l'ambiente esterno. Il loro effetto schermante deriva dalle proprietà schermanti dei metalli, che combinati con il vetro, attenuano il campo elettromagnetico. Per questo motivo, AGC Glass Europe sta lavorando per trovare soluzioni a questo tipo di problemi, come un particolare rivestimento applicabile ai vetri, che permette il passaggio di onde elettromagnetiche con frequenze inferiori ai 6 GHz. In questa tesi è stata eseguita una valutazione dell'efficacia dei vetri prodotti dall'AGC nella schermatura a diverse frequenze elettromagnetiche, utilizzando un apposito programma Python per la simulazione.

La tesi fornisce una panoramica sui concetti fondamentali dell'elettromagnetismo, descrive gli schermi elettromagnetici e il parametro per valutarne l'efficacia, approfondisce i vetri prodotti dall'AGC,

presenta il codice Python utilizzato per simulare la schermatura elettromagnetica e, infine, riporta i risultati ottenuti e le relative conclusioni.

1. RICHIAMI DI ELETTROMAGNETISMO

1.1 Equazioni di Maxwell

Gli scienziati si sono chiesti a lungo se le forze attrattive e repulsive dell'elettricità e del magnetismo fossero collegate. Nel 1820 il fisico danese Hans Christian Ørsted scoprì che un filo attraversato da una corrente elettrica produceva un campo magnetico. Lo scienziato britannico Michael Faraday scoprì poi che un filo che si muove in un campo magnetico sviluppa una corrente che lo attraversa. A seguito di tali scoperte gli scienziati si sono chiesti perché l'elettricità e il magnetismo fossero collegati in questo modo. Nel 1865 il fisico inglese James Clerk Maxwell scoprì che in realtà esiste un solo campo, quello elettromagnetico, e che l'elettricità e il magnetismo non sono solo collegati tra loro, ma sono due aspetti diversi dello stesso fenomeno naturale.

Questi studi sono riportati nel trattato che Maxwell pubblicò nel 1873, in esso, egli dimostrò la prima teoria unificata di elettricità e magnetismo tramite un sistema di quattro equazioni differenziali che dedusse dalle osservazioni sperimentali riportate da Gauss, Faraday, Ampère e altri studiosi. Insieme ad altre relazioni ausiliare, le equazioni di Maxwell costituiscono i fondamenti dell'elettromagnetismo.

Queste quattro equazioni di Maxwell sono valide in qualsiasi materiale, compreso il vuoto e in ogni posizione spaziale. In generale, tutte le grandezze nelle equazioni di Maxwell possono essere funzione del tempo t . Nel caso statico, nessuna delle quantità che compaiono nelle equazioni è funzione del tempo (cioè $\frac{\partial}{\partial t} = 0$). Questo accade se tutte le cariche sono fissate in maniera permanente nello spazio, o se si muovono, lo fanno a una velocità costante. Sotto queste ipotesi le equazioni di Maxwell si separano in due sistemi di equazioni non più accoppiati, il primo dei quali riguarda il campo elettrico mentre il secondo riguarda il campo magnetico. Questo consente di studiare i due fenomeni come distinti e separati. Lo studio dei fenomeni elettrici e magnetici in condizioni statiche viene chiamato rispettivamente elettrostatica e magnetostatica.

Per studiare fenomeni elettromagnetici tempo-varianti bisogna utilizzare le equazioni di Maxwell, in quanto non ci sarà un'unica variazione corrispondente al campo magnetico o al campo elettrico ma questi diventeranno interconnessi così da generare onde elettromagnetiche che si propagano attraverso lo spazio libero e nei mezzi materiali.

Le leggi espresse in forma differenziale sono:

- Legge di Gauss per il campo elettrostatico $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$ (1.1)
- Legge del magnetismo di Gauss $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (1.2)
- Legge di Faraday $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ (1.3)
- Legge di Ampère $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ (1.4)

Dove:

\mathbf{D} è il vettore induzione elettrica ($\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, con ϵ costante dielettrica) [C/m^2];

ρ è la densità di carica elettrica [C/m²]

\mathbf{B} è il vettore induzione magnetica ($\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}$, con μ permeabilità magnetica) [Wb/m²];

\mathbf{E} è il vettore campo elettrico [V/m];

\mathbf{H} è il vettore campo magnetico [A/m];

\mathbf{J} è la densità di corrente ($\mathbf{J}=\sigma\mathbf{E}$ con σ conducibilità del materiale) [A/m²];

Queste equazioni esprimono le seguenti proprietà:

- Dovunque si ha una carica elettrica si origina un campo elettrico tale che in ogni volume la carica viene compensata da questo spostamento;
- Il flusso magnetico che attraversa verso l'esterno una superficie chiusa è uguale a quello che l'attraversa verso l'interno;
- Una corrente elettrica è circondata da un campo magnetico;
- Una corrente di induzione magnetica è circondata da un campo elettrico nel senso opposto.

1.2 Onde elettromagnetiche

Come riportato nella sezione 1.1, Maxwell ha dedotto che il suo insieme di equazioni ammette come soluzione delle onde trasversali, ossia tali che il campo elettrico e quello magnetico oscillano su piani perpendicolari all'asse x , che rappresenta la direzione di propagazione. Siccome i campi elettrico e magnetico non variano su piani perpendicolari alla direzione di propagazione l'onda descritta è piana.

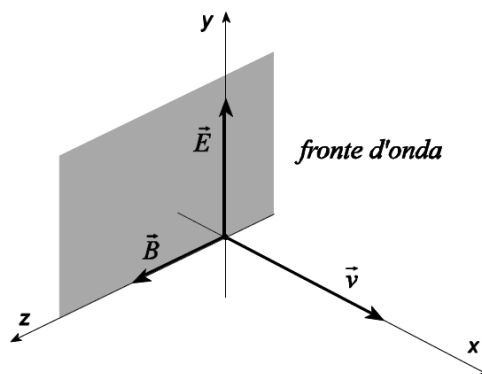


Figura 1.2.1

Le onde piane, dunque, possono essere definite come una particolare soluzione delle equazioni di Maxwell nei mezzi omogenei. Esse oltre ad essere facili da calcolare, rappresentano una buona approssimazione del campo elettromagnetico a una sufficiente distanza dalla sorgente e risultano essere utili per poter dimostrare che in un mezzo omogeneo qualunque campo è esprimibile come combinazione lineare di onde piane. Esse sono caratterizzate dal fatto che i campi non subiscono variazioni nelle direzioni perpendicolari a quella di propagazione e con i fronti d'onda che sono piani infiniti paralleli tra loro.

Si può inoltre osservare che scegliendo di assumere i campi con orientazione in direzioni fisse, condizioni per le quali si dice che l'onda possiede polarizzazione lineare (in questo caso E è polarizzato lungo la direzione y), non deve ritenersi lesiva della generalità dello studio, in quanto la più generale delle onde che si propaga lungo l'asse x può essere ottenuta come la sovrapposizione di un'onda polarizzata lungo l'asse y e l'altra polarizzata lungo l'asse z. Pertanto, considerando la condizione di polarizzazione lineare e l'assenza di sorgenti è possibile generalizzare le equazioni soddisfatte dai campi come:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

dove ciascuna equazione corrisponde a tre equazioni scalari. Nella figura 1.2.2 sono mostrate le soluzioni del tipo armonico delle equazioni d'onda.

Passando al dominio della frequenza si ha poi:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} = -\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \mathbf{E}_y \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial x^2} = -\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \mathbf{B}_z \quad (1.8)$$

Per confronto con l'equazione delle onde, la velocità di propagazione dell'onda elettromagnetica nel vuoto vale:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad (1.9)$$

se a μ_0 si sostituisce il suo valore di 1.256×10^{-6} H/m ed a ε_0 il suo valore di 8.854×10^{-12} F/m, si trova:

$$c = 299792458 \text{ m/s} \quad (1.10)$$

l'identità tra il valore di questa velocità e quello della luce nel vuoto consente di confermare che la luce è un'onda elettromagnetica. Nel caso di propagazione in un mezzo materiale di costante dielettrica relativa ε_r e permeabilità magnetica relativa μ_r , la velocità dell'onda si esprime come:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \quad (1.11)$$

posto $n = \sqrt{\mu_r \varepsilon_r}$, dove n sta ad indicare l'indice di rifrazione del mezzo considerato avremo:

$$v = \frac{c}{n} \quad (1.12)$$

Supponendo che l'onda abbia pulsazione ω , è, inoltre, possibile definire:

- Impedenza caratteristica nel vuoto: $\eta_0 = \sqrt{\varepsilon_0 / \mu_0}$ [Ω] (1.13)

- Costante di propagazione nel vuoto $\gamma_0 = \omega / c = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ [m^{-1}] (1.14)

Il campo elettrico e il campo magnetico, in funzione di x e nel dominio della frequenza è invece possibile definirli come:

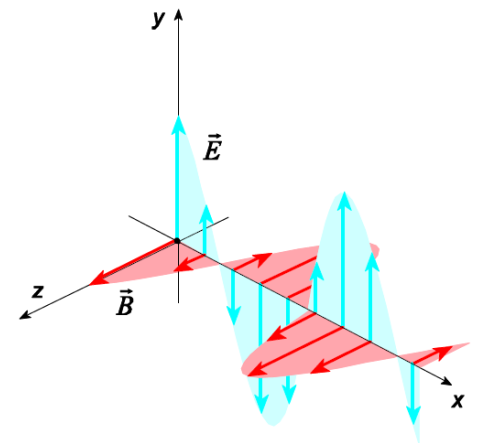


Figura 1.2.2

$$E_y(x) = E_x^+ e^{-jk_0x} + E_x^- e^{jk_0x} \quad (1.15)$$

$$H_z(x) = \frac{H_z^+}{\eta_0} e^{-jk_0x} - \frac{H_z^-}{\eta_0} e^{jk_0x} \quad (1.16)$$

Come abbiamo appena visto le onde sono perciò capaci di propagarsi nello spazio libero e nei mezzi materiali. In questo capitolo l'attenzione sarà focalizzata sulla propagazione delle onde nello spazio libero. Si considereranno quindi sia mezzi con perdite che senza.

Poi nei paragrafi successivi vedremo come queste vengono riflesse e trasmesse attraverso superfici che separano mezzi diversi.

1.2.1 Propagazione nello spazio libero

Le onde elettromagnetiche si propagano sia nei mezzi con perdite che nei mezzi senza perdite. La differenza riguarda la velocità di propagazione e l'attenuazione del segnale. Nel vuoto, le onde elettromagnetiche si propagano alla velocità della luce, senza subire attenuazione o dispersione. In un mezzo materiale, come ad esempio un conduttore, l'onda subisce una certa attenuazione in funzione del materiale stesso. In questo caso, l'energia dell'onda viene persa nel materiale sotto forma di calore. Nel caso dei mezzi con perdite, come ad esempio l'aria, l'acqua o altri materiali non conduttori, l'onda si propaga con una velocità minore rispetto a quella nel vuoto e subisce una certa attenuazione in funzione della frequenza. Questo perché le molecole del mezzo assorbono energia dalle onde elettromagnetiche, dissipandola sotto forma di calore. In sintesi, le onde elettromagnetiche possono propagarsi in qualsiasi mezzo, con o senza perdite, ma subiscono una certa attenuazione e dispersione nel secondo caso. La velocità di propagazione dipende dal mezzo e dalla frequenza delle onde elettromagnetiche.

La proprietà di propagazione di un'onda elettromagnetica, quali la sua velocità di fase u_p e la lunghezza d'onda λ , sono governate dalla frequenza angolare ω e dai tre parametri costitutivi del mezzo: permittività elettrica ϵ , permeabilità magnetica μ , conducibilità σ .

1.2.1.1 Propagazione onde piane in mezzi con perdite

In un mezzo conduttore, dunque con perdite, la costante dielettrica è complessa e vale $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_0\epsilon_r - j\sigma/\omega$, allora la costante di propagazione e l'impedenza caratteristica diventano:

$$\gamma = \omega\sqrt{\mu\epsilon_0(\epsilon_r - j\sigma/\omega\epsilon_0)} = \alpha + j\beta \quad (1.17)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{(\epsilon_r - j\sigma/\omega\epsilon_0)}} \quad (1.18)$$

Con ω pulsazione dell'onda incidente, σ conducibilità elettrica del mezzo, ed i due coefficienti che compaiono nella (1.17) che valgono:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2} - 1 \right]} \quad (1.19)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2} + 1 \right]} \quad (1.20)$$

I parametri definiti nelle formule (1.17) e (1.18) dipendono fortemente dalla natura del materiale attraversato dall'onda piana; in particolare abbiamo che nel caso dei buoni conduttori il termine $\omega\varepsilon_0\varepsilon_r$ è molto minore di σ , di conseguenza γ e η sono approssimabili a:

$$\gamma \approx \frac{1}{\delta(1+j)} \quad (1.21)$$

$$\eta \approx \frac{1}{\sigma\delta}(1+j) \quad (1.22)$$

Dove $\alpha = \beta = 1/\delta$ e δ è la profondità di penetrazione dell'onda elettromagnetica nel mezzo su cui va ad incidere e vale $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$

Per un dielettrico invece si ha che il termine $\omega\varepsilon_0\varepsilon_r$ è molto maggiore di σ , di conseguenza si ha che $\alpha \approx \sigma/2\sqrt{\mu/\varepsilon}$ e $\beta \approx \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$, quindi le formule (1.17) e (1.18) diventano:

$$\gamma \approx \frac{\omega}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (1.23)$$

$$\eta \approx \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (1.24)$$

In generale, a prescindere dal tipo di materiale, in un mezzo con perdite nell'ipotesi di un campo elettrico con una sola componente E_x e uniforme rispetto a x e y , l'equazione delle onde ammette le soluzioni:

$$E_x(z) = E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{\gamma z} \quad (1.25)$$

Il campo magnetico può essere ricavato tramite l'equazione di Maxwell del rotore:

$$H_y(z) = \frac{1}{\eta} (E^+ e^{-\gamma z} - E^- e^{\gamma z}) \quad (1.26)$$

Dove $\eta = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\gamma}}$ rappresenta l'impedenza intrinseca nel mezzo (complessa).

1.2.1.2 Propagazione onde piane in mezzi senza perdite

Se il mezzo è non conduttivo ($\sigma = 0$), l'onda non subisce alcuna attenuazione mentre viaggia attraverso il mezzo e per questo esso viene detto privo di perdite. Quando il mezzo è privo di perdite si è soliti introdurre il numero d'onda $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$. In questi casi la costante dielettrica vale $\varepsilon_c = \varepsilon$, dunque la costante di propagazione diventa $\gamma^2 = -\omega^2\mu\varepsilon$. Quindi è possibile riscrivere la (1.7) come:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.27)$$

Considerando per semplicità il campo elettrico con la sola componente E_x e uniforme rispetto a x e y (e pertanto avremo $\partial/\partial x = 0, \partial/\partial y = 0$) l'equazione assume le seguenti due soluzioni:

$$E_x(z) = E^+ e^{-jkz} + E^- e^{jkz}, \text{ dove } E^+ \text{ ed } E^- \text{ sono costanti arbitrarie.}$$

Il primo membro dell'equazione rappresenta l'onda che si propaga verso $+z$, mentre il secondo membro l'equazione che si propaga verso $-z$.

$$\text{La velocità dell'onda si definisce velocità di fase ed è pari a: } u_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}. \quad (1.28)$$

$$\text{La lunghezza d'onda è: } \lambda = \frac{u_p}{f}. \quad (1.29)$$

Analogamente si può determinare l'espressione del campo magnetico dell'onda piana uniforme. Esso si può determinare anche dal campo elettrico sfruttando l'equazione di Maxwell del rotore:

$$H_x(z) = H_z(z) = 0 \quad (1.30)$$

$$H_y(z) = \frac{1}{\eta} (E^+ e^{-jkz} - E^- e^{jkz}) \quad (1.31)$$

Dove $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ rappresenta l'impedenza intrinseca nel mezzo, ma in questo caso siamo nel vuoto, dunque, essa sarà pari a $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$.

1.2.2 Riflessione e trasmissione delle onde

Quando un'onda piana uniforme si propaga in un mezzo non limitato e incontra un'interfaccia con un mezzo diverso, l'onda incidente viene in parte riflessa verso la sorgente e in parte trasmessa attraverso l'interfaccia all'interno del secondo mezzo.

La trattazione della riflessione e trasmissione delle onde da parte di interfacce piane può essere suddivisa in due casi: caso di incidenza normale e caso di incidenza obliqua, che altro non sono che i due casi trattati e valutati successivamente all'interno del codice Python.

Prima di proseguire nella trattazione, tuttavia, è necessario spiegare la relazione esistente tra due elementi che verranno in seguito utilizzati per la descrizione della propagazione delle onde elettromagnetiche, raggi e fronti d'onda. Un raggio è una riga tracciata in modo da rappresentare la direzione di flusso dell'energia elettromagnetica trasportata dall'onda, ed è pertanto parallelo al versore di propagazione e ortogonale al fronte d'onda. La rappresentazione a raggi di incidenza, riflessione e trasmissione è equivalente alla rappresentazione a fronti d'onda.

1.2.2.1 Incidenza normale

Come già detto in precedenza, quando un'onda elettromagnetica incide su un mezzo essa viene in parte riflessa e in parte trasmessa. Nel caso di incidenza normale sia il campo elettrico che quello magnetico dell'onda sono tangenti all'interfaccia e di conseguenza, non esistendo cariche libere o correnti nell'interfaccia, i campi dell'onda riflessa e trasmessa presenteranno solo componenti tangenti. Scegliendo arbitrariamente le direzioni di \mathbf{E}^r ed \mathbf{E}^t in modo da coincidere con quelle di \mathbf{E}^i lungo le x positive, le loro direzioni effettive relativamente alle scelte fatte saranno definite dai segni delle ampiezze \mathbf{E}_0^t . Sia i moduli che i segni di queste due ampiezze sono determinati dai valori delle impedenze caratteristiche dei due mezzi η_1 e η_2 .

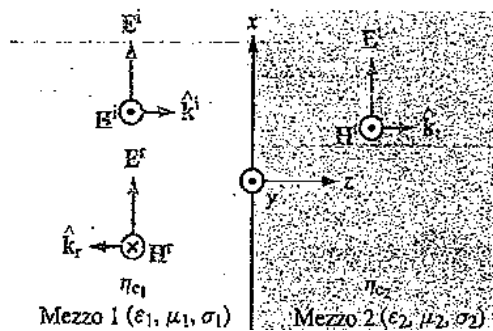


Figura 1.2.3

Il campo elettrico nel mezzo 1 è la somma dei campi elettrici delle onde incidente e riflessa, e una definizione analoga vale per il campo magnetico.

$$\mathbf{E}_1(z) = \mathbf{E}^i(z) + \mathbf{E}^r(z) \quad (1.32)$$

$$\mathbf{E}_1(z) = x(E_0^i e^{-jk_1 z} + E_0^r e^{jk_1 z}) \quad (1.33)$$

$$\mathbf{H}_1(z) = \mathbf{H}^i(z) + \mathbf{H}^r(z) \quad (1.34)$$

$$\mathbf{H}_1(z) = \mathbf{y} \frac{1}{\eta_1} (E_0^i e^{-jk_1 z} - E_0^r e^{jk_1 z}) \quad (1.35)$$

Nel mezzo 2, invece, è presente solo l'onda trasmessa, dunque i campi sono:

$$\mathbf{E}_2(z) = \mathbf{E}^t(z) = x E_0^t e^{-jk_2 z} \quad (1.36)$$

$$\mathbf{H}_2(z) = \mathbf{H}^t(z) = \mathbf{y} \frac{E_0^t}{\eta_2} e^{-jk_2 z} \quad (1.37)$$

All'interfaccia $z=0$, i componenti tangenti dei campi elettrico e magnetico sono continui, dunque $\mathbf{E}_1(0) = \mathbf{E}_2(0)$ ed $\mathbf{H}_1(0) = \mathbf{H}_2(0)$. Risolvendo il sistema per ricavare \mathbf{E}_0^r ed \mathbf{E}_0^t in funzione di \mathbf{E}_0^i si ha:

$$\mathbf{E}_0^r = \Gamma \mathbf{E}_0^i \quad (1.38)$$

$$\mathbf{E}_0^t = \tau \mathbf{E}_0^i \quad (1.39)$$

dove:

$$\Gamma = \frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \text{ coefficiente di riflessione} \quad (1.40)$$

$$\tau = \frac{E_0^t}{E_0^i} = \frac{2\eta_2}{\eta_2 + \eta_1} \text{ coefficiente di trasmissione} \quad (1.41)$$

Coefficiente di riflessione e trasmissione sono legati dalla formula $\tau = 1 + \Gamma$.

1.2.2.2 Leggi di Snell

Le leggi di Snell, o leggi di rifrazione, sono tre principi fisici che descrivono il comportamento della luce quando attraversa un'interfaccia tra due mezzi con diversi indici di rifrazione. Queste leggi sono state formulate da Willebrord Snellius (noto anche come Snell), un fisico e matematico olandese del XVII secolo. Le leggi sono le seguenti:

1. La legge della rifrazione: quando la luce passa da un mezzo all'altro, la direzione in cui si propaga cambia, ma la sua frequenza e la sua velocità rimangono costanti. La legge prevede che il rapporto tra il seno dell'angolo di incidenza e il seno dell'angolo di rifrazione sia costante per due dati materiali.

2. La legge dell'angolo limite: esiste un angolo di incidenza critico (angolo limite) al di sotto del quale i raggi luminosi che si propagano nel mezzo più denso rimangono completamente riflessi, senza continuare ad attraversare il secondo mezzo.

3. La legge della simmetria: per ogni angolo di incidenza c'è un angolo di rifrazione corrispondente che rende il raggio rifratto simmetrico rispetto alla normale, ovvero alla perpendicolare all'interfaccia tra i due mezzi.

Esse sono utili per capire il comportamento della luce quando attraversa lenti, prismi e altri dispositivi ottici, nonché per comprendere la formazione di immagini in sistemi ottici come l'occhio umano. L'incidenza normale di un'onda elettromagnetica coincide con l'asse perpendicolare alla superficie su cui si propaga. In questo caso, l'onda si propaga direttamente verso la superficie senza subire alcuna deviazione o riflessione. L'incidenza obliqua, invece, si verifica quando l'onda non è perpendicolare alla superficie su cui si propaga. In questo caso, l'onda può essere deviata o riflessa, con conseguente cambiamento di direzione e intensità. L'angolo di incidenza dell'onda elettromagnetica è dato dall'angolo tra la direzione di propagazione dell'onda e la superficie su cui si propaga. In generale, maggiore è l'angolo di incidenza, maggiore sarà l'effetto di deviazione o riflessione dell'onda.

Un'onda elettromagnetica che incide su una superficie di separazione tra due mezzi trasparenti si suddivide, dunque, in due raggi, uno riflesso e uno rifratto. Gli angoli di incidenza, riflessione e trasmissione (o rifrazione) sono indicati rispettivamente $\theta_i, \theta_r, \theta_t$. Le relazioni tra questi tre angoli sono definite proprio dalle leggi di Snell, che saranno ricavate considerando la propagazione dei fronti d'onda delle tre onde. L'onda incidente interseca l'interfaccia in O e O'; il fronte d'onda dell'onda incidente è $A_i O_e$ e i fronti d'onda delle onde riflesse e trasmesse sono $A_r O'$ e $A_t O'$.

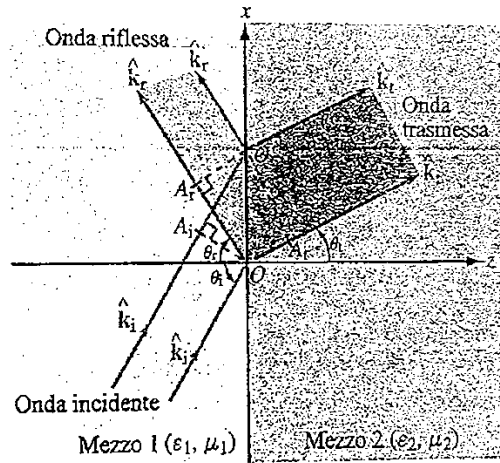


Figura 1.2.4

Le velocità di propagazione dell'onda incidente e riflessa nel mezzo 1 sono le stesse e sono pari a $u_{p1} = 1/\sqrt{\mu_1 \epsilon_1}$, l'onda trasmessa invece si propaga nel mezzo 2 con una velocità pari a $u_{p2} = 1/\sqrt{\mu_2 \epsilon_2}$. Il tempo impiegato dalle tre onde, incidente, riflessa e trasmessa per propagarsi è lo stesso, e dato che esso corrisponde al rapporto tra distanza percorsa e velocità di propagazione, è possibile scrivere tale relazione:

$$\frac{\overline{A_i O'}}{u_{p1}} = \frac{\overline{O A_r}}{u_{p1}} = \frac{\overline{O A_t}}{u_{p2}} \quad (1.42)$$

Dalle relazioni geometriche fra i tre triangoli rettangoli si ha dunque che:

$$\overline{A_i O'} = \overline{O O'} \sin \theta_i \quad (1.43)$$

$$\overline{O A_r} = \overline{O O'} \sin \theta_r \quad (1.44)$$

$$\overline{O A_t} = \overline{O O'} \sin \theta_t \quad (1.45)$$

Inserendo queste espressioni nella (1.42) si ottiene:

$$\theta_i = \theta_r \quad \text{legge della riflessione di Snell} \quad (1.46)$$

$$\frac{\sin \theta_t}{\sin \theta_i} = \frac{u_{p2}}{u_{p1}} = \sqrt{\frac{\mu_1 \epsilon_1}{\mu_2 \epsilon_2}} \quad \text{legge della rifrazione di Snell} \quad (1.47)$$

1.2.2.3 Incidenza obliqua

Come abbiamo visto precedentemente nel caso di incidenza normale il coefficiente di riflessione e il coefficiente di trasmissione sono indipendenti dalla polarizzazione dell'onda incidente, ciò non accade nel caso in cui l'onda si propaga a un angolo $\theta_i \neq 0$ rispetto alla normale del piano d'interfaccia.

Un'onda con polarizzazione arbitraria può essere rappresentata come la sovrapposizione di due onde con polarizzazioni lineari ortogonali, una con il campo elettrico parallelo al piano d'incidenza (*polarizzazione parallela*), l'altra con il campo elettrico perpendicolare al piano di incidenza (*polarizzazione perpendicolare*). Queste due configurazioni di polarizzazione sono illustrate nella figura

1.2.5 nella quale il piano di incidenza coincide con il piano xz. Dunque, nel caso di polarizzazione arbitraria è preferibile decomporre l'onda incidente in una componente a polarizzazione perpendicolare e una componente a polarizzazione parallela. Dopodiché una volta ricavate le onde riflesse dovute alle due componenti incidenti, queste si possono sommare per ottenere l'onda riflessa corrispondente all'onda incidente originale. Per ricavare l'onda trasversale si mette in atto un procedimento analogo.

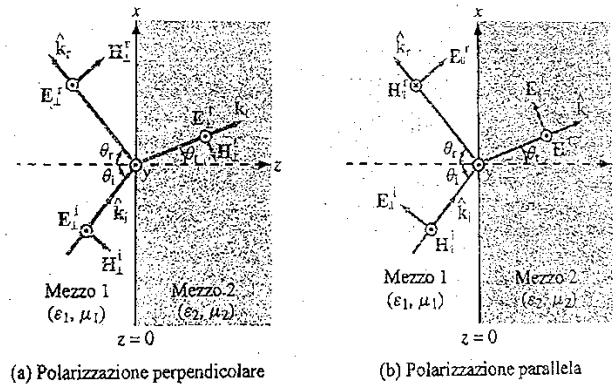


Figura 1.2.5

Polarizzazione parallela

Nel caso di polarizzazione parallela i campi elettrici giacciono nel piano di incidenza e i campi magnetici associati sono a esso perpendicolari.

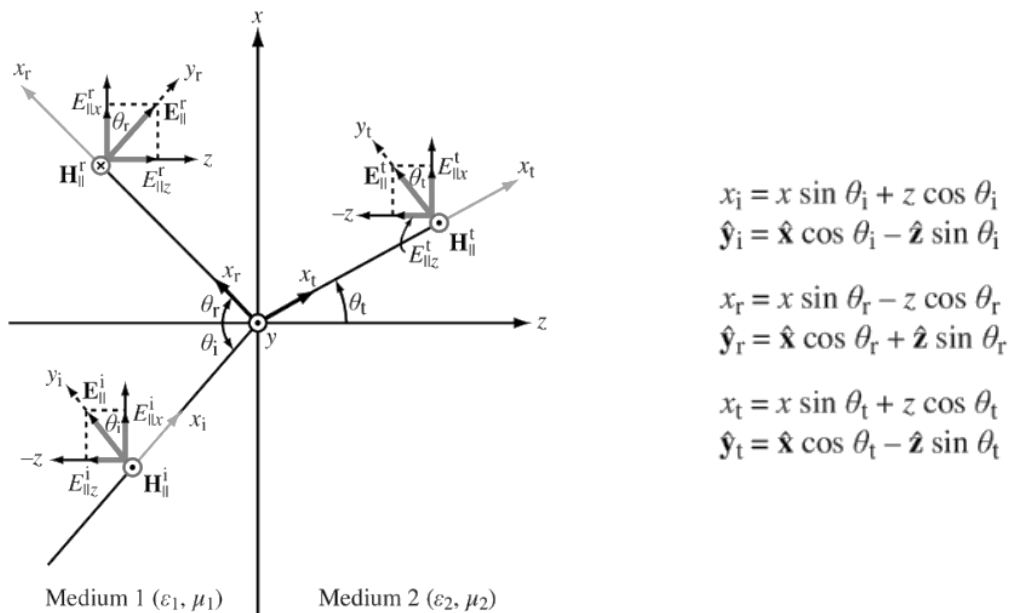


Figura 1.2.6

Onda incidente:

$$\mathbf{E}_{||}^i = \mathbf{y}_i E_{||0}^i e^{-jk_1 x_i} = (\mathbf{x} \cos \theta_i - \mathbf{z} \sin \theta_i) E_{||0}^i e^{-jk_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (1.48)$$

$$\mathbf{H}_{||}^i = \mathbf{y} \frac{E_{||0}^i}{\eta_1} e^{-jk_1 x_i} = \mathbf{y} \frac{E_{||0}^i}{\eta_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (1.49)$$

Onda riflessa:

$$\mathbf{E}_{||}^r = \mathbf{y}_r E_{||0}^r e^{-jk_1 x_r} = (\mathbf{x} \cos \theta_r - \mathbf{z} \sin \theta_r) E_{||0}^r e^{-jk_1(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (1.50)$$

$$\mathbf{H}_{||}^r = \mathbf{y} \frac{E_{||0}^r}{\eta_1} e^{-jk_1 x_r} = \mathbf{y} \frac{E_{||0}^r}{\eta_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (1.51)$$

Onda trasmessa:

$$\mathbf{E}_{||}^t = \mathbf{y}_t E_{||0}^t e^{-jk_2 x_t} = (\mathbf{x} \cos \theta_t - \mathbf{z} \sin \theta_t) E_{||0}^t e^{-jk_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (1.52)$$

$$\mathbf{H}_{||}^t = \mathbf{y} \frac{E_{||0}^t}{\eta_2} e^{-jk_2 x_t} = \mathbf{y} \frac{E_{||0}^t}{\eta_2} e^{-jk_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (1.53)$$

Coefficiente di riflessione:

$$\Gamma_{||} = \frac{E_{||0}^r}{E_{||0}^i} = \frac{\eta_2 \cos \theta_t - \eta_1 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_t + \eta_1 \cos \theta_i} \quad (1.54)$$

Coefficiente di trasmissione:

$$\tau_{||} = \frac{E_{||0}^t}{E_{||0}^i} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_t + \eta_1 \cos \theta_i} \quad (1.55)$$

Polarizzazione perpendicolare

Nel caso di incidenza perpendicolare il fasore del campo elettrico incidente punta in direzione \mathbf{y} e il fasore campo magnetico associato è rivolto lungo l'asse \mathbf{y}_i .

Onda incidente:

$$\mathbf{E}_{\perp}^i = \mathbf{y} E_{\perp 0}^i e^{-jk_1 x_i} = \mathbf{y} E_{\perp 0}^i e^{-jk_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (1.56)$$

$$\mathbf{H}_{\perp}^i = (-\mathbf{x} \cos \theta_i + \mathbf{z} \sin \theta_i) \times \frac{E_{\perp 0}^i}{\eta_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (1.57)$$

Onda riflessa:

$$\mathbf{E}_{\perp}^r = \mathbf{y} E_{\perp 0}^r e^{-jk_1 x_r} = \mathbf{y} E_{\perp 0}^r e^{-jk_1(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (1.58)$$

$$\mathbf{H}_{\perp}^r = \mathbf{y}_r \frac{E_{\perp 0}^r}{\eta_1} e^{-jk_1 x_r} (\mathbf{x} \cos \theta_i + \mathbf{z} \sin \theta_i) \times \frac{E_{\perp 0}^r}{\eta_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)} \quad (1.59)$$

Onda trasmessa:

$$\mathbf{E}_{\perp}^t = \mathbf{y} E_{\perp 0}^t e^{-jk_2 x_t} = \mathbf{y} E_{\perp 0}^t e^{-jk_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (1.60)$$

$$\mathbf{H}_{\perp}^t = \mathbf{y}_t \frac{E_{\perp 0}^t}{\eta_2} e^{-jk_2 x_t} (-x \cos \theta_t + z \sin \theta_t) \times \frac{E_{\perp 0}^t}{\eta_2} e^{-jk_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (1.61)$$

Coefficiente di riflessione:

$$\Gamma_{\perp} = \frac{E_{\perp 0}^r}{E_{\perp 0}^i} = \frac{\eta_2 \cos \theta_i - \eta_1 \cos \theta_t}{\eta_2 \cos \theta_i + \eta_1 \cos \theta_t} \quad (1.62)$$

Coefficiente di trasmissione:

$$\tau_{\perp} = \frac{E_{\perp 0}^t}{E_{\perp 0}^i} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_i + \eta_1 \cos \theta_t} \quad (1.63)$$

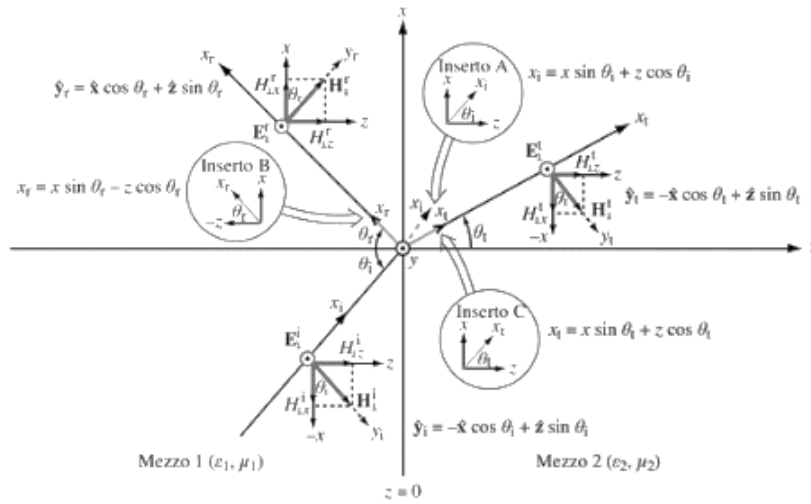


Figura 1.2.7

2. SCHERMI ELETTROMAGNETICI

2.1 Introduzione

Uno schermo elettromagnetico è una barriera alla trasmissione dei campi elettromagnetici, proprio per tale motivo si interpone tra un campo elettromagnetico, prodotto da una determinata sorgente e una zona dello spazio in cui si vuole impedire o limitare la sua azione. Si è soliti riferirsi ad uno schermo come ad un involucro che racchiude completamente un apparato elettronico o anche solo una sua parte. Se all'interno dello schermo viene posizionato un apparato elettronico si può impedire che esso venga colpito da interferenze radiate, allo stesso modo se l'apparato elettronico è posizionato esternamente allo schermo, si può evitare che il dispositivo preso in esame emetta dei disturbi danneggiando altri apparati. L'inserimento di uno schermo, però, non risulta sempre così facile; infatti, per avere l'efficacia ideale è necessario che il dispositivo elettronico, sia totalmente racchiuso al suo interno ed inoltre lo schermo non deve presentare vie d'accesso esterne come fori, aperture o cavi.

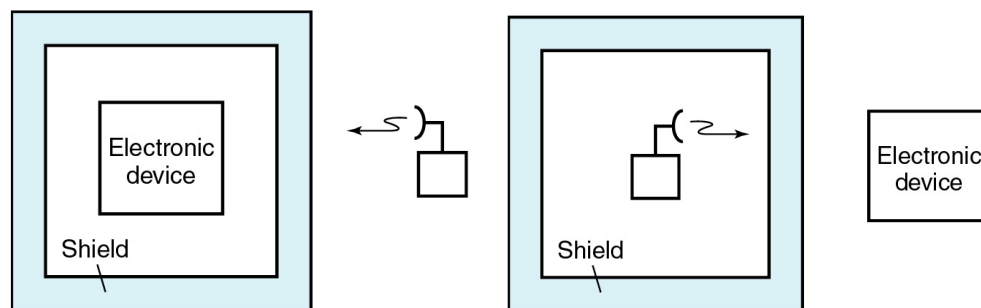


Figura 2.1.1

Realizzato solitamente con materiali metallici, lo schermo, ha uno spessore che varia tra 2 mm e 5 mm. Gli schermi si differenziano sulla base della tipologia di sorgente che devono schermare, con particolare riferimento alla frequenza dello spettro elettromagnetico generato dalla sorgente. Si distinguono in schermi a bassa frequenza (da 0 fino a 100kHz) e schermi ad alta frequenza (oltre i 100 kHz). I campi magnetici in bassa frequenza sono generati da correnti elettriche. Le principali sorgenti sono i sistemi elettrici per la generazione, il trasporto, la distribuzione e l'utilizzo dell'energia elettrica.

A bassa frequenza il campo elettrico e quello magnetico possono essere considerati come l'uno indipendente dall'altro; dunque, in questo caso le prestazioni dello schermo vengono determinate attraverso l'efficacia di schermatura, un parametro che vedremo successivamente e che ci permette di verificare la bontà di uno schermo. A frequenze elevate, invece, campo magnetico ed elettrico vanno considerati come due cose distinte; pertanto, l'efficacia di schermatura viene definita in termini di flusso di potenza.

A seconda delle situazioni che si presentano è preferibile utilizzare una tipologia di schermo piuttosto che un'altra. Le tipologie disponibili sono essenzialmente due ed esse differiscono in base al tipo di metallo utilizzato: materiali ad elevata conducibilità elettrica (es. il rame o l'alluminio) o materiale ferromagnetici (es. leghe ferro-silicio) caratterizzati da un'elevata permeabilità magnetica.

Nel primo caso il principio di funzionamento si basa sulla legge dell'induzione elettromagnetica (legge di Faraday) che ci mostra come un campo magnetico (induttore) variabile è in grado di indurre all'interno di un corpo conduttore delle correnti indotte che a loro volta generano un campo magnetico

che si contrappone al campo induttore, riducendolo. Questa tipologia di schermi è adatta in particolare per schermare campi magnetici ortogonali alla superficie.

Invece, nel caso dei materiali ferromagnetici l'idea di base consiste nel deviare le linee di campo magnetico mediante l'interposizione, tra sorgente e area da proteggere, di un corpo appunto ferromagnetico. Questa tipologia di schermi è adatta in particolare per schermare campi magnetici tangenti alla superficie.

Un altro importante elemento che caratterizza le due tipologie di materiale è il loro comportamento in funzione della distanza dallo schermo. Nel caso di un materiale conduttivo l'efficienza di schermatura risulta essere limitata vicino allo schermo ma si mantiene abbastanza costante a elevate distanze. Nel caso di materiale ferromagnetico si hanno al contrario elevate prestazioni vicino allo schermo ma poi queste decrescono rapidamente una volta che ci si allontana da esso.

2.2 Efficacia di schermatura

Per valutare numericamente la validità di uno schermo si introduce l'efficacia di schermatura (Shielding Effectiveness) definita come il rapporto tra l'ampiezza del campo elettrico che si avrebbe in assenza dello schermo e l'ampiezza del campo elettrico che viene trasmesso attraverso lo schermo. Un'analogia definizione potrebbe essere data per i corrispondenti campi magnetici.

Quando si deve risolvere un problema di suscettibilità radiata si può pensare di racchiudere l'apparato elettronico dentro un involucro metallico; in questo modo si può schematizzare il problema considerando tre regioni (Figura 2.2.1), separate dalle due interfacce dello schermo. Nella regione 1 (aria) sarà presente un campo incidente che in parte viene riflesso dalla presenza dello schermo metallico, che sarà caratterizzato da ϵ , μ , σ . Nella regione 2 saranno presenti un campo incidente e uno riflesso, mentre nella regione 3 (aria) sarà presente solo l'onda diretta. Dato che il campo si avrebbe in assenza dello schermo coincide con il campo incidente; quindi, si può definire "efficacia di schermatura" SE il rapporto:

$$SE_{dB} = 20 \log_{10} \frac{|E^i|}{|E^t|} \quad (2.1)$$

Analogamente, per il campo magnetico:

$$SE_{dB} = 20 \log_{10} \frac{|H^i|}{|H^t|} \quad (2.2)$$

Se il campo incidente è un'onda piana e il mezzo è lo stesso a destra e a sinistra dello schermo allora le due definizioni coincidono, altrimenti no.

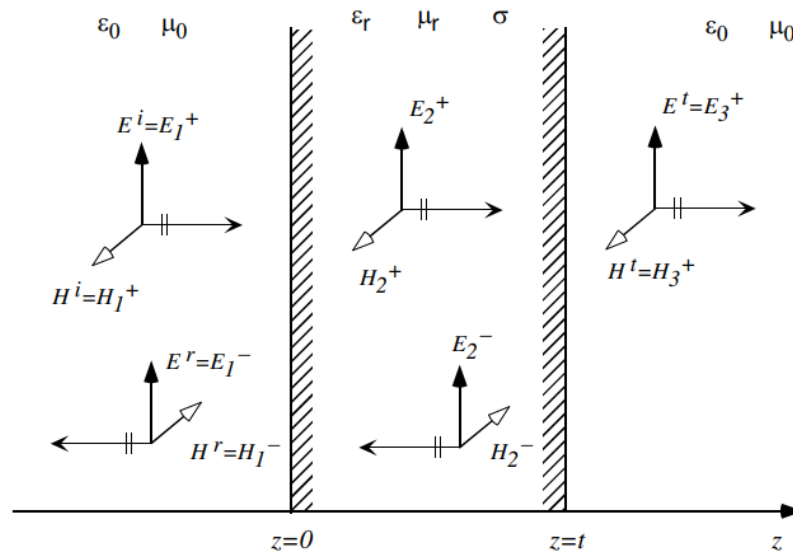


Figura 2.2.1

Il valore numerico dell'efficacia di schermatura è influenzato da tre fattori:

1. La *riflessione* che il campo incidente subisce colpendo la superficie di sinistra. Essa si presenta alla prima discontinuità aria-metallo.
2. L'*attenuazione* del campo che è penetrato all'interno dello schermo. Essa dipende dalle caratteristiche elettromagnetiche del materiale degli schermi, difatti è dovuto all'assorbimento del metallo
3. La successione di *riflessioni multiple* all'interno dello schermo stesso che ha come effetto finale un aumento del campo a destra dell'interfaccia.

In formule:

$$SE_{dB} = R_{dB} + A_{dB} + M_{dB} \quad (2.3)$$

con R_{dB} perdita dovuta alla riflessione, A_{dB} perdita per attenuazione e M_{dB} contributo dato dalle riflessioni multiple che diminuisce l'efficienza di schermatura.

Se si suppone che la sorgente di campo sia posta ad una distanza tale per cui i fronti dell'onda emessa possono esser considerati come quelli di un'onda piana (che supponiamo si propaghi lungo z), possiamo esaminare il comportamento dei campi con le formule ricavate nella sezione 1.2.1.2.

Considerando la condizione rappresentata nella Figura 2.2.1 i campi nei tre mezzi sono i seguenti:

- mezzo 1 (aria):

$$\mathbf{E}_1(z) = E_1^+ e^{-jk_0 z} \mathbf{x} + E_1^- e^{jk_0 z} \mathbf{x} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{H}_1(z) = \frac{E_1^+}{\eta_0} e^{-jk_0 z} \mathbf{y} - \frac{E_1^-}{\eta_0} e^{jk_0 z} \mathbf{y} \quad (2.5)$$

- mezzo 2 (metallo di spessore t):

$$\mathbf{E}_2(z) = E_2^+ e^{-j\gamma_2 z} \mathbf{x} + E_2^- e^{j\gamma_2 z} \mathbf{x} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{H}_2(z) = \frac{E_2^+}{\eta_2} e^{-j\gamma_2 z} \mathbf{y} - \frac{E_2^-}{\eta_2} e^{j\gamma_2 z} \mathbf{y} \quad (2.7)$$

- mezzo 3 (aria):

$$\mathbf{E}_3(z) = E_3^+ e^{-jk_0 z} \mathbf{x} \quad (2.8)$$

$$\mathbf{H}_3(z) = \frac{E_3^+}{\eta_0} e^{-jk_0 z} \mathbf{y} \quad (2.9)$$

Per le condizioni al contorno dei campi applicate alle due interfacce, posizionate rispettivamente in $z=0$ e $z=t$, si ha:

- $E_1(0) = E_2(0)$ che implica:

$$E_1^+ + E_1^- = E_2^+ + E_2^- \quad (2.10)$$

- $H_1(0) = H_2(0)$ che implica:

$$\frac{E_1^+}{\eta_0} - \frac{E_1^-}{\eta_0} = \frac{E_2^+}{\eta_0} - \frac{E_2^-}{\eta_0} \quad (2.11)$$

- $E_2(t) = E_3(t)$ che implica:

$$E_2^+ e^{-j\gamma_2 z} + E_2^- e^{-j\gamma_2 z} = E_3^+ e^{-jk_0 z} \quad (2.12)$$

- $H_2(t) = H_3(t)$ che implica:

$$\frac{E_2^+}{\eta_2} e^{-j\gamma_2 t} - \frac{E_2^-}{\eta_2} e^{j\gamma_2 t} = \frac{E_3^+}{\eta_0} e^{-jk_0 t} \quad (2.13)$$

Allora, rifacendosi alla formula, il rapporto tra il campo elettrico incidente sullo schermo e quello trasmesso oltre esso vale:

$$\frac{E^i}{E^t} = \frac{E_1^+}{E_3^+} = \frac{(\eta_0 + \eta_2)^2}{4\eta_0\eta_2} \left[1 - \left(\frac{\eta_0 - \eta_2}{\eta_0 + \eta_2} \right)^2 e^{-2t/\delta} e^{-j2t/\delta} \right] e^{t/\delta} e^{jt/\delta} e^{-jk_0 t} \quad (2.14)$$

Quindi la SE in dB diventa:

$$SE_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{(\eta_0 + \eta_2)^2}{4\eta_0\eta_2} \right| \right) + 20 \log_{10} \left(\left| 1 - \left(\frac{\eta_0 - \eta_2}{\eta_0 + \eta_2} \right)^2 e^{-2t/\delta} e^{-j2t/\delta} \right| \right) + 20 \log_{10} \left(|e^{t/\delta} e^{jt/\delta} e^{-jk_0 t}| \right) \quad (2.15)$$

Da tale equazione possiamo individuare i tre fattori:

- Riflessione: $R_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{(\eta_0 + \eta_2)^2}{4\eta_0\eta_2} \right| \right) \quad (2.16)$

- Assorbimento: $A_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| e^{\frac{t}{\delta}} e^{\frac{jt}{\delta}} e^{-jk_0 t} \right| \right) \quad (2.17)$

- Riflessioni multiple: $M_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| 1 - \left(\frac{\eta_0 - \eta_2}{\eta_0 + \eta_2} \right)^2 e^{-\frac{2t}{\delta}} e^{-\frac{j2t}{\delta}} \right| \right) \quad (2.18)$

I primi due termini sono sempre molto maggiori di 1, di conseguenza danno un contributo positivo all'efficacia di schermatura, al contrario il terzo è un termine sempre negativo quindi la va a ridurre.

È importante notare che se lo schermo è realizzato con un materiale che è un buon conduttore si ha che:

$$\eta_0 \gg \eta_2 \text{ e di conseguenza } \Gamma(t) = \frac{\eta_0 - \eta_2}{\eta_0 + \eta_2} \approx 1$$

Inoltre, si può assumere che $\tau \gg \delta$ (con δ profondità di penetrazione dell'onda elettromagnetica nel metallo) vale che:

$$|e^{-j\gamma_2 t}| = |e^{-(\alpha+j\beta)t}| = |e^{-t/\delta} e^{-jt/\delta}| \ll 1, \text{ allora si ha che:}$$

$$R_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{\eta_0}{4\eta_2} \right| \right) \quad (2.19)$$

$$A_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| e^{\frac{t}{\delta}} \right| \right) \quad (2.20)$$

$M_{dB} \approx 0$ il termine dovuto alle riflessioni multiple è trascurabile.

Le perdite per riflessione multiple sono secondarie poiché il rapporto tra lo spessore dello schermo t e lo spessore di penetrazione δ è trascurabile per il campo elettrico, mentre per il campo magnetico ciò non sarebbe accettabile. Infatti, il campo magnetico una volta penetrato nello schermo, continua ad essere riflesso al suo interno, e solo l'attenuazione ne riduce l'ampiezza.

2.2.1 Analisi in frequenza dell'efficacia di schermatura

Come visto nel precedente sotto-paragrafo, l'efficienza di schermatura può dirsi composta da soli due termini, quello di riflessione e quello di attenuazione:

$$SE_{dB} = R_{dB} + A_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{\eta_0}{4\eta_2} \right| \right) + 20 \log_{10} (|e^{t/\delta}|) \quad (2.21)$$

Ora cerchiamo di porre tale equazione in funzione della frequenza.

L'impedenza intrinseca di un materiale che sia un buon conduttore, ossia con conducibilità σ elevata, è data da:

$$\eta = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma+i\omega\varepsilon}} = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma}} \sqrt{\frac{1}{1+i\omega\varepsilon/\sigma}} \cong \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma}} \quad (2.22)$$

Con μ costante di permeabilità magnetica e ε permittività dielettrica.

Quindi è possibile riscrivere la perdita per riflessione come segue:

$$R_{dB} = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{\eta_0}{4\eta_2} \right| \right) = 20 \log_{10} \left(\frac{1}{4} \sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu_R\varepsilon_0}} \right) \quad (2.23)$$

Dove vengono usate la relazione $\mu = \mu_0\mu_R$ per la permeabilità magnetica assoluta che viene scomposta nelle sue due componenti, a vuoto e relativa; e la definizione $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ dell'impedenza intrinseca del vuoto.

Le perdite per assorbimento, invece, dipendono dalla profondità di penetrazione dell'onda elettromagnetica δ e, la conducibilità, prendendo come esempio uno schermo in rame ($\sigma_{Cu} = 5.8 \cdot 10^7 S/m$), risulta essere molto elevata, mentre la permeabilità magnetica relativa risulta essere circa uguale a 1 ($\mu_R \cong 1$). Queste osservazioni ci permettono di affermare che A_{dB} cresce come \sqrt{f} .

Riportando in grafico l'andamento dei due termini (Figura 2.2.2) si nota come in definitiva a bassa frequenza prevalgano le perdite per riflessione, mentre ad alta frequenza prevalgano quelle per assorbimento.

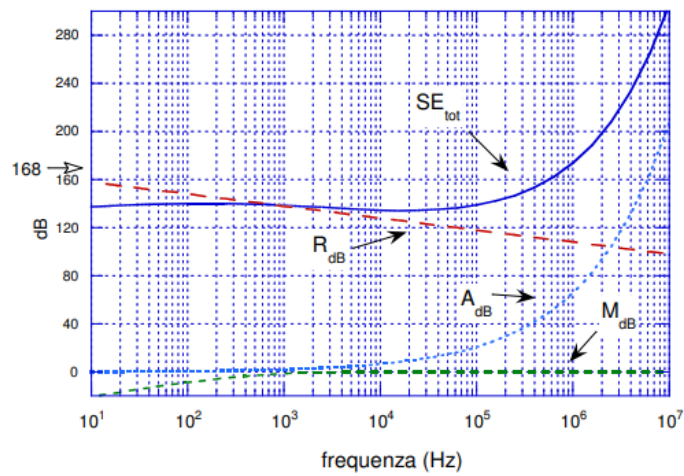


Figura 2.2.2

Nella Figura 2.2.3 sotto riportata si può vedere l'andamento della SE per uno schermo di acciaio sempre di spessore $t=0.5$ mm. Il termine di riflessione adesso è importante solo fino a 20 kHz. Questo indica che le perdite per riflessione sono importanti a bassa frequenza sia per materiali ferrosi che non ferrosi. Ad alta frequenza i materiali ferrosi presentano una perdita per assorbimento maggiore e quindi una SE globalmente migliore.

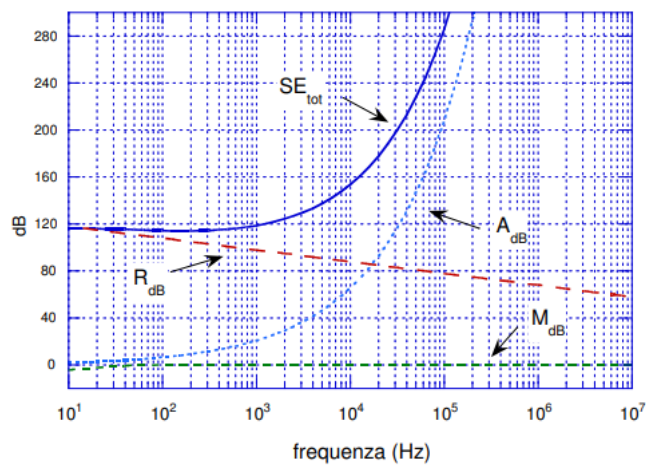


Figura 2.2.3

3. MATERIALI E METODI

3.1 Analisi di un vetro basso emissivo

In questo capitolo si andranno ad esaminare i vetri isolanti ad alta efficienza energetica dell'azienda AGC, che vengono utilizzati per la protezione di ambienti civili. Per essi, dopo una generica analisi iniziale, è stato creato un modello per poter andare ad analizzare il comportamento delle onde elettromagnetiche al loro interno e conseguentemente ricavarne dati necessari per poter calcolare l'efficacia di schermatura. Questo modello è stato poi convertito in un codice Python grazie al quale è stato possibile mettere in atto la simulazione.

3.2 Descrizione del modello preso in esame

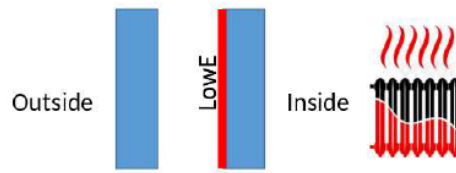
Secondo la Asahi Glass Company (AGC) Glass Europe, un'azienda specializzata nella produzione, lavorazione e commercio di vetri per l'edilizia, l'industria automobilistica e l'energia solare, in una casa circa il 25% del calore viene disperso attraverso i muri e addirittura fino al 40% attraverso le finestre.

Per contrastare questo fenomeno, la AGC ha ideato delle vetrate isolanti costituite da due o tre lastre di vetro separate da uno spazio riempito di aria o gas, che permettono di mantenere il calore all'interno dell'abitazione, garantendo così un risparmio energetico notevole. Inoltre, nei giorni più caldi bloccano il calore solare proveniente dall'esterno offrendo in questo modo alti livelli di confort per tutte le stagioni. Oltre ad un'elevata efficienza energetica per le vetrate, l'azienda cerca di essere al passo con i cambiamenti, essendo le città sempre più smart e green. La crescita di città intelligenti richiede una connettività avanzata. A questo scopo è stata sviluppata una nuova tecnologia da applicare ai vetri, Wavethru che offre una miglior connettività urbana all'esterno e all'interno degli edifici.

Per ottenere queste proprietà, il vetro ad alta efficienza energetica contiene un rivestimento termico trasparente costituito da strati di ossido di metallo che, ad esempio, riduce drasticamente il trasferimento di calore e riflette il calore all'interno nella stanza. Il rivestimento non è visibile ed è trasparente alle bande elettromagnetiche visibili ma è in grado di controllare le onde infrarosse che entrano o escono da una stanza. Per il rivestimento è possibile distinguere due tipologie:

- Rivestimenti basso-emissivi (Low-E): progettati per mantenere il calore all'interno dell'edificio, solitamente sono posti sul lato interno della vetrocamera sul vetro orientato verso l'edificio. Esso è consigliato anche per le finestre rivolte a nord o est, dove è prevista una percentuale maggiore di perdita di calore. I rivestimenti Low-E sono utilizzati principalmente in ambito residenziale e preferibilmente nei paesi freddi.
- Rivestimenti a controllo solare: progettati per mantenere gli edifici più freschi e ridurre il consumo energetico legato al condizionamento dell'aria, nel caso di una doppia unità di vetro (DGU) questi rivestimenti sono posizionati solitamente sul lato interno del vetro esterno. Questi tipi di rivestimento sono utilizzati principalmente nell'edilizia commerciale e nei paesi caldi.

Low E - keep heat inside



Solar control -avoid overhear inside building

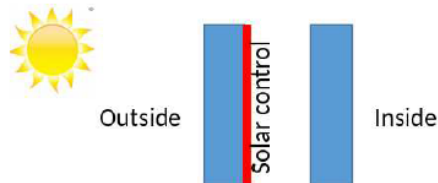


Figura 3.2.1

A causa degli standard energetici sempre più stringenti sono sempre più diffusi anche i vetri tripli, con quindi un doppio rivestimento metallico con differenti combinazioni tra quelli possibili descritti precedentemente. Il materiale della facciata o del tetto utilizzato oggi negli edifici ad alta efficienza energetica impedisce al sole di entrare negli edifici. La vetratura svolge anche un ruolo nel bloccare la penetrazione delle onde radio all'interno, perché è composta da un rivestimento a base di metallo per l'isolamento termico.

Facendo infatti il confronto (per mezzo di misurazioni) tra la situazione nella quale è assente un rivestimento in ossido di metallo e quella in cui esso è presente emergono lampanti differenze: nel primo caso un segnale che attraversa la vetrata viene attenuato di 3 dB (circa del 50%), mentre nel secondo l'attenuazione sale a 30 dB (quindi solo lo 0.1% entra all'interno dell'edificio).

In questo specifico caso sarà preso in considerazione il caso del doppio vetro con lo speciale rivestimento Wavethru applicato su una delle due lastre, con le seguenti caratteristiche:

- Struttura costituita da cinque strati di diverso materiale, che in ordine a partire da quello rivolto all'esterno dell'edificio sono: vetro, metallo, aria, vetro;
- rivestimento metallico in misto argento di spessore $t_m = 6 \cdot 10^{-6} \text{ mm}$ con conducibilità elettrica $\sigma = 61.73 \cdot 10^6 \text{ S/m}$, permittività dielettrica $\epsilon_r = 1$ e permeabilità magnetica $\mu_r = 1$;
- vetri con $\epsilon_r = 7$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0.001 \text{ S/m}$ e di spessore $t_{v1} = 6 \text{ mm}$ per il primo vetro e $t_{v2} = 4 \text{ mm}$ per il secondo;
- strato di aria spesso $t_{a2} = 15 \text{ mm}$ (per essa si considerano $\sigma = 0$, ϵ_0 e μ_0).

Infine, l'azienda sta lavorando per sviluppare un algoritmo in Python in grado di calcolare il valore del campo trasmesso in dB, mediante la variazione di determinati parametri costitutivi del multilayer. Ci sono valori che risultano fissi e invariabili come la permeabilità magnetica μ_0 ed elettrica nel vuoto ϵ_0 , oppure la banda di frequenza presa in considerazione per il calcolo del campo, che saranno utilizzati per determinare alcune caratteristiche fondamentali. Invece, altri parametri costitutivi come spessore della lastra, permeabilità elettrica ϵ , permeabilità magnetica μ e conducibilità elettrica σ

verranno fatti variare ad ogni esecuzione dell'algoritmo per il calcolo della SE così da analizzare sperimentalmente, anche attraverso l'uso di grafici, quanto questi parametri influenzino, tramite un loro aumento o diminuzione, la schermatura di un campo elettromagnetico passante il multilayer.

3.3 Modello per l'efficacia di schermatura

La vetrata può essere descritta come un multilayer caratterizzato da un primo strato di aria da cui parte il segnale, in seguito incide sulla lastra di vetro, sul rivestimento, sullo strato di aria interposto tra i due vetri, sulla seconda lastra di vetro e arriva sull'ultimo strato di aria da cui si ottiene il segnale trasmesso. Di seguito una schematizzazione del multilayer:

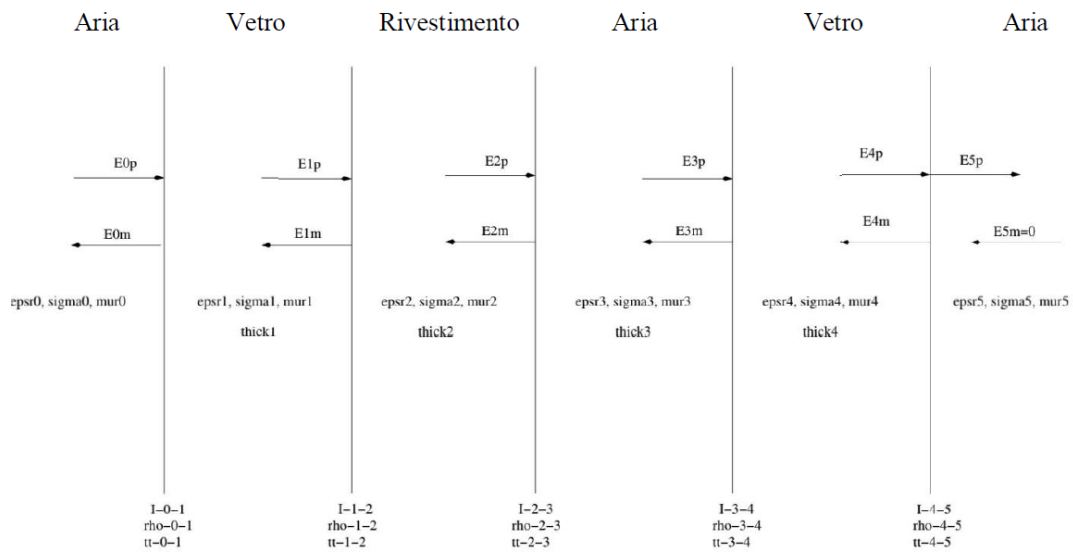


Figura 3.3.1

Indicando con E_i^+ l'ampiezza del campo elettrico dell'onda incidente sull'interfaccia tra il mezzo i-esimo ed il successivo e con E_i^- quella relativa all'onda riflessa da essa, nel complesso si ha che l'ampiezza del campo elettrico incidente sull'unità a doppio vetro corrisponde a E_0^+ mentre all'interno dell'edificio si trasmette E_5^+ . Quindi per calcolare l'efficacia di schermatura è sufficiente utilizzare la seguente formula:

$$SE_{dB} = 20 \log_{10} \left(\frac{|E_0^+|}{|E_5^+|} \right) \quad (3.1)$$

Occorre allora calcolare i valori di questi due campi e per fare ciò, una volta ricavati i valori del coefficiente di riflessione Γ e del coefficiente di trasmissione τ per ogni interfaccia, si va a calcolare il valore dell'ampiezza di tutti quelli presenti negli strati intermedi:

$$E_0^+ = \frac{1}{\tau_{01}} (E_1^+ e^{j\gamma_1 t_1} + \Gamma_{01} E_1^- e^{-j\gamma_1 t_1}) \quad E_0^- = \frac{1}{\tau_{01}} (\Gamma_{01} E_1^+ e^{j\gamma_1 t_1} + E_1^- e^{-j\gamma_1 t_1}) \quad (3.2)$$

$$E_1^+ = \frac{1}{\tau_{12}} (E_2^+ e^{j\gamma_2 t_2} + \Gamma_{12} E_2^- e^{-j\gamma_2 t_2}) \quad E_1^- = \frac{1}{\tau_{12}} (\Gamma_{12} E_2^+ e^{j\gamma_2 t_2} + E_2^- e^{-j\gamma_2 t_2}) \quad (3.3)$$

$$E_2^+ = \frac{1}{\tau_{23}} (E_3^+ e^{j\gamma_3 t_3} + \Gamma_{23} E_3^- e^{-j\gamma_3 t_3}) \quad E_2^- = \frac{1}{\tau_{23}} (\Gamma_{23} E_3^+ e^{j\gamma_3 t_3} + E_3^- e^{-j\gamma_3 t_3}) \quad (3.4)$$

$$E_3^+ = \frac{1}{\tau_{34}} (E_4^+ e^{j\gamma_4 t_4} + \Gamma_{34} E_4^- e^{-j\gamma_4 t_4}) \quad E_3^- = \frac{1}{\tau_{34}} (\Gamma_{34} E_4^+ e^{j\gamma_4 t_4} + E_4^- e^{-j\gamma_4 t_4}) \quad (3.5)$$

$$E_4^+ = \frac{1}{\tau_{45}} E_5^+ e^{j\gamma_5 t_5} \quad E_4^- = \frac{1}{\tau_{45}} \Gamma_{45} E_5^+ e^{j\gamma_5 t_5} \quad (3.6)$$

Per quanto riguarda il campo nell'ultimo strato (aria 3, con pedice 5) assumiamo $E_5^+ = \frac{1V}{m}$. A partire da quest'ultimo valore, applicando le formule in ordine decrescente dalla (2.6) alla (2.2) si ricava l'ampiezza del campo incidente sulla DGU (E_0^+).

Volendo riassumere il tutto in un'unica relazione si ottiene: $E_0^+ = \frac{1}{\tau_{45}\tau_{34}\tau_{23}\tau_{12}\tau_{01}} E_5^+$

4. ALGORITMO PER LA MISURAZIONE DELLA SE

4.1 Python

Python è un linguaggio di programmazione moderno, dalla sintassi semplice e potente che ne facilita l'apprendimento. Gli ambiti di applicazione di questo linguaggio sono svariati: sviluppo di siti o applicazioni Web e desktop, realizzazione di interfacce grafiche, amministrazione di sistema, calcolo scientifico e numerico, database, giochi, grafica 3D, eccetera.

Rilasciato per la prima volta nel 1991 da suo creatore Guido Van Rossum, programmatore olandese attualmente operativo in Dropbox. Il suo nome deriva dalla commedia *Monty Python's Flying Circus* dei celebri Monty Python, in onda sulla BBC nel corso degli anni 70. Attualmente, lo sviluppo di Python (grazie e soprattutto all'enorme e dinamica comunità internazionale di sviluppatori) viene gestito dall'organizzazione no-profit Python Software Foundation.

Python rientra nella categoria dei linguaggi orientati ad oggetti, che supporta pienamente la programmazione strutturata, permette di definire oggetti software in grado di interagire tra loro attraverso un dialogo rappresentato dalle istruzioni del programmatore.

Oltre ad essere un linguaggio semplice da usare e imparare grazie ai suoi costrutti chiari e non ambigui, i blocchi logici vengono costruiti semplicemente allineando le righe allo stesso modo, incrementando la leggibilità e l'uniformità del codice anche se vi lavorano diversi autori. È un linguaggio pseudocompilato, ovvero vi è un interprete che si occupa di analizzare il codice sorgente e se sintatticamente corretto di eseguirlo. L'essere pseudointerpretato rende Python un linguaggio portabile, dunque una volta scritto un sorgente, esso può essere interpretato ed eseguito sulla gran parte delle piattaforme attualmente utilizzate, siano esse di casa Apple (Mac) che PC (Microsoft Windows e GNU/Linux). Semplicemente, basta la presenza della versione corretta dell'interprete.

Infine, Python è free software: è completamente gratuito e inoltre può essere liberamente modificato e così ridistribuito, secondo le regole di una licenza pienamente open-source.

Queste caratteristiche hanno fatto di Python il protagonista di un'enorme diffusione in tutto il mondo, e anche in Italia, negli ultimi anni. Questo perché garantisce lo sviluppo rapido (e divertente) di applicazioni di qualsiasi complessità in tutti i contesti: dal desktop al web, passando dallo sviluppo di videogiochi e dallo scripting di sistema.

4.2 Analisi in Python della SE

In questa parte della tesi viene presentato il codice Python che è stato sviluppato per calcolare l'efficacia di schermatura dell'unità a doppio vetro descritta e modellata nella sezione 3.1, nel caso in cui su di essa incida un'onda elettromagnetica normale o obliqua rispetto alla superficie.

Il tutto è stato svolto sulla base di un precedente studio teorico e attraverso la consultazione di un preesistente codice in linguaggio C, sviluppato da Laura Marinaro e poi perfezionato da Tomasz De Clerico, con una funzione simile a quella utilizzata.

L'algoritmo, denominato SE.ipynb in più celle di debug, a partire dall'importazione delle librerie, passando per la definizione delle funzioni usate fino ad arrivare al programma principale (main) che, richiamando le funzioni, mette in atto la simulazione fornendo i vari grafici che descrivono l'andamento della SE della DGU.

Di seguito troviamo delle sotto parti in cui si possono trovare le spiegazioni riferite ad ogni parte dell'algoritmo.

Si fa notare che è stata descritta una versione nella quale, una volta fissati i valori dei parametri di ogni strato della vetrata, viene ricavato un grafico dell'efficacia di schermatura sia di onde a incidenza normale (Figura 5.1.1) sia di onde a incidenza obliqua (Figure 5.1.2 e 5.1.3) per un determinato intervallo di frequenze. Gli altri grafici presenti nel prossimo capitolo sono frutto di piccole modifiche apportate al main del codice (che saranno poi rese note) ed hanno lo scopo di arricchire la simulazione con qualche casistica particolare.

Dopo aver fatto il download del programma dal sito ufficiale www.python.org durante l'installazione abbiamo fatto in modo di integrarlo nel sistema operativo del nostro pc.

Una volta fatto ciò aprendo il prompt dei comandi e inserendo il comando 'pip install jupyterlab' abbiamo installato JupyterLab, un ambiente di sviluppo interattivo basato sul web che consente di sperimentare rapidamente i dati, fornendo una piattaforma per condividere codice, osservazioni e visualizzazioni in tempo reale. Fatto ciò inserendo nel prompt il comando 'jupyter-lab' abbiamo lanciato la piattaforma.

Prima di iniziare a scrivere il programma è stato necessario scaricare alcune librerie utili per la realizzazione del codice. La loro installazione è stata effettuata, come con Jupyter, dando dei comandi al prompt. Le librerie installate sono state: NumPy, SciPy e Matplotlib.

NumPy è stata installata tramite il comando 'pip install numpy'. Si tratta di una libreria open source che supporta grandi matrici, array multidimensionali e un'ampia collezione di funzioni matematiche di alto livello per poter operare su strutture dati.

SciPy è stata installata tramite il comando 'python -m pip install scipy'. Anche in questo caso si tratta di una libreria open source che comprende algoritmi e strumenti matematici, contiene moduli per l'ottimizzazione, per l'algebra lineare, l'integrazione, funzioni speciali, FFT, elaborazione di segnali ed immagini, solver ODE e altri strumenti comuni nelle scienze e nell'ingegneria.

Matplotlib è stata installata tramite il comando 'pip install matplotlib'. È una libreria per la creazione di grafici.

Una volta installate le varie librerie abbiamo iniziato a scrivere il codice.

4.2.1 Importazione delle librerie e dichiarazione delle costanti fisiche

La prima parte di codice è caratterizzata dall'importazione delle librerie precedentemente installate. L'importazione è composta dal comando 'import' seguito da 'nome della libreria' as 'nome shortcut', facendo così ogni volta che si vuole utilizzare una variabile o una funzione contenuta in una delle librerie importate basterà inserire 'nome shortcut'. 'nome funzione/variabile'.

In figura 4.2.1 si può vedere quanto appena descritto:

```
import scipy.constants as scp
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
```

Figura 4.2.1

Il loro utilizzo viene riportato in figura 4.2.3 dove attraverso la libreria SciPy andiamo a definire le variabili pigreco (π), permittività dielettrica nel vuoto (ϵ_0), permeabilità magnetica nel vuoto (μ_0) e velocità della luce (c).

```
pi=scp.pi
eps0=scp.epsilon_0
mu0=scp.mu_0
c=scp.c
```

Figura 4.2.2

4.2.2 Funzione per il calcolo dei parametri dell'unità a doppio vetro

Prima di andare a descrivere la funzione nello specifico riportiamo la strutturazione generale delle funzioni in Python:

```
def "nome funzione" (variabili passate)
```

```
...
```

```
return "nomi variabili da ritornare".
```

Per analizzare l'unità a doppio vetro presa in esame andiamo ad utilizzare la funzione *materiale*, attraverso la quale sarà necessario andare a ricavare tutti i parametri elettromagnetici che la caratterizzano, ovvero la costante di propagazione complessa e l'impedenza acustica (gamma ed eta del codice). Per fare ciò la funzione prende in ingresso la variabile *strato*, una struttura definita nel main, che per ogni strati contiene cinque campi di valori: nome del materiale, permittività dielettrica relativa, permeabilità magnetica relativa, conducibilità elettrica e spessore dello strato.

All'interno della funzione *materiale* si svolgono nell'ordine le seguenti operazioni:

1. assegnazione dei parametri di strato a delle variabili locali;

2. calcolo della pulsazione omega a partire da *freq* (variabile globale definita nel main che costituisce un determinato intervallo di frequenze);
3. *espr2*, parte immaginaria della permittività elettrica relativa complessa nel mezzo;
4. calcolo del termine $tg d2 = \frac{espr2^2}{\epsilon_0^2} = \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2$;
5. si calcolano parte reale (alfa) e immaginaria (beta) della costante di propagazione;
6. infine, calcolo i valori finali, gamma ed eta, che sono i valori che la funzione mi richiama alla fine come ritorno.

```
def materiale (strato):
    epsr=strato[1]
    mur=strato[2]
    sigma=strato[3]
    omega=2*scp.pi*freq
    epsr2=sigma/(omega*scp.epsilon_0)
    tgd2=(epsr2**2)/(epsr**2)
    alfa=omega * np.sqrt (mur * scp.mu_0 * epsr * scp.epsilon_0 * 0.5 * (np.sqrt (1 + tgd2) - 1))
    beta=omega * np.sqrt (mur * scp.mu_0 * epsr * scp.epsilon_0 * 0.5 * (np.sqrt (1 + tgd2) + 1))
    gamma=alfa + beta * 1j
    eta=np.sqrt (mur * scp.mu_0 / ((epsr - epsr2 * 1j) * scp.epsilon_0))
    return gamma, eta
```

Figura 4.2.3

4.2.3 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione

La funzione *interf* ha il compito di calcolare il coefficiente di riflessione (rho) e il coefficiente di trasmissione (tt) per l'interfaccia di ogni strato della vetrata (compresi quelli esterni di aria).

Tale funzione prende in ingresso le impedenze caratteristiche dei due strati, tra cui è interposta l'interfaccia (eta1 ed eta2), dopodiché al suo interno si vanno a calcolare rho e tt che vengono poi date come variabili di ritorno dalla funzione stessa.

Nel caso di incidenza normale la funzione *interf* risulta essere come riportata in figura 4.2.4

```
def interf (e1,e2):
    eta1=e1
    eta2=e2
    rho = (eta2-eta1)/(eta2+eta1)
    tt = 1 + rho
    return rho, tt
```

Figura 4.2.4

4.2.4 Funzione per il calcolo del campo elettrico dell'onda progressiva e regressiva in ogni strato

Come è stato esplicitato precedentemente nel paragrafo 3.3, per il calcolo della SE è necessario conoscere il campo elettrico in ognuno degli strati dell'unità a doppio vetro a partire dal suo valore noto dell'ultimo strato, proprio per questo motivo si è andati a realizzare una funzione che svolgesse questa funzione.

La funzione in questione è *campi*. Essa prende in ingresso i seguenti parametri: i coefficienti di riflessione e di trasmissione di una determinata interfaccia, costante di propagazione, spessore, campo elettrico trasmesso e campo elettrico riflesso. Tutti quanti si riferiscono al secondo dei due strati separati dall'interfaccia relativa ai primi due parametri sopra citati. Questi vengono definiti rispettivamente come: rho, tt, gamma, thick, e_p ed e_m.

Per prima cosa quello che andiamo a fare è assegnare ad ognuno di questi parametri delle variabili locali, dopodiché, sfruttando la funzione exp contenuta nella libreria NumPy, andiamo a calcolare due termini esponenziali (exp_piu ed exp_meno). Quest'ultimi sono necessari per il successivo passaggio, ovvero per il calcolo del campo elettrico, prima trasmesso e poi riflesso, nel primo dei due strati presi in considerazione. Questi ultimi due valori citati, e_piu ed e_meno, saranno poi ciò che la funzione ci darà come ritorno.

```
def campi (gamma, thick, rho, tt, e_p, e_m):
    gamma=gamma
    thick=thick
    e_p=e_p
    e_m=e_m
    rho=rho
    tt=tt
    exp_piu = np.exp (gamma * thick)
    exp_meno = np.exp (- gamma * thick)
    e_piu = (exp_piu * e_p + rho * exp_meno * e_m) / tt
    e_meno = (rho * exp_piu * e_p + exp_meno * e_m) / tt
    return e_piu, e_meno
```

Figura 4.2.5

4.2.5 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura della struttura multistrato

La funzione *SE* è la funzione più importante di tutto il programma, in quanto essa ci permette di calcolare proprio quello che è l'obiettivo stesso dell'elaborato, ovvero l'efficacia di schermatura dell'unità a doppio vetro in seguito al passaggio di un unico parametro: la frequenza dell'onda incidente sul primo strato (freq).

Per svolgere il proprio compito SE necessita di una serie di iterazioni che le permettono, richiamando al loro interno alcune delle funzioni descritte precedentemente, di calcolare tutti i parametri occorrenti. Tali iterazioni sono state messe in atto tramite dei cicli for, che nel linguaggio Python vengono associati alla funzione range e che possono presentarsi con due sintassi differenti:

for nomevariabile in range (range)

for nomevariabile in range (start, stop, step) .

Nel primo caso si tratta di un ciclo for dove la presenza della funzione range ci permette di impostare un intervallo di esecuzione tanto ampio quanto il numero che le passiamo come parametro senza però includere in numero passato in sé. Dunque, una volta entrati dentro al ciclo, il codice relativo viene eseguito in loop fino a che non si arriva alla fine dell'intervallo imposto come range.

Nel secondo caso non viene passato solo un range che mi definisce la durata del ciclo ma bensì vengono passati tre parametri distinti start, stop e step, che rispettivamente rappresentano punto iniziale dell'intervallo, punto finale dell'intervallo e passo di avanzamento. Nel caso in cui il parametro step sia negativo il ciclo for viene svolto al contrario.

Dopo aver visto come funzionano i cicli for all'intero del linguaggio Python possiamo passare a vedere come questi vengono utilizzati all'interno della funzione SE.

La funzione SE (visibile in Figura 4.3.6) ha inizio proprio con un ciclo for che esegue un numero di iterazioni pari al numero degli strati della vetrata (nstrati) ed ha il compito di calcolare la costante di propagazione (gamma[i]) e l'impedenza caratteristica (eta[i]) per ognuno degli nstrati. A seguito di questo primo ciclo for ne troviamo subito un altro, in questo caso però il range varia e risulta essere pari al numero delle interfacce (nstrati-1). All'interno di questo secondo ciclo for viene richiamata la funzione interf in modo da poter calcolare i coefficienti di riflessione (rho[i]) e trasmissione (tt[i]) per ogni singola interfaccia.

Fatto ciò, l'indice i viene impostato pari a nstrati-1 e vengono poi definiti due vettori: e_p[i] ed e_m[i] che rappresentano campo elettrico trasmesso e riflesso nell'ultimo strato (aria 3)

Infine, è presente un ultimo ciclo for impostato nel seguente modo:

```
start=nstrati2;
stop=1;
step=1;
```

L'iterazione avviene quindi al contrario, cioè il ciclo ha inizio quando i=nstrati2 e si ferma per i=0. All'interno di quest'ultimo ciclo si vanno a calcolare: campo elettrico trasmesso e riflesso per ogni strato partendo dal penultimo (vetro 2) fino ad arrivare al primo (aria 1), i quali sono assegnati rispettivamente alle variabili e_p[i] ed e_m[i]. Per fare ciò è però necessario richiamare la funzione *campi* alla quale vengono passati: gamma[i+1], strati[i+1][4], rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1].

L'indice i+1 fa riferimento ai parametri dello strato successivo a quello di cui si sta calcolando il campo elettrico, mentre l'indice i fa riferimento all'interfaccia tra i due strati.

Alla fine di tutti i passaggi esposti, SE ritorna il valore dell'efficacia di schermatura in dB alla frequenza freq, calcolato sfruttando le funzioni log10 (logaritmo in base 10) e abs (valore assoluto) della libreria NumPy.

```
def SE(freq):
    for i in range(nstrati):
        gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
    for i in range(nstrati-1):
        rho[i],tt[i]=interf(eta[i],eta[i+1])
    i=nstrati-1
    e_p[i] = 1 + 0j;
    e_m[i] = 0 + 0j;
    for i in range(nstrati-2, -1, -1):
        e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4], rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
    return 20 * np.log10(np.abs(e_p[0]))
```

Figura 4.2.6

4.2.6 Main

Come si può vedere nella figura 4.2.7 all'interno del *main* vengono effettuati i seguenti passaggi:

- Definizione della variabile *nstrati* alla quale viene assegnato il valore 6 che rappresenta il numero degli strati che compongono il modello dell'unità a doppio vetro esaminata.
- Creazione dei vettori di opportuna lunghezza per contenere i valori dei parametri che vengono calcolati dalla funzione *SE*.
La sintassi seguita è *nomevettore=[0]*lunghezza*
- Composizione della struttura dati *strati* contenente sei elementi (ognuno dei quali mi va a rappresentare uno strato specifico della DGU) con cinque differenti campi ognuno: come del materiale, permittività dielettrica relativa, permeabilità magnetica relativa, conducibilità elettrica e spessore.
- Definizione della variabile *freq* tramite la funzione *linspace* che va a formare un vettore di num elementi (num=501), con elemento iniziale start (100 MHz) ed elemento finale stop (10 GHz).
- Esplicazione della variabile *y=SE(freq)* che va a calcolare l'efficacia di schermatura per tutti i valori di frequenza impostati.
- Assegnazione dei nomi agli assi del grafico che verrà realizzato tramite i comandi *xlabel* e *ylabel* della libreria *Matplotlib*.
- Tramite il comando *rc* appartenente sempre alla libreria *Matplotlib* siamo andati a modificare la dimensione del carattere del nome e dei valori degli assi.
- Infine, siamo andati a tracciare il grafico della variabile *y* (*plot*) e l'abbiamo stampato a schermo (*show*).

```
nstrati=6
gamma=[0]*nstrati
eta=[0]*nstrati
tt=[0]*(nstrati-1)
rho=[0]*(nstrati-1)
e_p=[0]*nstrati
e_m=[0]*nstrati
strati = [("aria 1",1,1,0,0),
          ("vetro 1",7,1,0.001,0.006),
          ("metallo",1,1,61730000,6e-9),
          ("aria 2",1,1,0,0.015),
          ("vetro 2",7,1,0.001,0.004),
          ("aria 3",1,1,0,0)]
freq = np.linspace ( start = 100e6
                    , stop = 10e9
                    , num = 501
                    )
y = SE(freq)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('SE (dB)')
plt.rc('xtick', labels=16)
plt.rc('ytick', labels=16)
plt.rc('axes', labels=16)
plt.plot(freq*1e-9, y)
plt.show()
```

Figura 4.2.7

4.3 Analisi in Python della SE di onde con incidenza obliqua

Per l'analisi in Python dell'efficacia di schermatura per onde elettromagnetiche con incidenza obliqua si esegue lo stesso procedimento visto nel caso di onde con incidenza normale, ma in questo caso viene aggiunta la funzione *snell* che ci permette di calcolare angolo di riflessione e di rifrazione attraverso appunto l'uso delle leggi di Snell viste nel paragrafo 1.2.4. Di conseguenza verranno fatte delle modifiche anche alle altre funzioni viste in precedenza e al main.

L'incidenza obliqua prevede due studi, uno per le onde a incidenza obliqua con polarizzazione parallela, che è stato analizzato dalla sottoscritta attraverso l'uso di un codice Python, e uno per le onde a incidenza obliqua con polarizzazione perpendicolare che è stato analizzato dalla mia collega Lisa Trovarelli.

4.3.1 Importazione delle librerie, dichiarazione delle costanti fisiche e funzione per il calcolo dell'unità a doppio vetro

Come è stato effettuato nel paragrafo 4.2.1 per il calcolo dell'efficacia di schermatura nel caso di onde con incidenza normale, una volta lanciato il programma attraverso il comando jupyter-lab dato al prompt dei comandi, andiamo a importare le librerie e dichiariamo le costanti fisiche necessarie per l'esecuzione dell'intero programma. Ciò lo facciamo esattamente nello stesso modo in cui è stato riportato precedentemente.

Dopodiché proprio come riportato nel paragrafo 4.2.2 attraverso la funzione *materiale* andiamo a trovare la costante di propagazione complessa e l'impedenza acustica.

4.3.2 Funzione per il calcolo della legge di Snell

La funzione *snell* ha il compito di calcolare gli angoli nell'interfaccia tra due mezzi attraverso l'uso delle leggi di Snell. Gli angoli presi in esame sono l'angolo di riflessione (*theta_rifl*) e l'angolo di rifrazione (*theta_rifr*).

Essa ha in ingresso gli indici di rifrazione dei mezzi (*n1* e *n2*) e l'angolo d'incidenza (*ti*), andando poi ad applicare le variabili in ingresso alle formule descritte dalle Leggi di Snell, riportate nel paragrafo 1.2.4 e applicando un ciclo *if – else*, dove se la condizione (nel nostro caso $\arg > 1$) è vera allora vengono eseguite le istruzioni dell'*if*, altrimenti se la condizione risulta essere falsa allora si eseguono le condizioni dell'*else*. Una volta eseguito il ciclo abbiamo come ritorno della funzione *theta_rifl* e *theta_rifr*.

```

def snell (n1,n2,ti):
    theta_inc=ti
    n1=n1
    n2=n2
    theta_rifl=theta_inc
    arg=np.sin(theta_inc)*n1/n2
    if (arg>1):
        theta_rifr=scp.pi
    else:
        theta_rifr=np.arcsin(arg)
    return theta_rifl, theta_rifr

```

Figura 4.3.1

4.3.3 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione di onde con incidenza obliqua

Come detto in precedenza nel paragrafo 4.2.3 la funzione *interf* mi permette di calcolare il coefficiente di riflessione (rho) e il coefficiente di trasmissione (tt) per l'interfaccia di ogni strato della vetrata (compresi quelli esterni di aria). In questo caso particolare andiamo a calcolare i coefficienti nel caso di onde con incidenza obliqua e possiamo distinguere due casi:

- I. campo elettrico parallelo al piano di incidenza (polarizzazione parallela)
- II. campo elettrico perpendicolare al piano di incidenza (polarizzazione perpendicolare)

4.3.3.1 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione di onde con incidenza obliqua con polarizzazione parallela

La funzione *interf_obl_para* prende in ingresso le impedenze caratteristiche dei due strati, tra cui è interposta l'interfaccia (eta1 ed eta2) e due angoli, di incidenza e trasmissione (theta1 e theta2), dopodiché al suo interno si vanno a calcolare rho e tt, utilizzando le formule riportate al paragrafo 1.2.2.3, che ritroveremo come variabili di ritorno dalla funzione stessa.

```

def interf_obl_para (e1,e2,t1,t2):
    eta1=e1
    eta2=e2
    theta1=t1
    theta2=t2
    rho = (eta2*np.cos(theta2)-eta1*np.cos(theta1))/(eta2*np.cos(theta2)+eta1*np.cos(theta1))
    tt = (1 + rho)*np.cos(theta1) / np.cos(theta2)
    return rho, tt

```

Figura 4.3.2

4.3.3.2 Funzione per il calcolo dei coefficienti di riflessione e trasmissione di onde con incidenza obliqua con polarizzazione perpendicolare

In questo caso andiamo ad eseguire gli stessi passaggi esplicitati nel paragrafo precedente riportando una sola modifica alla formula utilizzata per il calcolo del coefficiente di riflessione rho.

```
def interf_obl_perp (e1,e2,t1,t2):
    eta1=e1
    eta2=e2
    theta1=t1
    theta2=t2
    rho = (eta2*np.cos(theta1)-eta1*np.cos(theta2))/(eta2*np.cos(theta1)+eta1*np.cos(theta2))
    tt = 1 + rho
    return rho, tt
```

Figura 4.3.3

4.3.4 Funzione per il calcolo del campo elettrico dell'onda progressiva e regressiva in ogni strato

La funzione *campo* non varia rispetto al caso precedentemente analizzato; infatti, viene utilizzata esattamente come riportato nel paragrafo 4.2.4 e ci permette di calcolare il campo elettrico, prima trasmesso e poi riflesso, nel primo dei due strati presi in considerazione.

4.3.5 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura per onde con incidenza obliqua

La funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura dell'unità a doppio vetro è la più importante di tutto il programma in quanto come abbiamo visto nel paragrafo 4.2.5 ci permette di calcolare quello che è il fulcro di tutto il nostro studio, appunto l'efficacia di schermatura. Anche in questo caso abbiamo analizzato entrambi i casi di incidenza obliqua.

4.3.5.1 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione parallela

Definita come *SE_obl_para*, tale funzione ci permette di calcolare la SE nel caso di campo elettrico parallelo al piano di incidenza (polarizzazione parallela). Come abbiamo già visto tale funzione attraverso l'esecuzione di varie iterazioni, che richiamano le funzioni definite precedentemente, restituisce l'efficacia di schermatura in dB.

```

def SE_obl_para(freq,ti):
    theta_m[0]=ti
    for i in range(nstrati):
        n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
        gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])

    for i in range(1,nstrati,1):
        theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
    for i in range(nstrati-1):
        rho[i],tt[i]=interf_obl_para(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
    i=nstrati-1
    e_p[i] = 1 + 0j;
    e_m[i] = 0 + 0j;
    for i in range(nstrati-2, -1, -1):
        e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
    return 20 * np.log10(np.abs(e_p[0]))

```

Figura 4.3.4

4.3.5.2 Funzione per il calcolo dell'efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione perpendicolare

Eseguendo ancora una volta quanto riportato nel paragrafo 4.2.5 grazie alla funzione SE_obl_perp andiamo a calcolare l'efficacia di schermatura per un campo elettrico perpendicolare al piano di incidenza (polarizzazione perpendicolare).

```

def SE_obl_perp(freq,ti):
    theta_m[0]=ti
    for i in range(nstrati):
        n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
        gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])

    for i in range(1,nstrati,1):
        theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
    for i in range(nstrati-1):
        rho[i],tt[i]=interf_obl_perp(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
    i=nstrati-1
    e_p[i] = 1 + 0j;
    e_m[i] = 0 + 0j;
    for i in range(nstrati-2, -1, -1):
        e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
    return 20 * np.log10(np.abs(e_p[0]))

```

Figura 4.3.5

4.3.6 Main

Come per l'efficacia di schermatura per campi elettrici ad incidenza normale è presente il blocco *main* dove vengono eseguiti i passaggi sotto riportati.

4.3.6.1 Main - calcolo efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione parallela

```
nstrati=6
theta_iniziale=85/180*np.pi
n=[0]*nstrati
gamma=[0]*nstrati
eta=[0]*nstrati
theta_m=[0]*nstrati
theta_m[0]=theta_iniziale
tt=[0]*(nstrati-1)
rho=[0]*(nstrati-1)
e_p=[0]*(nstrati)
e_m=[0]*(nstrati)
strati = [("aria 1",1,1,0,0),
          ("vetro 1",7,1,0.001,0.006),
          ("metallo",1,1,61730000,6e-9),
          ("aria 2",1,1,0,0.015),
          ("vetro 2",7,1,0.001,0.004),
          ("aria 3",1,1,0,0)]
freq = np.linspace ( start = 100e6
                    , stop = 10e9
                    , num = 501
                    )
for i in range(nstrati):
    n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
    gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
for i in range(1,nstrati,1):
    theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
for i in range(nstrati-1):
    rho[i],tt[i]=interf_obl_para(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
i=nstrati-1
e_p[i] = 1 + 0j;
e_m[i] = 0 + 0j;
for i in range(nstrati-2, -1, -1):
    e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('SE (dB)')
y = SE_obl_para(freq,0/180*np.pi)
plt.plot(freq*1e-9, y, color='purple')
y = SE_obl_para(freq,30/180*np.pi)
plt.plot(freq*1e-9, y, color='yellow')
y = SE_obl_para(freq,60/180*np.pi)
plt.plot(freq*1e-9, y, color='pink')
plt.show()
```

Figura 4.3.6

4.3.6.2 Main - calcolo efficacia di schermatura a incidenza obliqua con polarizzazione perpendicolare

```
nstrati=6
theta_iniziale=85/180*np.pi
n=[0]*nstrati
gamma=[0]*nstrati
eta=[0]*nstrati
theta_m=[0]*nstrati
theta_m[0]=theta_iniziale
tt=[0]*(nstrati-1)
rho=[0]*(nstrati-1)
e_p=[0]*(nstrati)
e_m=[0]*(nstrati)
strati = [("aria 1",1,1,0,0),
          ("vetro 1",7,1,0.001,0.006),
          ("metallo",1,1,61730000,6e-9),
          ("aria 2",1,1,0,0.015),
          ("vetro 2",7,1,0.001,0.004),
          ("aria 3",1,1,0,0)]
freq = np.linspace ( start = 100e6
                    , stop = 10e9
                    , num = 501
                    )
for i in range(nstrati):
    n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
    gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
for i in range(1,nstrati,1):
    theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
for i in range(nstrati-1):
    rho[i],tt[i]=interf_obl_perp(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
i=nstrati-1
e_p[i] = 1 + 0j;
e_m[i] = 0 + 0j;
for i in range(nstrati-2, -1, -1):
    e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('SE (dB)')
y = SE_obl_perp(freq,0/180*np.pi)
plt.plot(freq*1e-9, y)
y = SE_obl_perp(freq,30/180*np.pi)
plt.plot(freq*1e-9, y)
y = SE_obl_perp(freq,60/180*np.pi)
plt.plot(freq*1e-9, y)
plt.show()
```

Figura 4.3.7

4.4 Calcolo della media dell'inverso dell'efficacia di schermatura

In questa sezione andiamo a calcolare la media della quantità di onde elettromagnetiche non schermate, ovvero per le quali l'efficacia di schermatura risulta essere non funzionante.

Come abbiamo fatto per le precedenti programmazioni, la prima cosa che facciamo è lanciare il programma attraverso il prompt dei comandi, nel quale andiamo a inserire il comando 'jupyter-lab'. Una volta fatto ciò importiamo le librerie e dichiariamo le costanti fisiche necessarie per l'esecuzione dell'intero programma.

Anche in questo caso è necessario dichiarare alcune funzioni, tra queste ritroviamo:

- Funzione *materiale*
- Funzione *snell*
- Funzione *interf_obl_para*, nel caso di campo elettrico parallelo al piano di incidenza (polarizzazione parallela), e la funzione *interf_obl_perp*, nel caso di campo elettrico perpendicolare al piano di incidenza (polarizzazione perpendicolare).
- Funzione *campi*

Tutte queste funzioni si ripresentano esattamente identiche a quanto visto nel paragrafo 4.3.

Troviamo invece dei cambiamenti per quanto riguarda le funzioni che definiscono l'efficacia di schermatura. Come queste si presentano viene mostrato nelle figure 4.4.1 e 4.4.2.

```
def SE_obl_para(freq,ti):
    theta_m[0]=ti
    for i in range(nstrati):
        n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
        gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])

    for i in range(1,nstrati,1):
        theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
    for i in range(nstrati-1):
        rho[i],tt[i]=interf_obl_para(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
    i=nstrati-1
    e_p[i] = 1 + 0j;
    e_m[i] = 0 + 0j;
    for i in range(nstrati-2, -1, -1):
        e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
    SE_lin = np.abs(e_p[0])
    return SE_lin
```

Figura 4.4.1

```
def SE_obl_perp(freq,ti):
    theta_m[0]=ti
    for i in range(nstrati):
        n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
        gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])

    for i in range(1,nstrati,1):
        theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
    for i in range(nstrati-1):
        rho[i],tt[i]=interf_obl_perp(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
    i=nstrati-1
    e_p[i] = 1 + 0j;
    e_m[i] = 0 + 0j;
    for i in range(nstrati-2, -1, -1):
        e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
    SE_lin = np.abs(e_p[0])
    return SE_lin
```

Figura 4.4.2

Ciò che varia in queste due funzioni rispetto a quelle riportate nel paragrafo 4.3.5 lo si può notare nelle ultime due righe di codice, dove al posto di avere una rappresentazione della funzione in scala dB, l'abbiamo in scala lineare, nonostante poi nel grafico ce la ritroveremo rappresentata in dB.

Oltre a queste due funzioni ovviamente varia anche la parte del main, questo perché oltre a calcolare l'efficacia di schermatura, al suo interno andremo a calcolare anche la media riferita all'inverso dell'efficacia di schermatura, questo lo si può vedere chiaramente nelle figure 4.4.3 e 4.4.4. Per inverso

dell'efficacia di schermatura si intende la misura della quantità di campo elettromagnetico che riesce a passare attraverso lo schermo, espressa solitamente in decibel (dB). Un valore basso di inverso dell'efficacia di schermatura indica che lo schermo ha una buona capacità di protezione contro le interferenze elettromagnetiche o di blocco dei campi elettromagnetici, mentre un valore alto indica una bassa capacità di protezione o blocco.

La media viene calcolata a seguito di un ciclo for che ci permette di calcolare la somma delle onde incidenti che vanno a colpire lo strato. Prima di eseguire il ciclo for inizializziamo il numero degli angoli e la somma, dopodiché all'interno del ciclo for facciamo iterare il parametro i partendo da 0, avanzando ogni volta di 1, fino ad arrivare al numero di angoli totali sottratti di uno poiché il conteggio degli angoli parte dal numero zero.

```

freq = np.linspace ( start = 100e6
                    , stop = 10e9
                    , num = 501
                    )
for i in range(nstrati):
    n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
    gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
for i in range(1,nstrati,1):
    theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
for i in range(nstrati-1):
    rho[i],tt[i]=interf_obl_para(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
i=nstrati-1
e_p[i] = 1 + 0j;
e_m[i] = 0 + 0j;
for i in range(nstrati-2, -1, -1):
    e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('SE medio (dB)')

n_angoli = 901
somma_obl_para = 0
for i in range (0,n_angoli-1,1):
    somma_obl_para = somma_obl_para + 1 /SE_obl_para(freq, i * 0.5 *np.pi/(n_angoli-1))
media_obl_para = somma_obl_para / (n_angoli-1)
y=20 * np.log10(1/somma_obl_para)
plt.plot(freq*1e-9, y, label='Polarizzazione Parallela')
plt.legend(loc='upper left')
plt.show()

```

Figura 4.4.3

```

freq = np.linspace ( start = 100e6
                    , stop = 10e9
                    , num = 501
                    )
for i in range(nstrati):
    n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
    gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
for i in range(1,nstrati,1):
    theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
for i in range(nstrati-1):
    rho[i],tt[i]=interf_obl_perp(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
i=nstrati-1
e_p[i] = 1 + 0j;
e_m[i] = 0 + 0j;
for i in range(nstrati-2, -1, -1):
    e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('SE medio (dB)')

n_angoli = 181
somma_obl_perp = 0
for i in range (0,n_angoli-1,1):
    somma_obl_perp = somma_obl_perp + 1 / SE_obl_perp(freq, i*0.5*np.pi / (n_angoli - 1))
media_obl_perp = somma_obl_perp / (n_angoli-1)
y = 20* np.log10(1/somma_obl_perp)
plt.plot(freq*1e-9, y, label='Polarizzazione Normale', color='red')
plt.legend(loc='upper left')
plt.show()

```

Figura 4.4.4

4.5 Ottimizzazione dell'efficacia di schermatura

Per l'ottimizzazione dell'efficacia di schermatura abbiamo avviato un nuovo script, ovvero una nuova pagina di programma nella quale abbiamo importato nuovamente le librerie e definito le costanti fisiche. Fatto ciò, abbiamo riportato alcune delle funzioni viste in precedenza:

- Funzione *materiale*
- Funzione *snell*
- Funzione *interf_obl_para*, nel caso di campo elettrico parallelo al piano di incidenza (polarizzazione parallela), e la funzione *interf_obl_perp*, nel caso di campo elettrico perpendicolare al piano di incidenza (polarizzazione perpendicolare).
- Funzione *campi*
- Funzione *SE_obl_para* e *SE_obl_perp*

Successivamente abbiamo definito il main (vedi figura sotto) che corrisponde alla funzione da ottimizzare, ovvero all'efficacia di schermatura $se(x)$. Come fatto fino ad ora, siamo andati a vedere cosa succede in entrambi i casi, ovvero sia per campi elettrici paralleli al piano d'incidenza che per campi elettrici perpendicolari.

```

def se(x):
    nstrati=6
    theta_iniziale=85/180*np.pi
    n=[0]*nstrati
    gamma=[0]*nstrati
    eta=[0]*nstrati
    theta_m=[0]*nstrati
    theta_m[0]=theta_iniziale
    tt=[0]*(nstrati-1)
    rho=[0]*(nstrati-1)
    e_p=[0]*nstrati
    e_m=[0]*nstrati
    strati = [("aria 1",1,1,0,0),
              ("vetro 1",7,1,0.001,x[0]),
              ("metallo",1,1,61730000,x[1]),
              ("aria 2",1,1,0,x[2]),
              ("vetro 2",7,1,0.001,x[3]),
              ("aria 3",1,1,0,0)]
    for i in range(nstrati):
        n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
        gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
    for i in range(1,nstrati,1):
        theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
    for i in range(nstrati-1):
        rho[i],tt[i]=interf_obl_para(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
    i=nstrati-1
    e_p[i] = 1 + 0j;
    e_m[i] = 0 + 0j;
    for i in range(nstrati-2, -1, -1):
        e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
    return np.abs(e_p[0])

```

Figura 4.5.1

```

def se(x):
    nstrati=6
    theta_iniziale=85/180*np.pi
    n=[0]*nstrati
    gamma=[0]*nstrati
    eta=[0]*nstrati
    theta_m=[0]*nstrati
    theta_m[0]=theta_iniziale
    tt=[0]*(nstrati-1)
    rho=[0]*(nstrati-1)
    e_p=[0]*nstrati
    e_m=[0]*nstrati
    strati = [("aria 1",1,1,0,0),
              ("vetro 1",7,1,0.001,x[0]),
              ("metallo",1,1,61730000,x[1]),
              ("aria 2",1,1,0,x[2]),
              ("vetro 2",7,1,0.001,x[3]),
              ("aria 3",1,1,0,0)]
    for i in range(nstrati):
        n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
        gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
    for i in range(1,nstrati,1):
        theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
    for i in range(nstrati-1):
        rho[i],tt[i]=interf_obl_perp(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
    i=nstrati-1
    e_p[i] = 1 + 0j;
    e_m[i] = 0 + 0j;
    for i in range(nstrati-2, -1, -1):
        e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])
    return np.abs(e_p[0])

```

Figura 4.5.2

A questo punto prima di procedere con l'ottimizzazione è stato necessario stabilire un punto iniziale x_0 e i contorni (vedi figura sotto), attraverso l'uso dell'array *bnds* che pone dei limiti all'interno dei quali facciamo variare le variabili. La dichiarazione dei limiti è stata effettuata poiché lo spessore

metallico in ingresso alla funzione di ottimizzazione risultava essere talmente tanto grande che l'efficacia di schermatura veniva schermata totalmente, in questo modo invece riusciamo a definire una banda specifica che racchiude al suo interno i valori ottimali.

```
x0 = np.array([6e-3, 6e-9, 15e-3, 4e-3])
bnds = ([1e-3, 1e-2], [1e-9, 1e-8], [1e-3, 1e-1], [1e-3, 1e-2])
```

Figura 4.5.3

Definite anche le funzioni necessarie per ottimizzare la funzione (vedi figura sotto), abbiamo avviato la minimizzazione dell'efficacia di schermatura dando un valore di frequenza fisso e utilizzando la funzione *minimize*, come metodo di ottimizzazione è stato scelto il *nelder-mead*

```
from scipy.optimize import minimize
from scipy.optimize import Bounds
```

Figura 4.5.4

```
# Ottimizzazione
# LTE
#freq=2.1e9
#freq=1.8e9
#freq=2.6e9
# 5G
freq=3.7e9
res = minimize(se, x0, method='nelder-mead',
               options={'maxiter': 1000}, bounds=bnds, tol=1e-6)
```

Figura 4.5.5

Una volta fatto tutto siamo andati a stampare i risultati, ovvero, gli spessori degli strati ottimizzati nel caso parallelo e nel caso perpendicolare:

```
print(res)
print(res.x)

message: Optimization terminated successfully.
success: True
status: 0
  fun: 7.028272483523522
   x: [ 7.091e-03  1.000e-09  1.467e-02  2.784e-03]
  nit: 175
 nfev: 293
final_simplex: (array([[ 7.091e-03,  1.000e-09,  1.467e-02,  2.784e-03],
 [ 7.091e-03,  1.000e-09,  1.467e-02,  2.785e-03],
 ...,
 [ 7.091e-03,  1.000e-09,  1.467e-02,  2.784e-03],
 [ 7.092e-03,  1.000e-09,  1.467e-02,  2.785e-03]]), array([ 7.028e+00,  7.028e+00,  7.028e+00,  7.028e+00,
 7.028e+00]))
[7.09138838e-03 1.00000000e-09 1.46730302e-02 2.78394053e-03]
```

Figura 4.5.6

(caso parallelo)

```

print(res)
print(res.x)

message: Optimization terminated successfully.
success: True
status: 0
  fun: 550.9176954772767
     x: [ 7.091e-03  1.000e-09  1.403e-02  1.000e-03]
     nit: 595
     nfev: 989
final_simplex: (array([[ 7.091e-03,  1.000e-09,  1.403e-02,  1.000e-03],
                       [ 7.091e-03,  1.000e-09,  1.403e-02,  1.000e-03],
                       ...,
                       [ 7.091e-03,  1.000e-09,  1.403e-02,  1.000e-03],
                       [ 7.091e-03,  1.000e-09,  1.403e-02,  1.000e-03]]), array([ 5.509e+02,  5.509e+02,  5.509e+02,  5.509e+02,
5.509e+02]))
[7.09133294e-03  1.00000000e-09  1.40334675e-02  1.00000000e-03]

```

Figura 4.5.7

(caso perpendicolare)

Infine, per avere un'idea della variazione dell'efficacia di schermatura a seguito dell'ottimizzazione abbiamo calcolato nuovamente l'efficacia di schermatura e poi graficato la media delle due polarizzazioni.

```

nstrati=6
theta_iniziale=85/180*np.pi
n=[0]*nstrati
gamma=[0]*nstrati
eta=[0]*nstrati
theta_m=[0]*nstrati
theta_m[0]=theta_iniziale
tt=[0]*(nstrati-1)
rho=[0]*(nstrati-1)
e_p=[0]*(nstrati)
e_m=[0]*(nstrati)
strati = [("aria 1",1,1,0,0),
          ("vetro 1",7,1,0.001,res.x[0]),
          ("metallo",1,1,61730000,res.x[1]),
          ("aria 2",1,1,0,res.x[2]),
          ("vetro 2",7,1,0.001,res.x[3]),
          ("aria 3",1,1,0,0)]

freq = np.linspace ( start = 100e6
                    , stop = 10e9
                    , num = 501
                    )

for i in range(nstrati):
    n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
    gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
for i in range(1,nstrati,1):
    theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
#
# scegliere se calcolare 'interf_obl_perp' o 'interf_obl_para'
#
for i in range(nstrati-1):
    rho[i],tt[i]=interf_obl_para(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
i=nstrati-1
e_p[i] = 1 + 0j;
e_m[i] = 0 + 0j;

for i in range(nstrati-2, -1, -1):
    e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])

plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('SE (dB)')
#
# scegliere se calcolare 'SE_obl_perp' o 'SE_obl_para'
#
y = 20 * np.log10(SE_obl_para(freq,0/180*np.pi))
plt.plot(freq*1e-9, y)
y = 20 * np.log10(SE_obl_par(freq,30/180*np.pi))
plt.plot(freq*1e-9, y)
y = 20 * np.log10(SE_obl_par(freq,60/180*np.pi))
plt.plot(freq*1e-9, y)
plt.show()

```

Figura 4.5.8


```

freq = np.linspace ( start = 100e6
                    , stop = 10e9
                    , num = 501
                    )
for i in range(nstrati):
    n[i]=np.sqrt(strati[i][1]*strati[i][2])
    gamma[i],eta[i]=materiale(strati[i])
for i in range(1,nstrati,1):
    theta_rifl,theta_m[i]=snell(n[i-1],n[i],theta_m[i-1])
plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('SE medio (dB)')
for i in range(nstrati-1):
    rho[i],tt[i]=interf_obl_perp(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
i=nstrati-1
e_p[i] = 1 + 0j;
e_m[i] = 0 + 0j;
for i in range(nstrati-2, -1, -1):
    e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])

n_angoli = 181
somma_obl_perp = 0
for i in range(0,n_angoli - 1,1):
    somma_obl_perp = somma_obl_perp + 1 / SE_obl_perp(freq, i * 0.5 * np.pi / (n_angoli - 1))
media_obl_perp = somma_obl_perp / (n_angoli - 1)
y = 20 * np.log10(1 / somma_obl_perp)
plt.plot(freq*1e-9, y, label='Polarizzazione Normale')

for i in range(nstrati-1):
    rho[i],tt[i]=interf_obl_perp(eta[i],eta[i+1],theta_m[i-1],theta_m[i])
i=nstrati-1
e_p[i] = 1 + 0j;
e_m[i] = 0 + 0j;
for i in range(nstrati-2, -1, -1):
    e_p[i], e_m[i] = campi (gamma[i+1], strati[i+1][4]/np.cos(theta_m[i+1]), rho[i], tt[i], e_p[i+1], e_m[i+1])

n_angoli = 901
somma_obl_para = 0
for i in range(0,n_angoli - 1,1):
    somma_obl_par = somma_obl_para + 1 / SE_obl_para(freq, i * 0.5 * np.pi / (n_angoli - 1))
media_obl_para = somma_obl_para / (n_angoli - 1)
y = 20 * np.log10(1 / somma_obl_para)
plt.plot(freq*1e-9, y, label='Polarizzazione Parallela')
plt.legend(loc="upper left")
plt.show()

```

Figura 4.5.9

5. SIMULAZIONE E RISULTATI

In questo ultimo capitolo, sotto forma di grafici, vengono presentati i risultati delle simulazioni svolte tramite l'uso dell'algoritmo SE sviluppato nel linguaggio Python per il calcolo dell'efficacia di schermatura delle unità a doppio vetro con rivestimenti metallici interni dell'azienda AGC.

Sono state effettuate più simulazioni per verificare la variazione dell'efficacia di schermatura nel momento in cui vengono introdotti cambiamenti più o meno lievi della struttura del materiale sul quale incide l'onda elettromagnetica.

5.1 SIMULAZIONE 1

Nella figura 5.1.1 viene riportato l'andamento grafico dell'efficacia di schermatura in funzione della frequenza nel caso di un'onda che incide normalmente su un'unità di doppio vetro come quella descritta nel capitolo 4.

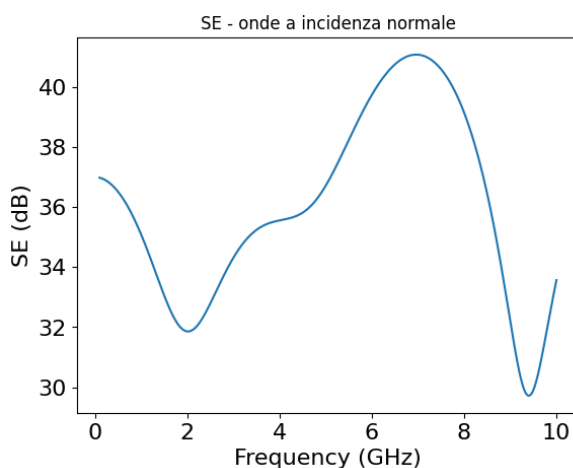


Figura 5.1.1

In questo caso possiamo notare che l'efficacia di schermatura raggiunge i suoi valori più bassi 30 dB e 32dB, rispettivamente a 2 GHz e 9.5 GHz. Ciò ci sta ad indicare che la vetrata riesce a schermare poco i segnali a tali frequenze.

5.2 SIMULAZIONE 2

In questa seconda simulazione è stato analizzato l'andamento dell'efficacia di schermatura media di un'onda elettromagnetica quando questa incide obliquamente su un'unità a doppio vetro. Come evidenziato nella figura 5.2.1, è possibile notare che i valori di efficacia di schermatura per un'onda con polarizzazione perpendicolare risultano più elevati rispetto a quelli ottenuti con polarizzazione parallela, al variare della frequenza.

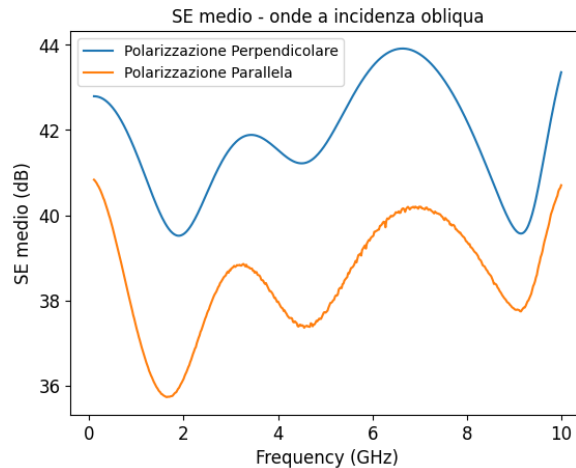


Figura 5.2.1

Nelle figure 5.2.2 e 5.2.3 viene messa a confronto l'efficacia di schermatura di un'onda a incidenza obliqua al variare della frequenza prendendo in considerazione diversi angoli d'incidenza.

Al variare dell'angolo d'incidenza possono cambiare diverse proprietà dell'onda elettromagnetica, come la sua direzione, la sua intensità, la sua polarizzazione e la sua riflessione. Tuttavia, l'effetto dell'angolo di incidenza dipende dalle caratteristiche dell'onda e dell'oggetto colpito, e può essere influenzato da altri fattori come la frequenza dell'onda stessa e le proprietà del mezzo di propagazione.

In particolare, in questo caso si può notare che all'aumentare dell'angolo d'incidenza aumentano anche i valori dell'efficacia di schermatura, in particolare man mano che ci si avvicina al caso limite che corrisponde ad un angolo d'incidenza di 90° rispetto alla normale al piano del vetro, l'onda arriva a non poter attraversare più la DGU e dunque si arriva a non avere più trasmissione di campo elettromagnetico all'interno dell'edificio.

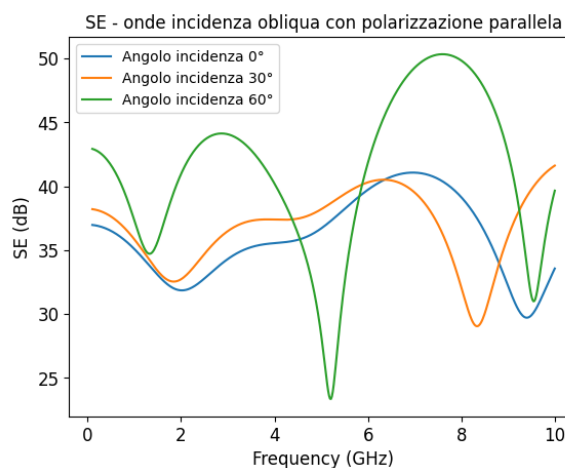


Figura 5.2.2

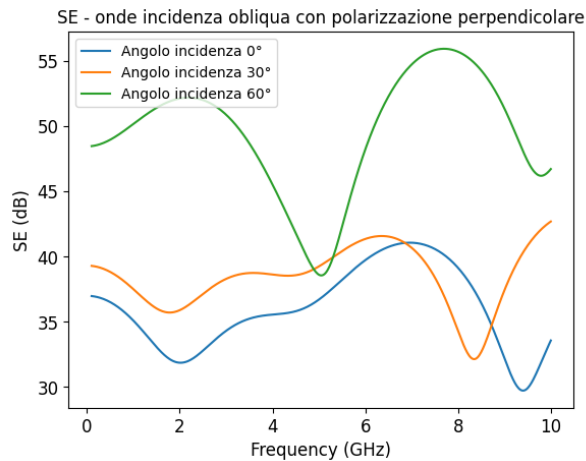


Figura 5.2.3

5.3 SIMULAZIONE 3

I tre grafici di tale simulazione, riportati nelle figure 5.3.1, 5.3.2 e 5.3.3, mostrano gli stessi andamenti dell'efficacia di schermatura descritti nel paragrafo 5.2 solamente considerando i valori ottimizzati della funzione SE, calcolati precedentemente attraverso l'uso del codice Python.

La minimizzazione della funzione SE ci ha permesso di ottenere grafici più puliti e valori della funzione notevolmente ridotti. Inoltre, si può notare che l'efficacia di schermatura presenta variazioni contenute e si mantiene all'interno di un determinato range di valori. Nel caso di polarizzazione parallela, ad esempio, i valori della SE oscillano tra -45 e -30 dB, mentre nel caso di polarizzazione perpendicolare i valori si collocano tra -25 e -15 dB.

Come sottolineato nel paragrafo 5.2, l'angolo d'incidenza è un fattore determinante per l'andamento dell'efficacia di schermatura e i relativi valori.

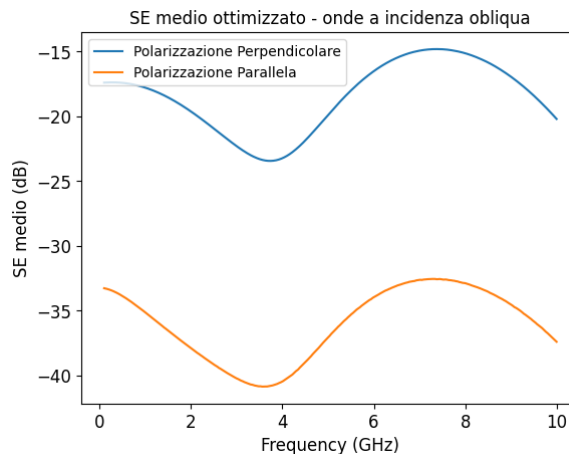


Figura 5.3.1

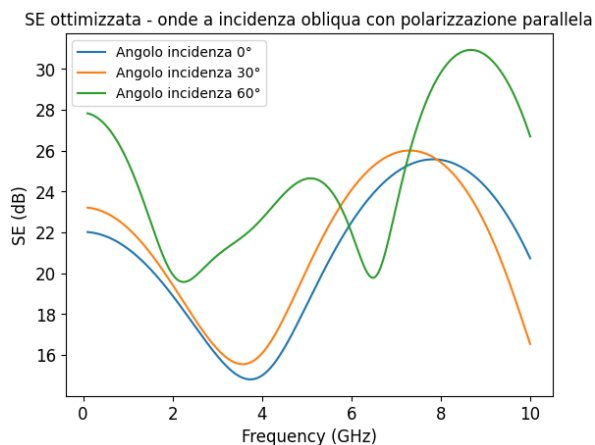


Figura 5.3.2

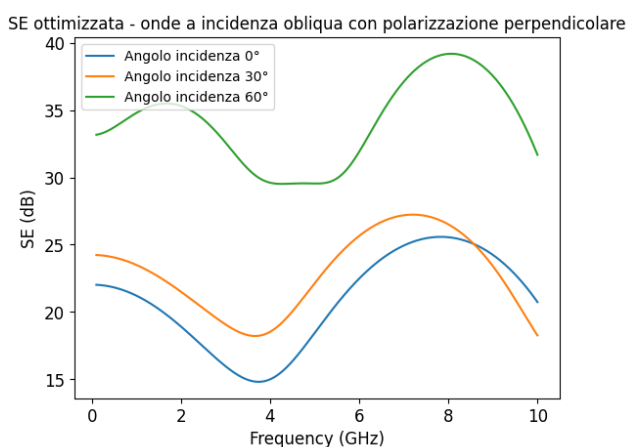


Figura 5.3.3

5.4 SIMULAZIONE 4

Nella figura 5.4.1 viene riportato l'andamento dell'efficacia di schermatura a incidenza normale per tre casi differenti. Questi si differenziano tra loro per lo spessore dei due vetri presi in analisi. L'onda blu rappresentata nel grafico sottostante è la stessa onda vista precedentemente nella figura 5.1.1 per il caso standard dove per lo spessore dei vetri si utilizzano i valori riportati nel paragrafo 4. L'onda verde e l'onda arancione rappresentano sempre l'efficacia di schermatura di un'onda che incide normalmente sulla superficie, ma in questi due casi gli spessori dei vetri sono stati raddoppiati e triplicati rispetto alle misure standard iniziali. Facendo ciò è stato possibile notare che aumentando lo spessore della lastra di vetro l'onda si trova ad attraversare un percorso più lungo attraverso di esso, consentendo così una maggiore interazione con il materiale e quindi una maggiore attenuazione dell'energia. Tuttavia, è importante considerare la frequenza dell'onda incidente, a frequenze più basse l'energia dell'onda può penetrare più facilmente nel vetro; dunque, un aumento dello spessore porta un'attenuazione maggiore. Al contrario a frequenze più elevate, l'energia dell'onda tende ad essere meno attenuata dal vetro; quindi, un aumento dello spessore porta ad avere un impatto limitato sull'efficacia di schermatura.

Per la costruzione del grafico è stato necessario creare due nuove strutture in cui sono stati modificati gli spessori dei due vetri, le modifiche che sono state effettuate sono le seguenti:

- Caso 1:
Dallo spessore del primo vetro pari a 6 mm si è passati a 12 mm.
Dallo spessore del secondo vetro pari a 4 mm si è passati a 8 mm.
- Caso 2:
Dallo spessore del primo vetro pari a 6 mm si è passati a 18 mm.
Dallo spessore del secondo vetro pari a 4 mm si è passati a 12 mm.

Inoltre, è stato necessario ricostruire le strutture delle seguenti funzioni: SE, materiale. Nelle loro ricostruzioni si è tenuto conto dei nuovi materiali.

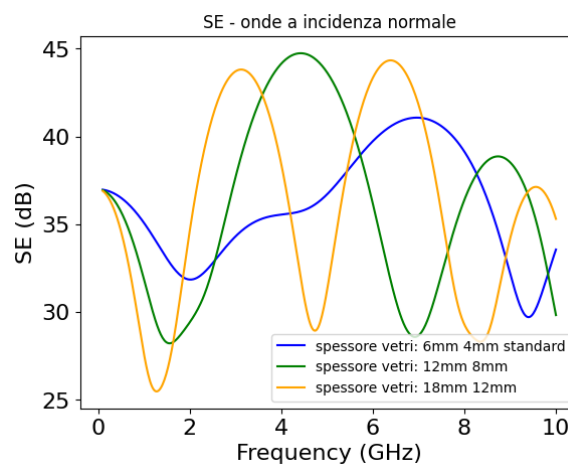


Figura 5.4.1

5.5 SIMULAZIONE 5

Per ottenere questa simulazione è stato sufficiente andare a variare il range e gli intervalli della frequenza. In particolare, facendo riferimento al codice Python descritto nella sezione 4.2.6 sono stati modificati i valori di start, stop e num. Il valore della frequenza è stato ridefinito in tale modo:

- È stato sostituito il valore di start da $100e6$ a $1e9$, questo sta a significare che è stato spostato il limite inferiore della banda di frequenza da 100 MHz a 1GHz
- È stato sostituito il valore di stop da $10e9$ a $40e9$, questo sta a significare che è stata estesa la banda di frequenza da 10 GHz a 40GHz
- È stato sostituito il valore di num da 501 a 1001, questo sta a significare che sono stati generati 1001 punti equidistanti invece di 501 tra 1GHz e 40GHz.

Oltre a fare ciò è stato necessario costruire due nuove funzioni di SE e materiale considerando il nuovo valore definito per la frequenza.

Le modifiche apportate al codice vanno ad ampliare il range di frequenze includendo frequenze più basse e più alte rispetto alla versione precedente del codice. Questo può consentire di esplorare comportamenti dell'efficacia di schermatura a frequenze più estreme e valutare l'efficacia in un range di applicazioni più ampio. Aumentando il numero di punti nel range di frequenze si ottiene una maggiore risoluzione nelle frequenze considerate, ciò può permettere di osservare dettagli più fini nel comportamento dell'efficacia di schermatura, ad esempio individuando picchi o variazioni più sottili nelle prestazioni a frequenze specifiche. Infine, l'ampia copertura di frequenze e la maggiore risoluzione possono consentire di identificare fenomeni rilevanti nell'efficacia di schermatura a frequenze specifiche.

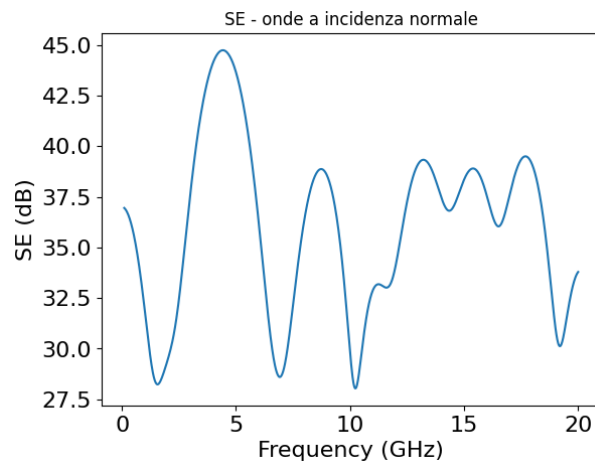


Figura 5.5.1

5.6 SIMULAZIONE 6

In quest'ultima simulazione l'andamento standard dell'efficacia di schermatura visto nel sotto capitolo 5.1 è stato messo a confronto con quello che si avrebbe in assenza del rivestimento metallico interno all'unità a doppio vetro descritta nel capitolo 4. Questo confronto è visualizzabile nella figura 5.6.1.

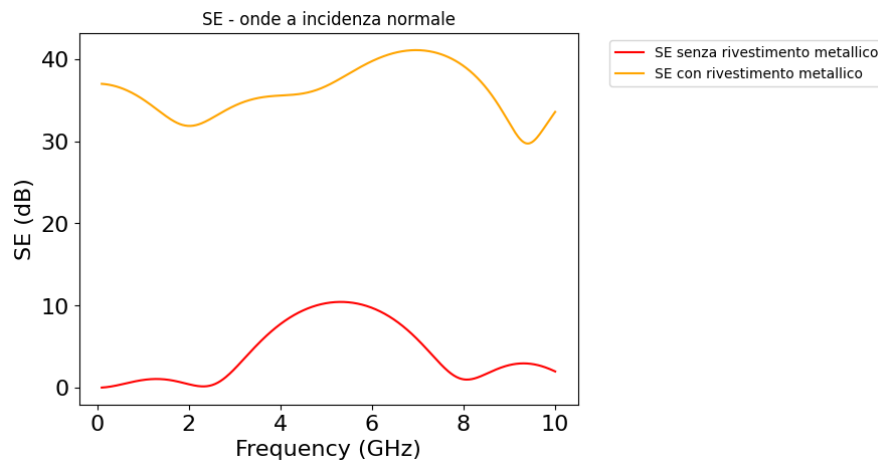


Figura 5.6.1

Per realizzare il grafico sopra è stato necessario ricostruire una nuova funzione per ognuna di quelle descritte nel capitolo 4.2. andando a considerare i 5 nuovi strati non comprensivi del metallo. Da questo risultato si può notare l'importanza che il metallo ha nella riflessione e nell'assorbimento delle onde elettromagnetiche contribuendo così all'efficacia di schermatura. In particolare, si può notare una significativa diminuzione dell'efficacia di schermatura, questo perché il vetro da solo non è altrettanto efficace nel bloccare e attenuare le onde elettromagnetiche e quindi avremmo una maggiore trasmissione e penetrazione delle onde attraverso la struttura.

CONCLUSIONI

In conclusione, questa tesi ha affrontato il problema dell'aumento dell'esposizione umana alle radiazioni elettromagnetiche causato dall'avanzamento delle tecnologie e delle comunicazioni. La schermatura elettromagnetica si è rivelata una soluzione fondamentale per ridurre l'esposizione ai campi elettromagnetici, e la ricerca di nuove soluzioni e materiali efficaci è di grande importanza per garantire una maggiore sicurezza per la salute umana.

Attraverso l'implementazione di un codice in Python per la simulazione e la progettazione degli schermi stratificati, sono state effettuate diverse simulazioni per valutare l'efficacia di schermatura di un'unità a doppio vetro. I risultati delle simulazioni hanno fornito importanti informazioni sull'andamento dell'efficacia di schermatura in relazione alla frequenza dell'onda incidente, all'angolo di incidenza, allo spessore dei vetri e alla presenza di un rivestimento metallico interno.

Le simulazioni hanno evidenziato che l'efficacia di schermatura dipende fortemente dalla frequenza dell'onda incidente, mostrando valori minimi a determinate frequenze. Inoltre, è emerso che l'angolo di incidenza influisce sull'efficacia di schermatura, con valori più alti quando l'onda incide ad angoli prossimi alla normale al piano del vetro. Lo spessore dei vetri ha dimostrato di avere un impatto sulla riduzione dell'energia delle onde elettromagnetiche, ma tale effetto varia in base alla frequenza dell'onda incidente. Infine, il rivestimento metallico interno si è rivelato fondamentale per l'efficacia complessiva di schermatura, mentre senza di esso l'efficacia diminuisce significativamente.

Questa tesi fornisce quindi una panoramica esaustiva sui concetti fondamentali dell'elettromagnetismo, descrive i parametri e le caratteristiche dei materiali utilizzati per la schermatura elettromagnetica, e presenta un approccio innovativo basato sulla simulazione mediante il codice Python. I risultati ottenuti contribuiscono alla conoscenza e alla comprensione dell'efficacia di schermatura di un'unità a doppio vetro e forniscono informazioni preziose per la progettazione di soluzioni più efficaci e sicure.

Si auspica che i risultati e le conclusioni di questa tesi possano essere utilizzati come base per ulteriori studi e sviluppi nel campo della schermatura elettromagnetica, al fine di garantire una protezione ottimale dalla radiazione elettromagnetica e una maggiore sicurezza per la salute umana in diverse applicazioni, comprese quelle legate alle telecomunicazioni.

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

Pagina web di ETHW: <https://ethw.org/Electromagnetism>.

cit. Fawwaz T. Ulaby, Fondamenti di campi elettromagnetici, McGraw-Hill Education, edizione italiana a cura di Stefano Salleri Università degli Studi di Parma.

Tesi di Laura Marinaro, *Efficacia di schermatura di vetri compositi per la protezione di ambienti e persone da campi elettromagnetici*.

Dispense Pietro Romano – *Le unità di misura in elettromagnetismo e le equazioni di Maxwell*.

http://www.dmf.unisalento.it/~panareo/Dispense_di_Fisica/Onde.pdf .

Fawwaz T. Ulaby, Fondamenti di campi elettromagnetici, Pearson 2004, prima edizione.

Monorchio Agostino, Note sulla Shielding effectiveness tratto dal capitolo 5 delle dispense del corso di compatibilità elettromagnetica

<https://etd.adm.unipi.it/theses/available/etd-11262004155956/unrestricted/03CAPITOLO1Colombini.pdf> .

Tesi di Viviana Bassan, *Schermatura di un dispositivo per la rilevazione della temperatura, da usarsi con il dispositivo RQM Vesalius*.

Moglie Franco, Primiani Mariani Valter, Bastianelli Luca, 2021, articolo Shielding effectiveness Controlling of Coated Glass Assembly in Mobile and Positioning GPS Frequency Bands.

Vetrare isolanti – <https://www.agc-yourglass.com/>

Pagina web di AGC Glass Europe: <https://www.agcglass.eu/en>.

Tesi di Julian Gostoli, *Sviluppo di un codice in Python per l'analisi dell'efficacia di schermatura di materiali stratificati*.

Pagina web di Python: <https://www.python.org/>.

Introduzione al linguaggio Python: <https://www.html.it/guide/guida-python/> .

Pagina web di Jupyter: <https://jupyter.org/> .

Pagina web della libreria NumPy: <https://numpy.org/>.

Pagina web della libreria SciPy: <https://scipy.org/>.

Pagina web della libreria Matplotlib: <https://matplotlib.org/>.

Guida per l'utilizzo del linguaggio Python: <https://www.cdslab.org/python/index.htm> .

Tesi di Lisa Trovarelli, *Un codice Python per l'ottimizzazione di uno schermo elettromagnetico stratificato per ridurre al minimo l'esposizione umana*.