

ONDAS ELETROMAGNÉTICAS EM PLANILHA DE CÁLCULO – UM LABORATÓRIO PARA MEDIDAS DE DIELÉTRICOS

Sergio Luiz Schubert Severo – sergiosevero@pelotas.ifsul.edu.br
Engenharia Elétrica – IFSUL - Instituto Federal Sul-rio-grandense – Campus Pelotas
Praça 20 de setembro 455 Centro
96015-360 – Pelotas – Rio Grande do Sul

Resumo: *Apresenta-se uma planilha de cálculo empregada para dar suporte as atividades práticas do laboratório de ondas eletromagnéticas do curso de Engenharia Elétrica do Instituto Federal Sul-rio-grandense. Utiliza-se um experimento clássico de determinação da permissividade dielétrica de uma lâmina de material com espessura da ordem do comprimento de onda e submetida a incidência perpendicular de uma onda plana. A planilha é aberta e possibilita a atividade do aluno alterando material, espessura e frequência da onda eletromagnética. São utilizados os recursos para cálculo com números complexos. A planilha apresenta os dados dos coeficientes de reflexão e transmissão através da lâmina, da atenuação, da propagação e de permissividades aproximadas obtidas através de métodos experimentais. Ela é utilizada em apoio ao trabalho de laboratório ou isoladamente pelo aluno. Todas as equações utilizadas são apresentadas e finaliza-se com imagens de experimentos característicos.*

Palavras-chave: *Ondas eletromagnéticas, laboratório, objeto de aprendizagem, planilha de cálculo.*

1. INTRODUÇÃO

Todo o conhecimento humano, desde a mais tenra infância, comporta uma dimensão inferencial (PIAGET & GARCIA, 1982). Essa afirmação pode causar surpresa, pois não imaginamos um bebê capaz de operar de forma lógica. Mas não é senão através de uma lógica constituída sobre a ação (e não sobre enunciados), que Piaget denomina “lógica das significações”, que a criança irá aperfeiçoar a sua interação com o mundo em que está inserida.

Mas surpreendente mesmo é não nos darmos conta que todo conhecimento humano, principalmente o conhecimento tecnológico, comporta uma dimensão prática, constituída na ação do sujeito sobre seu objeto de estudo. Ação essa regulada por aspectos formais que necessitam continuamente dos limites impostos pelo real para que se constituam em conhecimentos válidos.

A vida em laboratório é uma das raras oportunidades que o aluno tem de colocar à prova sua compreensão do mundo e sua capacidade de transformá-lo. Diferentemente dos procedimentos didáticos tradicionais da sala de aula, no laboratório o objeto de estudo é um fenômeno que, mesmo cercado de todos os cuidados, apresenta comportamento diverso do

esperado pelo aluno e, algumas vezes, até mesmo do esperado pelo professor. Os limites da instrumentação, as dificuldades que os alunos têm de uma abordagem sistemática do problema, a limitação dos modelos empregados, os fracassos sucessivos e os sentimentos associados, todos são situações positivas dentro de um laboratório. Por outro lado, os roteiros excessivamente detalhados, as tarefas repetitivas com medição mais anotação mais relatórios, as demonstrações espetaculares feitas para admirar mas não para tocar, as simulações videogame que criam um mundo sem limites e sem consequências, são todas situações que acabam por tornar o laboratório um desperdício de tempo do aluno e dos recursos da escola.

Buscando-se aperfeiçoar os laboratórios de ondas eletromagnéticas onde, em pesquisa anterior (SEVERO & REZENDE, 2012) observaram-se dificuldades conceituais nas bases do conhecimento de propagação de ondas, construiu-se uma planilha de cálculo para apoiar o trabalho do aluno em um experimento para determinação da permissividade dielétrica no espaço livre (KRAZEWSKI et al. 1996). A interação de uma onda plana com lâminas dielétricas de espessura finita faz parte do programa de ondas eletromagnéticas do curso de engenharia elétrica do IFSUL. Os aspectos dessa interação com meios com perdas, nas frequências de micro ondas, para a determinação da permissividade e, consequentemente do teor de umidade, é fundamental para o desenvolvimento de tecnologia aplicada ao processamento de grãos como arroz e soja. Assim, os experimentos de laboratório que buscam determinar a permissividade ampliam o conhecimento teórico da disciplina.

Encontrou-se na planilha de cálculo um meio adequado ampliar a capacidade de interação do aluno com o assunto em questão. Não só ele observa uma representação dos campos no espaço e no tempo como pode alterar as bases do experimento saindo de um modelo de baixas perdas ou perda nenhuma para um modelo de altas perdas.

Para que o leitor possa obter o mais rápido proveito e considerando a razoável especialização do assunto, apresenta-se toda a dedução teórica do modelo que suporta o laboratório, finaliza-se com as equações da planilha e com alguns exemplos de situações experimentais de interesse. Note-se que esse laboratório é realizado juntamente com experimentos reais, embora seja útil como experimento computacional ou objeto de aprendizagem isolado. Além disso, dada a possibilidade de alteração da planilha até mesmo pelos próprios alunos, possa ser ampliado com certa facilidade.

2. TRANSMISSÃO E REFLEXÃO EM UMA LÂMINA DIELETRICA

Uma lâmina dielétrica uniforme, de permissividade complexa “ ϵ_2 ” e espessura “ d ”, está imersa em um dielétrico de permissividade “ ϵ_1 ” dividindo o espaço em duas regiões, 1 e 3, antes e depois da lâmina. Considere-se uma onda eletromagnética com incidência perpendicular à interface em $z=-d$. Os campos elétricos e magnéticos da onda incidente são, respectivamente, E_1^+ e H_1^+ . Tais campos serão parcialmente refletidos de volta ao meio 1 e parcialmente transmitidos para o interior da lâmina. E_1^- e H_1^- são os campos refletidos que irão se propagar no meio 1 na direção negativa de “ z ”. A partir de $z=-d$, os campos transmitidos E_2^+ e H_2^+ propagam-se na direção positiva de “ z ”. Ao se propagarem em um meio com perdas esses campos iniciais sofrerão atenuação e variação da fase conforme a equação (26). Na interface entre a lâmina e o meio 1 em $z=0$ chegam os campos E_{20}^+ e H_{20}^+ . Parte desses campos será transmitida, os campos E_3^+ e H_3^+ , e parte será refletida de volta ao meio 2, os campos E_{20}^- e H_{20}^- . Os fatores de propagação para os meios 1 e 2 são,

respectivamente, γ_1 e γ_2 . Os campos elétricos e magnéticos estão relacionados, em cada um dos meios, pelas impedâncias características η_1 e η_2 . Como os campos no meio 3 se propagam indefinidamente não existe onda que se propague no sentido negativo de “z” nele. A figura 1 mostra a configuração considerada para o campo elétrico.

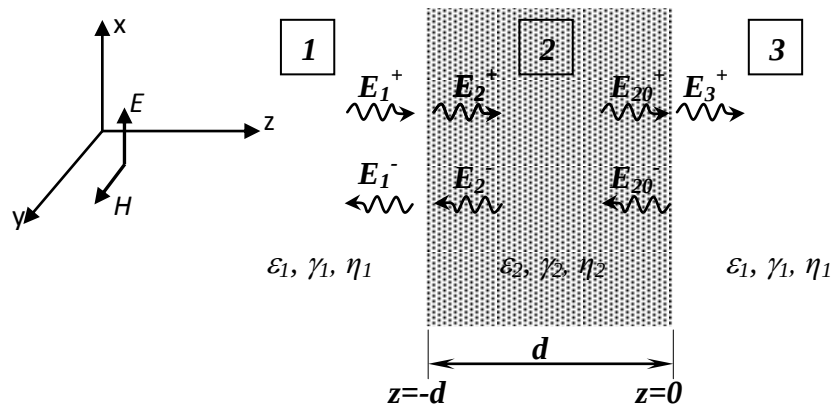


Figura 1 – Lâmina dielétrica

As reflexões nas interfaces determinam uma solução completa para a equação da onda dentro da lâmina dielétrica. Considerando o campo elétrico, para qualquer $0 > z > -d$, com os dados da figura 1, a solução é dada por (RAMO et al., 1981):

$$E_2^t(z) = E_{20}^+ e^{-\gamma_2 z} + E_{20}^- e^{\gamma_2 z} \quad (1)$$

Onde γ_2 é o fator de propagação no meio 2 definido por:

$$\gamma \triangleq \sqrt{j\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon} \quad (2)$$

Na equação 2 μ é a permeabilidade magnética do meio em Henry/m, ω a frequência angular da onda em radianos/s, σ a condutividade em Siemens/m, e ϵ a permissividade dielétrica em Farad/m. Em materiais dielétricos com perdas, na frequência de micro ondas, é conveniente computar-se todas as perdas na parte imaginária da permissividade complexa (PANTOJA et al., 2002). Dessa forma, o fator de propagação pode ser separado em sua parte real e imaginária, $\gamma = \alpha + j\beta$, respectivamente responsáveis pela atenuação e pela propagação da onda. Elas são dadas por (RAMO et al., 1981):

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon'}{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} - 1 \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon'}{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} + 1 \right]^{1/2} \quad (4)$$

O coeficiente de atenuação α é dado em Nêpers/m e o fator de propagação β em radianos/m. O produto de “ α ” pela distância de propagação faz com que a exponencial do

mesmo expresse a atenuação “A” que sofre um determinado sinal E_0^+ ao transpor uma distância $z=d$. Assim:

$$A = \left| \frac{E_0^+}{E_{(z=d)}} \right| = e^{-\alpha d} \quad (5)$$

Os instrumentos de medida costumam expressar a atenuação como perda de potência em decibéis. Dessa forma, a equação (5) fica:

$$A_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{E_0^+}{E_{(z=d)}} \right| = 20 \log_{10} e^{-\alpha d} = -\alpha d 20 \log_{10} e^1 = -8,6858 \alpha d$$

$$\alpha = \frac{A_{dB}}{8,6858 d} \quad (6)$$

Com a equação (6) pode-se obter o valor do coeficiente de atenuação conhecendo-se a atenuação em potência sofrida pela onda eletromagnética ao se propagar por uma distância “d” dentro da lâmina.

A constante de propagação “ β ”, em um material através do qual atravessa uma onda eletromagnética, pode ser obtida experimentalmente medindo-se a variação “ $\Delta\varphi$ ” na fase da onda após a inserção do material de espessura “d”. Deve-se tomar o cuidado de utilizar uma amostra com comprimento menor que o comprimento de onda dentro do material para evitar-se a ambiguidade no valor da variação da fase. Com esse procedimento a constante de propagação fica:

$$\beta = \frac{\Delta\varphi}{d} + \beta_0 \quad (7)$$

Considerando-se que a lâmina está inserida em um meio 1 com a constante de propagação do vácuo β_0 .

3. APROXIMAÇÃO PARA OBTENÇÃO DA PERMISSIVIDADE COMPLEXA DOS DADOS EXPERIMENTAIS.

Mesmo possuindo instrumentos adequados para mensurar a atenuação e a constante de fase de uma onda que se propaga em um material com perdas não é possível obter-se de forma direta a permissividade complexa com o uso das equações (3) e (4). Na maior parte dos dielétricos as perdas são pequenas, de tal forma que $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$. Assim, a equação (2) pode ser escrita (considerando condutividade nula):

$$\gamma \cong j\omega \sqrt{\mu(\varepsilon' - j\varepsilon'')} \times \frac{\varepsilon'}{\varepsilon'} = j\omega \sqrt{\mu\varepsilon' \left(\frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\varepsilon'} \right)} = j\omega \sqrt{\mu\varepsilon'} \sqrt{1 - j \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} \quad (8)$$

Pode-se desenvolver o último radical da equação (41) em série de potências, dado que:

$$\sqrt{1-x} \cong \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k x^k - \frac{k}{2}}{k!} \quad \therefore \quad \sqrt{1-j\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} = 1 - j\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad , \text{ com } k = 0;1. \quad (9)$$

Assim, com os dois primeiros termos da série e considerando-se $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$, a equação (8) fica:

$$\gamma \cong j\omega\sqrt{\mu\varepsilon'}\sqrt{1-j\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} \approx j\omega\sqrt{\mu\varepsilon'}\left(1-j\frac{\varepsilon''}{2\varepsilon'}\right) = \frac{\omega\varepsilon''}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon'}} + j\omega\sqrt{\mu\varepsilon'} \quad (10)$$

Novamente, o fator de propagação tem uma parte real e uma parte imaginária, respectivamente as constantes de atenuação e propagação, que se podem expressar aproximadamente como:

$$\alpha \cong \frac{\omega\varepsilon''}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon'}} \quad (11)$$

$$\beta \cong \omega\sqrt{\mu\varepsilon'} \quad (12)$$

Agora, com essas equações aproximadas, é possível se obter a parte real e a parte imaginária da permissividade. Em dielétricos a permeabilidade magnética μ é aproximadamente igual à permeabilidade do vácuo, μ_0 . Já a permissividade dielétrica pode ser expressa como:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'') \quad (13)$$

Utilizando-se as equações (12) e (13) e o valor da constante de propagação do vácuo, pode-se obter a parte real da permissividade relativa fazendo:

$$\beta \cong \omega\sqrt{\mu\varepsilon'} \cong \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r'} = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r'} = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\sqrt{\varepsilon_r'} = \beta_0\sqrt{\varepsilon_r'} \quad (14)$$

Portanto:

$$\varepsilon_r' = \left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^2 \quad (15)$$

Já a parte imaginária da permissividade relativa é obtida de (11) fazendo:

$$\alpha = \frac{\omega\varepsilon''}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon'}} = \frac{\omega\varepsilon_r''\varepsilon_0}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_r'\varepsilon_0}} \times \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon_r''\varepsilon_0\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{2\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon_r'}} = \frac{\varepsilon_r''\beta_0}{2\sqrt{\varepsilon_r'}} \quad (16)$$

Substituindo-se o valor de ε_r' da equação (15), a parte imaginária da permissividade relativa fica:

$$\varepsilon_r'' = \frac{2\alpha\sqrt{\varepsilon_r'}}{\beta_0} = \frac{2\alpha\sqrt{\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^2}}{\beta_0} \quad \therefore \quad \varepsilon_r'' = \frac{2\alpha\beta}{\beta_0^2} \quad (17)$$

Assim, a permissividade fica explicitamente obtida a partir do conhecimento da atenuação e da variação da fase da onda eletromagnética através da amostra. Deve-se notar que essas são aproximações com bom grau de exatidão apenas para materiais com perdas

baixas. Um dos objetivos desse laboratório é constatar, a partir dos experimentos numéricos na planilha de cálculo, essa exatidão.

4. CÁLCULO DOS CAMPOS TOTAIS.

4.1. Campos totais dentro da lâmina

Considerando-se uma onda que incida do meio 2 para o meio 3 na figura 1, o coeficiente de reflexão na interface será dado por:

$$\rho_{23} = \frac{E_{20}^-}{E_{20}^+} \quad (18)$$

Como no meio 3 a impedância característica é η_1 , a mesma do meio 1, pode-se expressar a equação (18) como:

$$\rho_{23} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} = -\rho_{12} \quad (19)$$

Assim, usando-se (18) e (19), reescreve-se (1) como:

$$E_2^t(z) = E_{20}^+(e^{-\gamma_2 z} - \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (20)$$

Pode-se fazer o mesmo para o campo magnético, cujos campos totais serão dados por:

$$H_2^t(z) = H_{20}^+ e^{-\gamma_2 z} + H_{20}^- e^{\gamma_2 z} \quad (21)$$

Ao se considerar um dielétrico com perdas, mas com condutividade desprezível, a impedância intrínseca é dada por (RAMO, 1981):

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (22)$$

Com a equação (22) para o meio 2, pode-se escrever (21) como:

$$H_2^t(z) = \frac{E_{20}^+}{\eta_2} e^{-\gamma_2 z} - \frac{E_{20}^-}{\eta_2} e^{\gamma_2 z} \quad (23)$$

Ao empregar-se o coeficiente de reflexão na interface de (19) a equação (23) fica:

$$H_2^t(z) = \frac{E_{20}^+}{\eta_2} (e^{-\gamma_2 z} + \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (24)$$

4.2. Condições de contorno na interface.

Nas interfaces em $z = -d$ e $z=0$ os campos elétricos e magnéticos tangenciais totais são iguais em ambos os lados. Dessa forma, em $z=-d$:

$$E_1^+ + E_1^- = E_2^t \quad (25)$$

$$H_2^t = H_1^+ + H_1^- = \frac{E_1^+}{\eta_1} - \frac{E_1^-}{\eta_1} \quad (26)$$

Já os campos totais em $z = -d$ são obtidos das equações (20) e (24) respectivamente e dados por:

$$E_2^t(z = -d) = E_{20}^+(e^{\gamma_2 d} - \rho_{12}e^{-\gamma_2 d}) \quad (27)$$

$$H_2^t(z = -d) = \frac{E_{20}^+}{\eta_2}(e^{\gamma_2 d} + \rho_{12}e^{-\gamma_2 d}) \quad (28)$$

As condições de contorno permitem que se escreva, usando-se as equações (25) e (27) e as equações (26) e (28):

$$E_1^+ + E_1^- = E_{20}^+(e^{\gamma_2 d} - \rho_{12}e^{-\gamma_2 d}) \quad (29)$$

$$E_1^+ - E_1^- = \frac{\eta_1}{\eta_2} E_{20}^+(e^{\gamma_2 d} + \rho_{12}e^{-\gamma_2 d}) \quad (30)$$

4.3. Coeficiente de reflexão na interface de entrada da lâmina.

Considera-se que a onda eletromagnética plana cujo campo elétrico é dado por E_1^+ seja a fonte que incide na lâmina em $z=-d$. Se quer obter uma expressão para que se possa avaliar a onda eletromagnética refletida cujo campo elétrico é E_1^- . Para isso se define o coeficiente de reflexão na interface de entrada da lâmina:

$$\rho \triangleq \frac{E_1^-}{E_1^+} \quad (31)$$

Ao expressar-se E_1^- como ρE_1^+ e dividir-se a equação (30) pela (29) obtém-se:

$$\frac{(1-\rho)}{(1+\rho)} = \frac{\eta_1}{\eta_2} \frac{(e^{\gamma_2 d} + \rho_{12}e^{-\gamma_2 d})}{(e^{\gamma_2 d} - \rho_{12}e^{-\gamma_2 d})} \quad (32)$$

Com o uso da equação (19), substituindo-se a razão entre as impedâncias características pelo coeficiente de reflexão entre os meios e isolando o coeficiente de reflexão tem-se:

$$\rho = \frac{\rho_{12}(1-e^{-2\gamma_2 d})}{(1-\rho_{12}^2 e^{-2\gamma_2 d})} \quad (33)$$

4.4. Coeficiente de transmissão através da lâmina.

A relação entre a onda eletromagnética que incide na interface em $z=-d$ e a onda que emerge na interface em $z = 0$ é o coeficiente de transmissão através da lâmina, definido por:

$$\tau \triangleq \frac{E_3^+}{E_1^+} \quad (34)$$

Na interface em $z = 0$, os campos tangenciais totais são os mesmos em ambos os lados. Para os campos elétricos tem-se:

$$E_3^+ = E_{20}^+ + E_{20}^- \quad (35)$$

O coeficiente de reflexão entre os meios 2 e 3, conforme (19), é o valor negativo do coeficiente de reflexão entre os meio 1 e 2. Assim, se pode relacionar os campos E_{20}^+ e E_{20}^- através dele e a equação (35) pode ser escrita como:

$$E_3^+ = E_{20}^+ (1 - \rho_{12}) \quad (36)$$

Substituindo-se o valor de E_{20}^+ , isolado da equação (36), e o valor E_3^+ por τE_1^+ , nas equações (29) e (30) e, novamente, substituindo a razão entre as impedâncias características pelo coeficiente de reflexão entre os dois meios, como dado em (19), tem-se:

$$E_1^+ + E_1^- = \frac{\tau E_1^+}{(1 - \rho_{12})} (e^{\gamma_2 d} - \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (37)$$

$$E_1^+ - E_1^- = \frac{(1 - \rho_{12})}{(1 + \rho_{12})} \frac{\tau E_1^+}{(1 - \rho_{12})} (e^{\gamma_2 d} + \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (38)$$

Somam-se as equações (37) e (38) eliminando E_1^- e E_1^+ . Assim pode-se isolar o coeficiente de transmissão através da lâmina:

$$\tau = \frac{(1 - \rho_{12}^2) e^{-\gamma_2 d}}{1 - \rho_{12}^2 e^{-2\gamma_2 d}} \quad (39)$$

4.5. Campos totais dentro da lâmina em função do campo incidente.

Conhecendo o coeficiente de reflexão na interface de entrada da lâmina e o de transmissão através da mesma pode-se determinar o valor dos campos totais para qualquer valor de z . Esses campos são expressos pelas equações (20), para o campo elétrico e (24) para o campo magnético. Usando as equações (34) e (36) pode-se expressar o campo E_{20}^+ por:

$$E_{20}^+ = \frac{\tau E_1^+}{(1 - \rho_{12})} \quad (40)$$

Substituindo-se o valor da equação (40) nas equações (20) e (24) os campos, dentro da lâmina, para $0 > z > -d$ serão dados por:

$$E_2^t(z) = \frac{\tau E_1^+}{(1 - \rho_{12})} (e^{-\gamma_2 z} - \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (41)$$

$$H_2^t(z) = \frac{\tau E_1^+}{\eta_2 (1 - \rho_{12})} (e^{-\gamma_2 z} + \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (42)$$

Nas equações, o coeficiente de transmissão “ τ ” é dado pela equação (39), o fator de propagação $\gamma_2 = \alpha + j\beta$ tem suas partes real e imaginária dadas pelas equações (3) e (4) respectivamente, a impedância característica do meio 2, η_2 , é dada pela equação (22) e o coeficiente de reflexão entre os meios, ρ_{12} , é dado pelo valor negativo da equação (19).

4.6. Campos totais antes da lâmina.

Para o intervalo $z < -d$, ao tomar-se o campo elétrico E_1^+ em $z = -d$ como referência, pode-se calcular os campos totais com o uso do coeficiente de reflexão dado pela equação (33). Para que os campos totais na interface sejam o somatório dos campos incidente e refletido para a posição $z = -d$, deve-se adicionar a espessura da lâmina à posição “ z ”, assim os campos elétricos e magnéticos no meio 1 ficam:

$$E_1^t(z) = E_1^+(e^{-\gamma_1(z+d)} + \rho e^{\gamma_1(z+d)}) \quad (43)$$

$$H_1^t(z) = \frac{E_1^+}{\eta_1}(e^{-\gamma_1(z+d)} - \rho e^{\gamma_1(z+d)}) \quad (44)$$

4.7. Campos totais após a lâmina.

Após a lâmina dielétrica propagam-se apenas campos na direção dos “ z ” positivos. Como o coeficiente de transmissão, dado pela equação (39), relaciona diretamente o campo que emerge na interface em $z = 0$ com a referência que incide na interface em $z = -d$, os campos no meio 3 são dados por:

$$E_3^t(z) = \tau E_1^+ e^{-\gamma_1 z} \quad (45)$$

5. DESENVOLVIMENTO DA PLANILHA DE CÁLCULO.

A planilha de cálculo EXCELL[®] é capaz de calcular numericamente expressões que envolvam números complexos. Embora relativamente tediosas de serem escritas elas podem ser facilmente replicadas de célula para célula. Para uso em laboratório é interessante marcar-se as áreas de entrada de dados de forma clara mas sem bloquear a edição das células. Assim o aluno pode, a qualquer momento, verificar as equações e a origem dos dados apresentados em gráficos.

Os dados de entrada no experimento são a permissividade complexa da amostra, a frequência da fonte e a dimensão da amostra. A partir dos mesmos a planilha calcula e apresenta os fatores de propagação fora e dentro da amostra, o coeficiente de reflexão na interface e na entrada da lâmina, o coeficiente de transmissão através da lâmina, os valores aproximados da permissividade complexa e do fator de propagação obtidos por truncamento de série de potências. A permissividade é também obtida através da “medida” da atenuação e da variação da fase adquiridas dos dados discretos da tabela. Finalmente é calculado o campo

elétrico total ao longo de “z” para diversos instantes de tempo. Isso é feito em outra “folha” da planilha. As linhas dessa folha são os valores de “z” iniciando em -2d e indo até +d. Dessa forma as linhas são divididas em 3 áreas com número fixo de amostras e com suas equações respectivas: antes da lâmina, dentro da lâmina e após a lâmina. São as expressões em EXCELL® das equações (43), (41) e (45) respectivamente. O tempo é expresso como colunas da planilha. As expressões em EXCELL® para os campos totais são:

Tempo em segundos: Coluna variável, Linha 8 fixa (L\$8, M\$8...)

Posição z em metros: Coluna “C” fixa, Linha variável (\$C16,\$C17...)

Antes da lâmina :

=IMREAL(IMPROD(E1_;IMEXP(COMPLEXO(0;1*omega*L\$8));IMSOMA(IMEXP(COMPLEXO(0;1*gama1*(C16+D))))); IMPROD(ro_;IMEXP(COMPLEXO(0;gama1*(C16+D))))))

Dentro da lâmina:

=IMREAL(IMDIV(IMPROD(tau;E1_;IMEXP(COMPLEXO(0;1*omega*M\$8));IMSUBTR(IMEXP(IMPROD(-1;gama2;C117)); IMPROD(ro_12;IMEXP (IMPROD(gama2;C117)))));IMSUBTR(1;ro_12)))

Após a lâmina:

=IMREAL(IMPROD(tau;E1_;IMEXP(COMPLEXO(0;1*omega*N\$8));IMEXP(COMPLEXO(0;-1*gama1*C218))))

6. EXPERIMENTOS CARACTERÍSTICOS.

Apresentam-se, a seguir, algumas situações experimentais de interesse. De toda a forma o aluno é estimulado a procurar características dielétricas de materiais variados e explicar o comportamento para diversas frequências e dimensões de lâmina

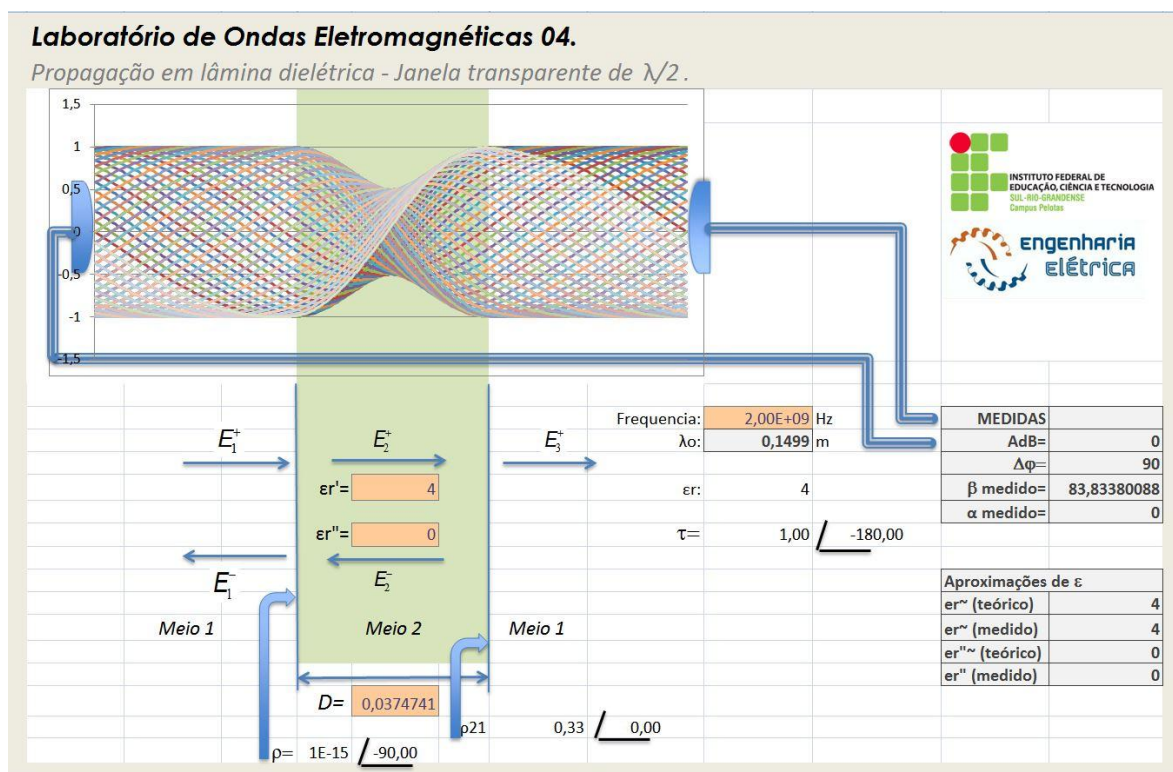


Figura 2 – Planilha com lâmina dielétrica sem perdas e meio comprimento de onda

Na figura 2 podemos observar que a diferença de fase medida não foi de 90 graus como era de se esperar. Isso porque o valor é tomado de dados discretos. A espessura da lâmina é determinada a partir da variável da planilha que mantém o comprimento de onda dentro da amostra dividido por 2.

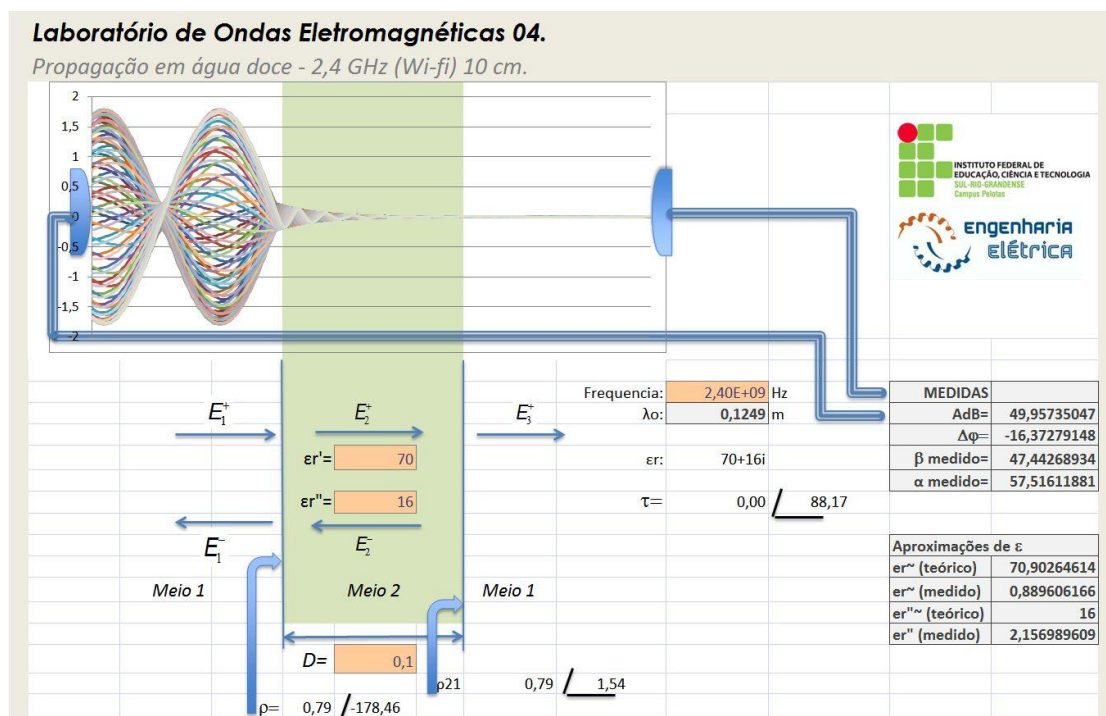


Figura 3 – Lâmina de água com altas perdas.

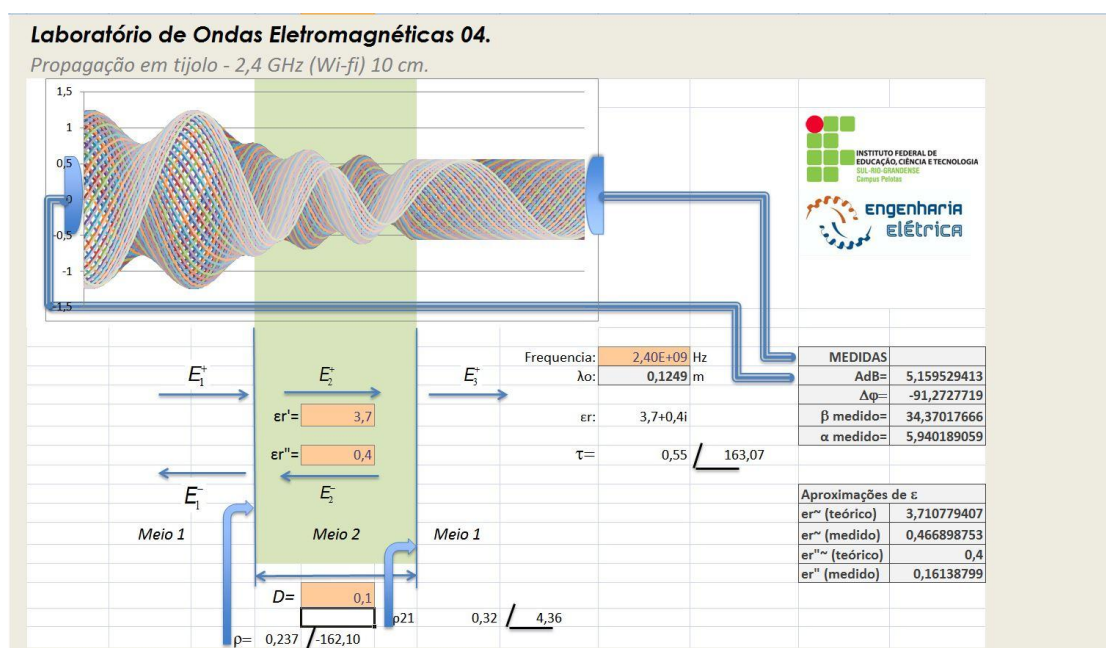


Figura 4 – Parede de tijolos sendo atravessada por sinal de wireless.



7. REFERÊNCIAS.

KRAZEWSKI, A. W.; TRABELSI, S. AND NELSON, S. O., “Wheat Permittivity Measurements in Free Space”, Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy, vol. 31, No. 03, 1996.

PANTOJA, J.; FRANCO, J.; PÉREZ M. Y PUIGPELAT, J. Ingeniería de Microondas – Técnicas Experimentales. Madrid: Prentice Hall, 2002, 365p.

PIAGET, J.; GARCÍA, R. Psicogénesis e historia de la ciencia. Mexico: siglo ventuino editores,sa, 1982.

RAMO, S.; WHINNERY, J. R. AND VAN DUZER, T. Campos e Ondas em Eletrônica das Comunicações. Rio de Janeiro, RJ: Guanabara Dois, 1981,572p.

SEVERO, S. L. S. E REZENDE, F. A Gênese do Conceito de Velocidade de Propagação no Laboratório de Ondas Eletromagnéticas Anais: XL – Congresso Brasileiro de Ensino de Engenharia. Belém: UFP, 2012.

VON HIPPEL, A. R. Dielectrics and waves. New York, NY: John Wiley & Sons Ltd., 1954, 284p.

ELECTROMAGNETIC WAVES IN SPREADSHEET - A DIELECTRIC MEASUREMENTS LAB

Abstract: *We present a spreadsheet used to support the practical activities of the Electrical Engineering course of the Rio Grande Southern Federal Institute electromagnetic waves lab. It uses a classical experiment for determining the dielectric permittivity of a sheet material with a thickness of the order of wavelength, and subjected to perpendicular incidence of a plane wave. The spreadsheet is open and allows the student activity by changing material, thickness and electromagnetic wave frequency. Complex numbers are calculated by the spreadsheet resources. The spreadsheet shows the data of the reflection and transmission coefficients through the sheet, attenuation, propagation and approximate permittivities obtained by experimental methods. It is used to support the work of the laboratory or by the student alone. All equations used are presented and ends with images of typical experiments.*

Keywords: *Electromagnetic waves, lab, learning object, spreadsheet.*