



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/02.26.21.19-PUD

LINHAS DE TRANSMISSÕES NÃO LINEARES E SEUS CONCEITOS BÁSICOS

Lauro Paulo da Silva Neto

Qualificação de Doutorado do
Curso de Pós-Graduação em Enge-
nharia e Gerenciamento de Siste-
mas Espaciais, orientada pelo Dr.
José Osvaldo Rossi.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3FR3NS8>>

INPE
São José dos Campos
2014

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):

Presidente:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/02.26.21.19-PUD

LINHAS DE TRANSMISSÕES NÃO LINEARES E SEUS CONCEITOS BÁSICOS

Lauro Paulo da Silva Neto

Qualificação de Doutorado do
Curso de Pós-Graduação em Enge-
nharia e Gerenciamento de Siste-
mas Espaciais, orientada pelo Dr.
José Osvaldo Rossi.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3FR3NS8>>

INPE
São José dos Campos
2014

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Silva Neto, Lauro Paulo.

Si38l Linhas de transmissões não lineares e seus conceitos básicos / Lauro Paulo da Silva Neto. – São José dos Campos : INPE, 2014.

vi + 28 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/02.26.21.19-PUD)

Publicação Didática (Qualificação de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Gerenciamento de Sistemas Espaciais) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2014.

Orientador : Dr. José Osvaldo Rossi.

1. linhas de transmissões não lineares. 2. capacitores. 3. indutores. 4. contas de ferrite. 5. materiais cerâmicos. I.Título.

CDU 621.315



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

“O coração do homem propõe o seu caminho; mas o senhor lhe dirige os passos.”

Provérbios 16:9

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pag.</u>
Figura 1- Disposição de uma LTNL usando capacitor variável.....	3
Figura 2- Processo de geração de onda de sóliton em uma LTNL.	5
Figura 3- Colisão de duas ondas solitárias	7
Figura 4- Simulação das ondas obtidas na saída para níveis de tensão de entrada igual a (a) 10 kV e (b) 30 kV	8
Figura 5- Simulação numérica das ondas obtidas na saída da LTNL com (a) 15 seções e (b) 30 seções	8
Figura 6- Linha ferromagnética coaxial.	9
Figura 7- Linha de placas paralelas.	10
Figura 8- Disposição física do capacitor.	11
Figura 9- Polarização (a) eletrônica (b) iônica e (c) orientação com e sem campo elétrico	13
Figura 10- Resposta da polarização e permissividade relativa com a frequência.....	14
Figura 11- Polarização dos dipolos em um meio dielétrico	15
Figura 12- Curva PxE (a) dielétrico não linear ideal, (b) dielétrico com perdas, (c) dielétrico linear e (d) dielétrico não linear com pobre contato elétrico dos eletrodos	16
Figura 13- Estrutura Perovskita do Titanato de Bário: (a) célula unitária; (b) rede cristalina.	18
Figura 14- Comportamento da permissividade do BaTiO ₃ em temperatura e suas respectivas transições.....	18
Figura 15- Disposição Física do indutor.	20
Figura 16- Comportamento não linear entre B e H para um indutor com núcleo ferromagnético.....	21
Figura 17- Resposta em frequência da permeabilidade relativa para os materiais ferromagnético à base de NiZn.....	22
Figura 18- Curva característica BxH de um material ferromagnético à base de NiZn	22
Figura 19- Configuração da conta de ferrite e seu modelo em frequência	23
Figura 20- Comportamento de Z, R _S e X _L de uma conta de ferrite em função da frequência	24
Figura 21- Curva característica BxH de uma conta de ferrite.....	24

LISTA DE TABELAS

Pag.

Tabela I - Características elétricas de algumas cerâmicas e polímeros.....	19
--	----

SUMÁRIO

	<u>Pag.</u>
1. INTRODUÇÃO	1
2. CONCEITOS BÁSICOS DE LINHAS DE TRANSMISSÕES NÃO LINEARES (LTNLS).....	3
3. ONDA DE SÓLITON	6
4. TIPOS DE LINHAS DE TRANSMISSÕES NÃO LINEARES MAIS USADOS	9
5. CAPACITORES	11
6. CERÂMICAS DIELETRICAS	17
7. INDUTORES	20
8. CONTAS DE FERRITE (FERRITE BEADS).....	23
9. CONCLUSÃO	25
10. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	26

1. INTRODUÇÃO

Linhas de transmissões não lineares vêm sendo estudadas para geração de sinais de alta potência com aplicações em radares, plataformas móveis de defesa e satélites. Seu funcionamento se baseia no comportamento não linear de seus componentes eletrônicos capacitores e ou indutores em função da tensão e corrente elétrica aplicada. Em aplicações para geração de rádio frequência, as vantagens das linhas de transmissões não lineares é que estas não necessitam de filamento aquecido nem de fontes auxiliares de alta tensão ou oscilador local de alimentação como os tubos amplificadores de RF (conhecidos como TWTs - *Travelling Wave Tubes*), o que permite a construção de sistema de alta potência com tamanho e peso reduzido. Também em relação aos SSPAs (*Solid State Amplifiers*), LTNLS seriam mais eficientes dependendo do nível de potência de saída exigido, uma vez que SSPAs, como TWTs, exigem um oscilador local e fontes auxiliares, porém de mais baixa tensão.

Nesta monografia são apresentados; os conceitos básicos da teoria de propagação de ondas solitárias, as principais configurações utilizadas para construção de linhas de transmissões não lineares, bem como a configuração e teoria dos componentes utilizados como meio não linear, capacitores cerâmicos e indutores, na geração do sinal de rádio frequência em alta potência. As linhas não lineares dependendo da configuração podem ser utilizadas para geração de sólitons ou compressão do pulso. Com esta motivação, o foco deste trabalho é a geração das ondas de sólitons para serem utilizadas como sinal de RF em sistemas de comunicação de alta potência.

Os capacitores são componentes eletrônicos muito utilizados para armazenamento de carga elétrica e também em filtros eletrônicos. São compostos por um meio dielétrico entre dois condutores de energia. O dielétrico usado e sua geometria determinarão os principais parâmetros elétricos do componente, tais como: capacitância, frequência de ressonância, perdas, rigidez dielétrica, impedância e resistência em serie. As cerâmicas geralmente são usadas como dielétricos de capacitores de alta potência devido à elevada rigidez dielétrica, rápida resposta temporal em ns (correspondente à faixa de RF) e baixo fator de perdas do dielétrico. Já os indutores são utilizados para armazenamento de energia magnética e também em filtros eletrônicos. São compostos por um fio condutor enrolado em um núcleo. Em analogia com o dielétrico o núcleo usado e sua geometria determinarão os principais parâmetros elétricos tais como: indutância, frequência de ressonância, perdas e impedância.

Em vista do exposto acima, a proposta desta monografia consiste em apresentar os conceitos que envolvem a teoria de linhas de transmissões não lineares juntamente com os componentes e suas configurações utilizadas para a produção de sinal de alta potência visando aplicações em comunicação em altas frequências.

2. CONCEITOS BÁSICOS DE LINHAS DE TRANSMISSÕES NÃO LINEARES (LTNLS)

Atualmente linhas de transmissões não lineares (LTNLS) vêm sendo estudadas para a geração de sinais de alta potência na faixa de micro-ondas para aplicações em radares, sensoriamento remoto, interrupção da comunicação em campos de batalhas e veículos espaciais [1]. Uma LTNL é composta por várias seções, e cada seção constituída por um capacitor e um indutor conforme apresentado na Figura 1. Seu princípio de operação é baseado nas propriedades não lineares do meio no qual a onda se propaga, ou seja, da indutância $L(I)$ e ou capacitância $C(V)$. A aplicação de um pulso com determinado tempo de subida (t_r) na entrada desta linha, composta por elementos não lineares, produzirá na saída da mesma um sinal com distorção. Esta distorção pode ser a redução do tempo de subida, técnica utilizada para a compressão do pulso, ou a produção de oscilações, conhecidas como sólitons.

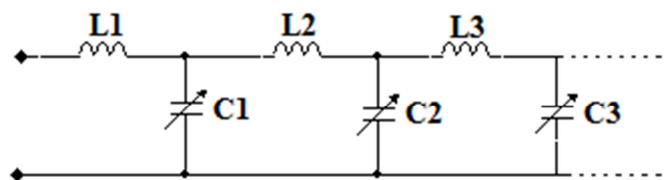


Figura 1- Disposição de uma LTNL usando capacitor variável.

Ao se aplicar um pulso na entrada da linha, esta se propaga ao longo de seu comprimento com uma velocidade dada por [2]:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r(V) \mu_r(I)}} \quad (1)$$

onde ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo = $8,85 \times 10^{-12}$ F/m, μ_0 a permeabilidade do vácuo = $4\pi \times 10^{-7}$ H/m, $\epsilon_r(V)$ e $\mu_r(I)$ são a permissividade relativa e permeabilidade magnética relativa do meio, respectivamente. Como estamos tratando de componentes não lineares, durante a propagação do pulso na linha, a parcela do pulso de tensão mais alta viajará mais rápido do que aquela inicial desde que ϵ_r diminua com o aumento da tensão e ou μ_r diminua com aumento da corrente. Com isto o atraso da linha é maior para a parte de menor intensidade do pulso do que o seu pico, formando uma onda de choque de saída com um menor tempo de subida de pulso [2]. As linhas não dispersivas produzem onda de choque de saída com tempo de subida mais rápido, uma vez que ela é limitada pela frequência de relaxação do material utilizado (pois o tempo de subida de pulso de saída não pode ser zero). Frequência de relaxação ocorre em materiais dielétricos a partir da frequência em que a polarização do material deixa de responder à ação do

sinal externo, também conhecida como movimento no domínio das paredes explicado por Arlt [3]. A frequência de relaxação também está relacionada ao tamanho do grão e é inversamente proporcional ao seu diâmetro conforme estudado em [4]. Para materiais cerâmicos a frequência de relaxação é da ordem de 800 MHz. No caso de uma linha dispersiva, a velocidade de propagação é $1/\sqrt{LC}$, dependendo assim dos valores de L e C , com tempo de subida limitado pelo inverso da frequência de corte de Bragg da linha dada por [5]:

$$f_{co} = \frac{1}{\pi\sqrt{LC(v_{max})}} , \quad (2)$$

onde $C_{(v_{max})}$ é a capacitância correspondente à tensão máxima (V_{max}) do pulso.

O cálculo exato para a redução do tempo de subida do pulso é de alta complexidade devido à não linearidade da linha e à dependência da velocidade de fase com relação à frequência da rede dispersiva. Porém uma aproximação é realizada calculando-se a diferença do tempo de atraso produzido pelas seções da rede LC entre a propagação da parcela em baixa amplitude do pulso e a de máxima amplitude. Para a baixa amplitude do pulso, o atraso δ_1 é igual a $n\sqrt{LC_{j0}}$, onde C_{j0} é a capacitância inicial do capacitor sem polarização e n é o número de seções da linha. Para a amplitude máxima do pulso, o atraso $\delta_2 = n\sqrt{LC(V_{Max})}$ e portanto, a redução do tempo de subida de pulso na saída é [6]:

$$\Delta T = \delta_1 - \delta_2 = t_{ri} - t_{ro} = n(\sqrt{LC_{j0}} - \sqrt{LC(v_{max})}) , \quad (3)$$

onde t_{ri} é o tempo de subida do pulso de entrada e t_{ro} o tempo de subida do pulso de saída. Com isto é possível determinar o comportamento da linha em função do pulso de entrada.

Se $t_{ri} < \Delta t$: a dispersão compensa a não-linearidade e a saída da linha terá uma onda de choque denominada sóliton.

Caso $t_{ri} > \Delta t$: a não-linearidade supera a dispersão e a saída da linha terá uma compressão do pulso em relação à entrada.

Para o caso de $t_{ri} > \Delta t$ o tempo de subida obtido na saída da linha é calculado utilizando (3), onde $t_{ro} = t_{ri} - \Delta t$. No outro caso, $t_{ri} < \Delta t$, o tempo de subida da onda de choque de saída não pode cair para zero, devido ao limite da frequência de corte f_{co} da linha, portanto neste caso $t_{ro} = \pi\sqrt{LC_{(v_{max})}}$. Acima da f_{co} a energia não pode se propagar, ocorrendo uma série de pulsos estreitos (ondas solitárias) ao longo da linha e em sua saída, devido ao pulso de saída não poder ser mais comprimido [7], conforme apresentado pela Figura 2.



Figura 2- Processo de geração de onda de sóliton em uma LTNL.

3. ONDA DE SÓLITON

Sóliton é a solução de uma onda solitária viajante em um meio, e que se propaga com uma velocidade constante c sem alteração de sua forma. Foram notadas pela primeira vez por John Scott Russel, em 1834, observando a formação de uma onda solitária produzida pela frenagem de um barco no canal de Edimburgo (Escócia). Através de experiências em laboratório Russel verificou empiricamente que a velocidade v da onda era dada por [8]

$$v = \sqrt{g(h + a)}, \quad (4)$$

onde a é a amplitude da onda, h a profundidade do canal não perturbado e g a aceleração da gravidade.

Em 1895, Diederik Korteweg e Gustav de Vries obtiveram teoricamente a fórmula do cálculo para a velocidade da onda solitária estudada por Russel, em um experimento onde o fluido era incompressível e sem viscosidade, e supondo que o comprimento da onda era muito maior que a profundidade do canal. Através deste experimento eles mostraram que a forma da envoltória da onda era dada por [8]

$$z(x, t) = a \operatorname{sech}^2[\beta(x - vt)], \quad (5)$$

onde $\beta = 9a^2/(4h^3 + 4h^2a)^2$.

Inicialmente pensava-se que a colisão entre duas ondas viajantes destruiriam suas identidades. Russel em 1844, criou duas ondas solitárias com velocidade diferentes e observou que a onda mais veloz alcança, interagia e ultrapassava a onda mais lenta, de modo que após o processo ambas permaneciam intactas e não distorcidas, como se ambas satisfizessem o princípio da superposição linear, porém esta observação só foi explicada com o advento do computador após mais de 100 anos por Perring e Skyrme em 1962 [9] e comprovada pelos experimentos de Zabusky e Kruskal [10] no estudo de ondas de plasma. Na Figura 3 é apresentada a interação entre duas ondas solitárias simuladas por Brown e Smith usando uma LTNL composta por 50 seções [11].

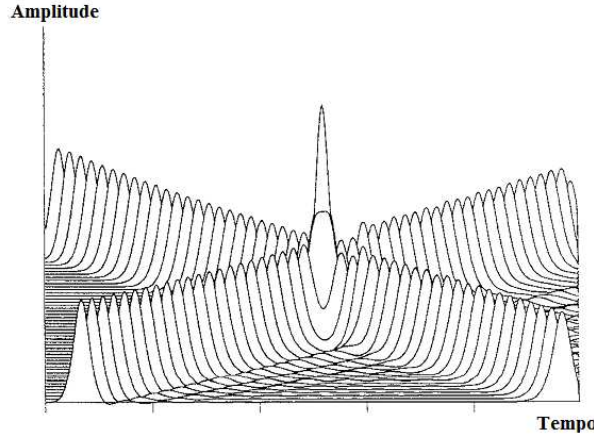


Figura 3- Colisão de duas ondas solitárias

Fonte: [11].

A análise matemática do sóliton é uma tarefa bem complexa devido à abordagem de efeitos não lineares. Porém seu processo de geração pode ser explicado em termos qualitativos. Analisando uma LTNL (conforme Figura 1 utilizando capacitores não lineares) pela lei de Kirchhoff, Afshari et al. [12], [13] obtiveram uma equação modificada de Korteweg-de Vries:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{1}{LC_0} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \partial^4 v}{12 \partial x^4} + \frac{h}{2} \frac{\partial(v^2)}{\partial t^2} \quad (6)$$

Pode-se provar que a equação (6) apresenta uma solução da seguinte forma $V(x, t) = a \operatorname{sech}^2[\beta(x - vt)]$; substituindo se $a = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2}$ e $\beta = \frac{\sqrt{3(v^2 - v_0^2)}}{v_0 \delta}$, tem-se [7]:

$$V(x, t) = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2} \operatorname{sech}^2 \left[\frac{\sqrt{3(v^2 - v_0^2)}}{v_0 \delta} (x - vt) \right] \quad (7)$$

onde v é a velocidade de propagação, v_0 é a velocidade inicial, definidas respectivamente por $v = 1/\sqrt{LC}$ e $v_0 = 1/\sqrt{LC_0}$, x é o espaço percorrido, h o fator de não linearidade da capacitância dada por: $C = C_0(1 - hv)$, onde $L = 1/\delta$ e $C = c/\delta$, δ é unidade de comprimento e C_0 é a capacitância inicial por unidade de comprimento. A amplitude do sóliton depende diretamente da velocidade de propagação dada por:

$$A = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2} \quad (8)$$

Brown e Smith [11] verificaram através de simulações numéricas que os principais fatores que afetam a profundidade de modulações, ou seja, oscilações na saída da linha são: número de seções da linha, nível de tensão V e o tempo de subido do pulso de entrada t_{ri} . Nas Figuras 4 (a) e (b) são mostrados os espectros obtidos na saída da linha para os níveis de tensão de entrada igual a 10kV e 30 kV respectivamente. Através de (2) é possível notar que para níveis de tensões mais

altas a queda da permissividade elétrica do capacitor será maior, resultando em frequências mais altas, isto é para o caso do uso de cerâmica ferroelétrica como meio não linear em uma LTNL.

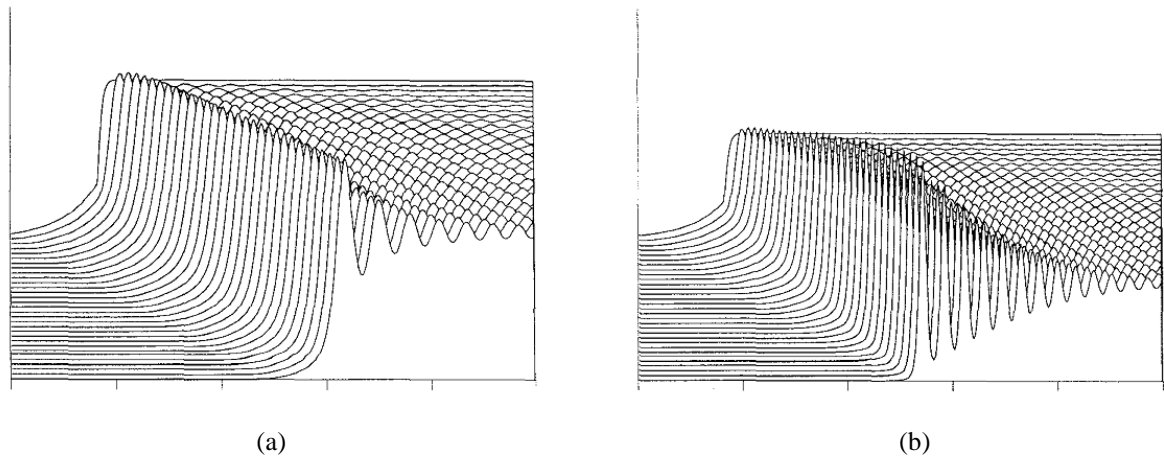


Figura 4- Simulação das ondas obtidas na saída para níveis de tensão de entrada igual a (a) 10 kV e (b) 30 kV

Fonte: [11].

Para aumentar o número de oscilações na saída da linha é necessário utilizar um maior número de seções conforme simulações por Brown e Smith [11] apresentadas pelas Figuras 5 (a) e (b) com 15 e 30 seções respectivamente.

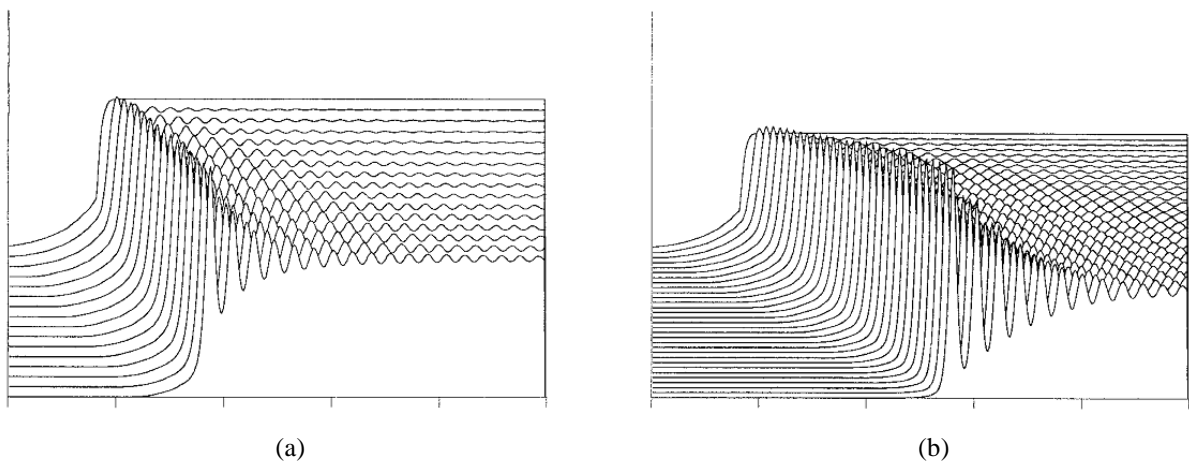


Figura 5- Simulação numérica das ondas obtidas na saída da LTNL com (a) 15 seções e (b) 30 seções

Fonte: [11].

4. TIPOS DE LINHAS DE TRANSMISSÕES NÃO LINEARES MAIS USADOS

As linhas ferromagnéticas geralmente são mais preferidas a linhas dielétricas, devido ao forte comportamento não linear dos materiais magnéticos, permitindo uma redução mais efetiva na compressão do pulso [14]. A permeabilidade das ferritas apresenta forte queda na saturação caindo de valores da ordem de 1000 para 2 ou 3, enquanto que cerâmicas ferroelétricas ainda apresentam permissividade com valores de algumas centenas em tensões próximas de ruptura do dielétrico [2]. Na Figura 6, observa-se uma estrutura coaxial de linha ferromagnética, onde os anéis de ferrites envolvem o condutor interno sem a presença de ar entre o condutor interno e os anéis, os quais são isolados do condutor externo por uma fina camada de material dielétrico plástico [14]. Similar aos materiais dielétricos, em que a permissividade elétrica relativa $\epsilon_r(V)$ decai com a tensão aplicada, nas ferritas a permeabilidade magnética relativa $\mu_r(I)$ diminui com a corrente aplicada. Linhas ferromagnéticas são mais apropriadas para redução do tempo de subida do pulso (pulse sharpening) abaixo de 1 ns, pois ao contrário de linhas dispersivas de elementos discretos, a frequência de corte da linha ferromagnética depende apenas de frequência de relaxação das ferritas, caso sejam escolhidos com tempo de resposta na faixa de sub-ns. A linha ferromagnética também pode ser usada para a produção de RF desde que um campo magnético externo seja usado. Neste caso, as oscilações de alta frequência induzidas ao longo da linha causadas pelo movimento de precessão dos dipolos magnéticos são usadas para geração de RF numa carga acoplada à saída da linha.

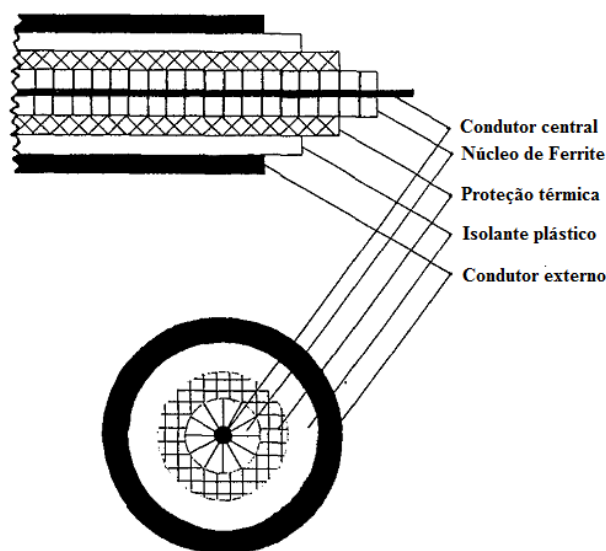


Figura 6- Linha ferromagnética coaxial

Fonte: [14].

A configuração de placas paralelas, conforme apresentada na Figura 7 é outra forma de se obter a compressão do pulso de entrada ou geração das ondas de sólitons em LTNLs. Seu funcionamento consiste no comportamento não linear dos blocos de cerâmicas ferroelétricas ligadas periodicamente entre as duas placas condutoras. Esta estrutura segmentada forma uma rede LC em cascata, onde a indutância L definida pelo espaçamento entre cada bloco de cerâmica e a capacitância inicial C_0 de cada seção da linha são dadas por [11]:

$$L = \mu_o \left(\frac{lh}{w} \right) \left(1 - \frac{d}{l} \right) \quad (9)$$

$$C = \epsilon_o \epsilon_r \frac{wd}{h} \quad (10)$$

onde μ_o é permeabilidade do vácuo $= 4\pi \times 10^{-7}$ H/m e cada bloco cerâmico tem espessura h , largura w , comprimento d com separação l entre os blocos adjacentes.

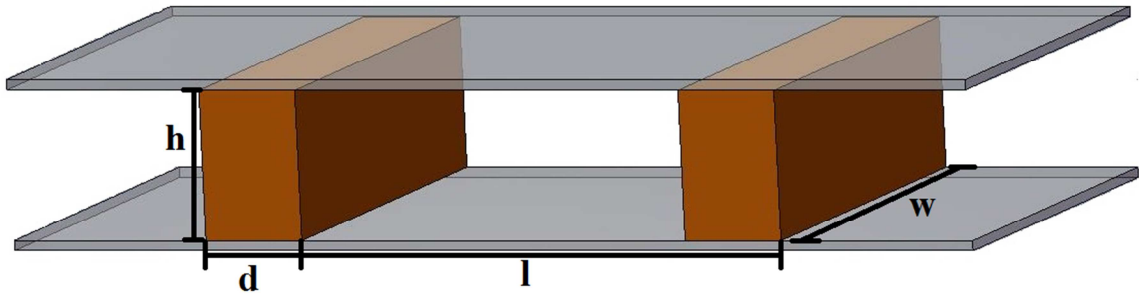


Figura 7- Linha de placas paralelas.

5. CAPACITORES

O capacitor é um componente eletrônico usado para armazenar cargas elétricas. Porém em conjunto com outros componentes desempenha funções variadas como filtros, acoplamento de sinal AC em fontes DC, correção de fator de potência, armazenadores de energia em redes formadoras de pulsos (PFNs), dentre várias outras utilizações no mundo eletrônico [15], **Erro! Fonte de referência não encontrada.** Sua disposição física típica é composta por duas placas condutoras (metais) e um material dielétrico como ilustrado na Figura 8. O material dielétrico nada mais é que um isolante elétrico situado entre dois condutores, podendo estar na forma de sólido, líquido ou gás. Os materiais comumente utilizados como meio dielétrico na forma sólida são: papel, vidro, mica, cerâmica e polímero. Na forma líquida podemos encontrar como meio dielétrico: óleo mineral (utilizado em transformadores), ascarel, óleo vegetal e óleo de silicone. Podem ser utilizados como isolantes gasosos: ar, nitrogênio, hidrogênio, gases raros e hexafluoreto de enxofre.

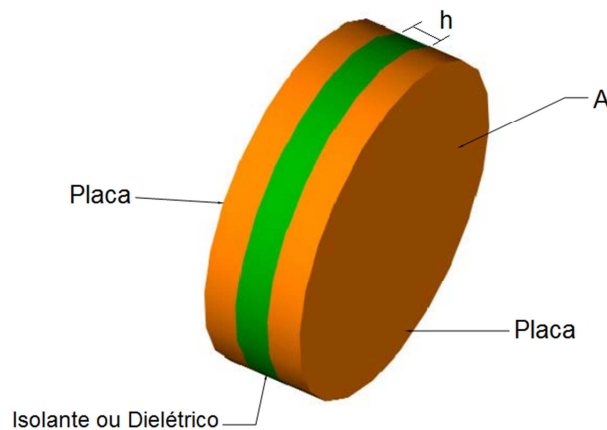


Figura 8- Disposição física do capacitor.

A carga armazenada em um capacitor (Q) é definida por sua capacitância (C) e pela diferença de potencial aplicada entre suas placas (V), de acordo com:

$$Q = CV \quad (11)$$

A capacitância de capacitores de placas paralelas é definida pela propriedade elétrica do dielétrico que separa as devidas placas, e por sua geometria, conforme a Equação 12, ou através da variação de cargas nas placas em função do tempo, conforme a Equação 13. Para o caso em que se utiliza o ar como meio dielétrico, o efeito do campo de borda é considerável e adotando-se a equação aproximada de Kirchoff tem-se a inclusão do efeito de borda no cálculo da capacitância conforme a Equação 14 [17]. O cálculo da capacitância considerando o efeito de

borda para um meio dielétrico diferente do ar ou com $\epsilon_r \neq 1$ é definido pela equação aproximada de Shen et al. [18], [19] (veja Equação 15). Porém, utilizando-se dielétrico com alto ϵ_r ($\gg 10$), como no nosso caso, o fator de correção devido ao efeito de borda (resultado entre chaves da Equação 15) é desprezível. Isto se deve ao aumento na retenção do fluxo elétrico no substrato do dielétrico e desta forma, a determinação da capacitância fica aproximadamente dada pela Equação 12 [20].

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{h} \quad (12)$$

$$C = \frac{dQ}{dt} \quad (13)$$

$$C = \frac{\epsilon_0 A}{h} \left\{ 1 + \frac{2h}{\pi a} \left[\ln\left(\frac{a}{2h}\right) + \ln(16\pi) - 1 \right] \right\}, \quad (14)$$

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{h} \left\{ 1 + \frac{2h}{\pi \epsilon_r a} \left[\ln\left(\frac{\pi a}{2h}\right) + 1,7726 \right] \right\}, \quad (15)$$

onde ϵ_r é a permissividade relativa do material, ϵ_0 a permissividade elétrica do vácuo = $8,85 \times 10^{-12}$ F/m, A a área da placa condutora, a o raio do dielétrico e h a distância entre as placas. Na verdade, ϵ_r é uma característica de cada material, obtida através da relação entre a permissividade elétrica do material (ϵ) e a permissividade elétrica do vácuo:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}. \quad (16)$$

A energia W acumulada em um capacitor não linear, em Joules, é obtida através da integral no volume do produto da densidade de carga elétrica D com o campo elétrico E aplicado nos eletrodos, de acordo com [21]:

$$W_c = \frac{1}{2} \int_0^v D E dv, \quad (17)$$

A inserção de um material dielétrico que não o ar entre as placas condutoras, faz com que se aumente a densidade de carga elétrica armazenada entre as placas quando submetido a um campo elétrico E , devido ao efeito de polarização P do dielétrico. A polarização é o alinhamento dos dipolos no dielétrico devido a uma fonte de energia externa, podendo ser basicamente de três formas [15]:

- Eletrônica: resultado do deslocamento do núcleo positivo (prótons) de um átomo com relação a uma nuvem de elétrons carregada negativamente.
- Iônica: ocorre em materiais que são iônicos, visto que o campo aplicado desloca os cátions em uma direção e os ânions em direção oposta, formando o dipolo.

- Orientação: encontrado somente em substâncias que possuem momentos de dipolos permanentes, onde a polarização desloca o momento do dipolo na direção do campo elétrico.

As Figuras 9 (a), (b) e (c) mostram respectivamente o comportamento da polarização eletrônica, iônica e orientação com e sem o campo elétrico.

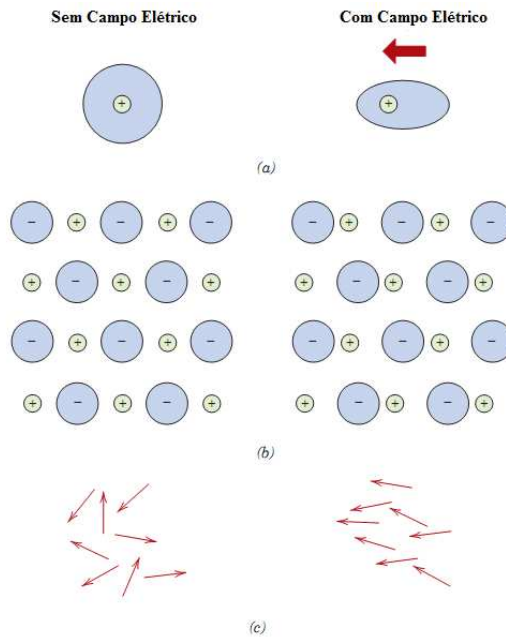


Figura 9- Polarização (a) eletrônica (b) iônica e (c) orientação com e sem campo elétrico

Fonte: [15].

A polarização de materiais lineares pode ser obtida através da Equação 18, onde ϵ_r é independente do campo elétrico ou em função da susceptibilidade elétrica χ_e , conforme Equação 19. A susceptibilidade elétrica é a facilidade em que um material dielétrico se polariza quando submetido a um campo elétrico. A polarização é uma somatória de suas componentes: eletrônica, iônica e orientação [15]

$$P = \epsilon_o(\epsilon_r - 1)E, \quad (18)$$

$$P = \epsilon_o\chi E. \quad (19)$$

Na Figura 10 é apresentado o comportamento da permissividade em função da frequência para um material dielétrico que apresenta os três tipos de polarização. Com o aumento da frequência o material perde primeiro a polarização por orientação, neste caso em torno de 100 MHz, as cerâmicas apresentam frequência de relaxação em torno de 800 MHz, seguida pela perda de polarização iônica, em torno de 10 THz e por último a perda da polarização eletrônica em torno

de 10^{16} Hz. Observe que a permissividade apresenta uma queda abrupta para cada tipo de polarização cessada.

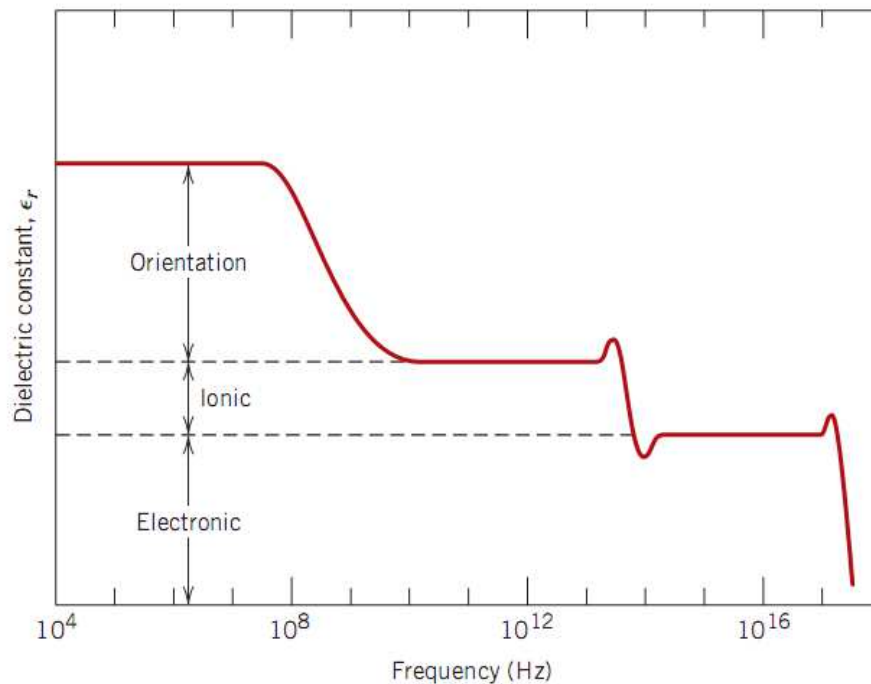


Figura 10- Resposta da polarização e permissividade relativa com a frequência

Fonte: [15].

A polarização em materiais dielétricos ocorre até um determinado nível de campo elétrico, denominado de ponto crítico ou máxima rigidez dielétrica do material. Quando o nível crítico é excedido, os elétrons da última camada de valência ficam completamente livres, iniciando um processo de condução de corrente elétrica através do dielétrico, conhecido como ponto de ruptura dielétrica do material. No campo da engenharia de potência pulsada, o máximo campo elétrico que um material isolante pode resistir sem perder a isolamento, é um dos mais importantes focos de estudos. A alta rigidez dielétrica conduz a um aumento significativo da densidade de carga armazenada, permitindo a redução no volume do componente. Se a rigidez dielétrica do isolante utilizado no capacitor é aumentada por um fator igual a dois, seu volume pode ser reduzido em um quarto do tamanho original. A densidade de energia é proporcional ao quadrado da rigidez dielétrica [22].

A Figura 11 mostra o aumento da densidade de carga nas placas do capacitor, utilizando um meio dielétrico diferente do ar. A carga total armazenada Q é uma somatória da carga inicial Q_0 no capacitor (sem inserção do dielétrico) com a carga Q_d devido à polarização do material dielétrico entre as placas.

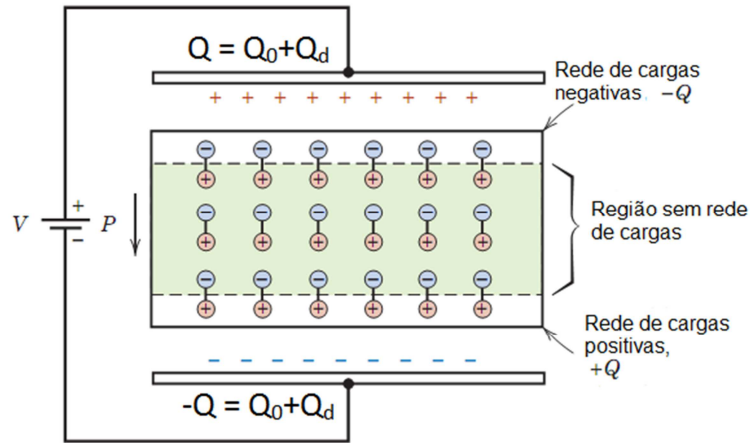


Figura 11- Polarização dos dipolos em um meio dielétrico

Fonte: [15].

A densidade de carga superficial das placas, utilizando um meio dielétrico é obtida em função do campo elétrico E e da polarização P como:

$$D = \epsilon_0 E + P, \quad (20)$$

onde a densidade de carga superficial em C/m^2 é calculada como $|D| = Q/A$.

A polarização de um material dielétrico em função do campo elétrico, curva $P \times E$ permite definir os seguintes parâmetros do material: linear, não linear, baixas e altas perdas. Na Figura 12, são apresentados diferentes comportamentos da curva $P \times E$ (Burfoot ,1979) [23]. Utilizando um material dielétrico não linear ideal a curva $P \times E$ tem um formato de “S” conforme Figura 12 (a), para o caso de um material dielétrico não linear com perdas (ver Figura 12 (b)) a curva “S” possui uma área interna maior comparado com caso (a) onde P_s é a saturação da polarização, P_r a polarização remanescente e E_c o campo elétrico coercivo. Em materiais dielétricos com pobre contato elétrico a curva $P \times E$ tem a forma da curva (d) com maior área interna da curva, ou seja, maiores perdas, e finalmente para um material dielétrico linear a curva $P \times E$ é uma reta, de acordo com a Figura 12 (c).

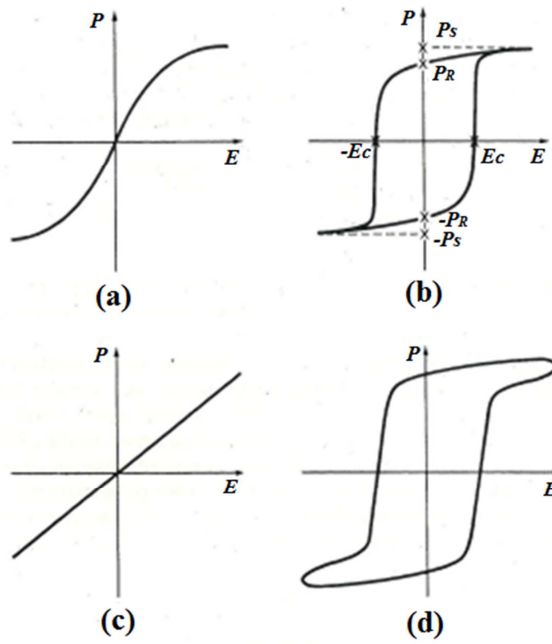


Figura 12- Curva PxE (a) dielétrico não linear ideal, (b) dielétrico com perdas, (c) dielétrico linear e (d) dielétrico não linear com pobre contato elétrico dos eletrodos

Fonte: [15].

6. CERÂMICAS DIELÉTRICAS

Uma grande variedade de materiais cerâmicos com uma ampla faixa de propriedades elétricas pode ser utilizada na construção dos capacitores cerâmicos. A permissividade relativa ϵ_r destas cerâmicas pode atingir valores de 5 até 20000 e a variação da capacitância em função da temperatura pode variar de poucas ppm/°C a 1%/°C. As cerâmicas dielétricas comercialmente disponíveis são divididas em classes [24]. As mais utilizadas para a fabricação de capacitores comerciais são classes I e II. As cerâmicas da classe I possuem baixa ϵ_r (5 a 100) com baixas perdas ($\tan\delta \ll 0,01$) associadas a um coeficiente de temperatura linear (0 até 1000 ppm/°C). As cerâmicas da classe II possuem altos valores de ϵ_r (1000 até 20000) e baseada em cerâmicas ferroelétricas, com fator de dissipação entre 0,01 e 0,03. Outra característica das cerâmicas da classe II é a forte dependência da ϵ_r com a temperatura e tensão, propriedade desejável em projetos que necessitam do comportamento não linear e inconveniente para algumas aplicações em eletrônica como exemplo filtro de sinal.

Geralmente os capacitores cerâmicos de alta tensão ($> 1\text{kV}$) se enquadram na classe II, tendo como base o titanato de bário (BaTiO_3). O BaTiO_3 foi descoberto simultaneamente em vários países na segunda guerra mundial e foi o primeiro óxido metálico em que se observou o comportamento da ferroeletricidade. Passados 60 anos, o titanato de Bário ainda é o material escolhido como meio dielétrico em capacitores cerâmicos [24]. Como dielétrico cerâmico em capacitores, o titanato de bário tem sido extensivamente utilizado na construção destes componentes devido a sua alta permissividade (ver Tabela II), bem como em resistores variáveis com a temperatura (PTC), transdutores e memórias ferroelétricas [25]. O BaTiO_3 apresenta uma estrutura cristalina perovsquita (ou perovskita) conforme mostrado na Figura 13.

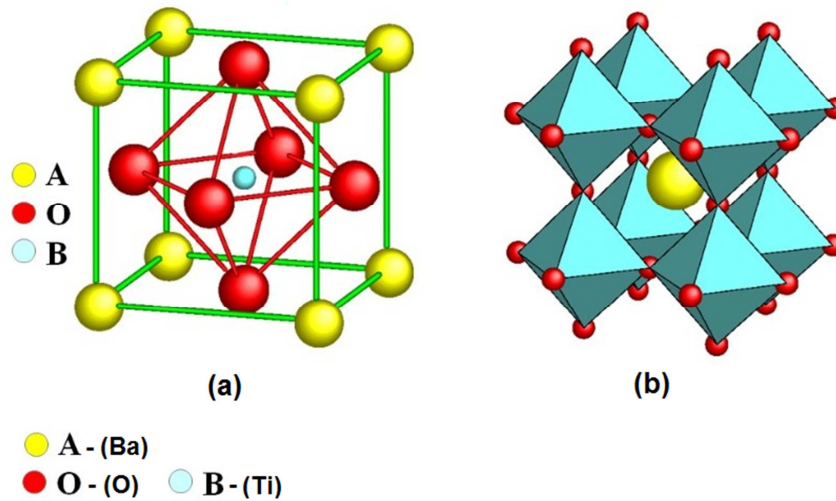


Figura 13- Estrutura Perovskita do Titanato de Bário: (a) célula unitária; (b) rede cristalina

Fonte: [26].

Com a variação da temperatura (resfriando ou aquecendo) há uma mudança na geometria da estrutura. Para o titanato de Bário a transição de cúbica para tetragonal ocorre numa temperatura aproximada de 120 °C, tetragonal para ortorrômbica em 0 °C e de ortorrômbica para romboédrica em -90 °C, conforme mostrado na Figura 14.

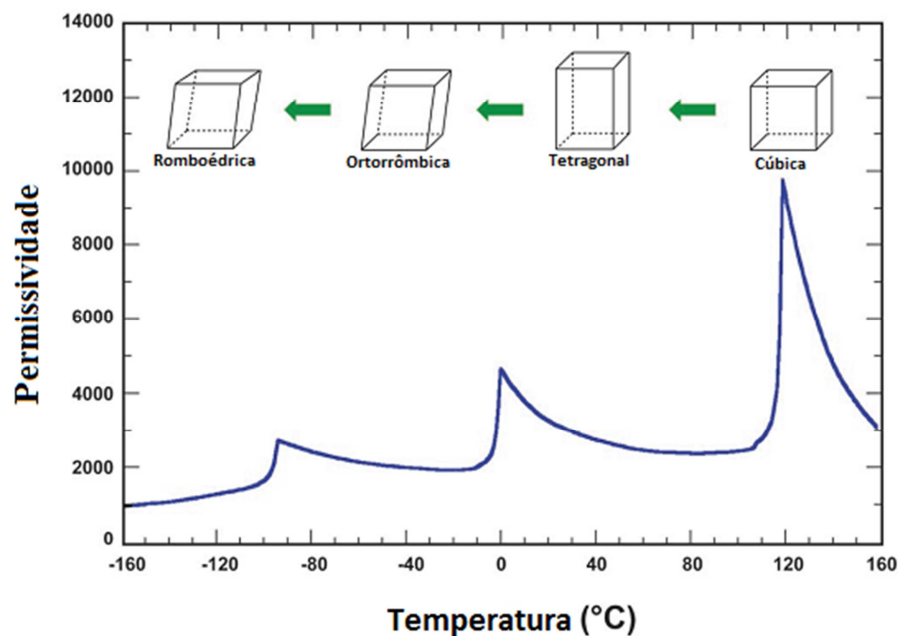


Figura 14- Comportamento da permissividade do BaTiO₃ em temperatura e suas respectivas transições

Fonte: [24].

Raramente o composto BaTiO₃ é utilizado em sua forma pura. Geralmente, são combinados com outros aditivos para melhorar suas propriedades dielétricas. Titanato de Bário dopado com

Estrôncio (BST) tem sido uma das importantes áreas de pesquisa em materiais dielétricos nos últimos anos, o qual tem suas aplicações em filtros sintonizáveis, osciladores e circuitos integrados para construção de memória de acesso dinâmico aleatório (DRAM) [27], [28]. Devido à sua alta rigidez dielétrica e elevada permissividade, esta cerâmica é utilizada também em sistemas de armazenamento de alta energia e na geração de pulsos retangulares em redes formadoras de pulsos (PFNs) [29]. A adição de estrôncio no composto de BaTiO₃ possui o papel de deslocar a temperatura de Curie do material normalmente para um valor em torno da temperatura ambiente. Dependendo da concentração de dopantes, definem-se diferentes pontos para a temperatura de Curie. A temperatura de Curie é definida pela transição da fase ferroelétrica para paraelétrica, a qual resulta na mudança da estrutura cristalina tetragonal para cúbica, conforme mostrado na Figura 14, sendo essa temperatura em que a permissividade relativa do material atinge o valor mais alto [27]. A fim de se obter capacitâncias maiores com tamanho reduzido e operação em temperatura ambiente, utiliza-se o composto BST, onde a permissividade do material é a primeira propriedade a ser levada em consideração para a fabricação de um capacitor. A Tabela I mostra alguns materiais com suas respectivas rigidez dielétrica e permissividade.

Tabela I - Características elétricas de algumas cerâmicas e polímeros.

Material	Permissividade relativa		Rigidez dielétrica (kV/mm)
	60 Hz	1 MHz	
Cerâmicas			
Cerâmicas Titanatos	---	15 - 10.000	2 - 12
Mica	---	5,4 – 8,7	39 - 79
Porcelana	6,0	6,0	1,6 - 16
Sílica fundida	4,0	3,8	9,8
Polímeros			
Nylon 6,6	4,0	3,6	16
Poliestireno	2,6	2,6	19,6 – 27,5
Polietileno	2,3	2,3	17,7 – 19,6

Fonte: [15]

7. INDUTORES

O indutor é outro componente eletrônico utilizado para armazenar energia magnética, muito empregado em filtros, osciladores, amplificadores entre outros. A disposição física do indutor é composta por um fio esmaltado enrolado em torno de um núcleo conforme apresentado pela Figura 15 [30]. Os núcleos geralmente são constituídos de ar, ferro e ferrite, onde os dois últimos são utilizados para reduzir a dispersão das linhas de campo, devido à baixa resistência à passagem do fluxo magnético apresentada nestes materiais [31].

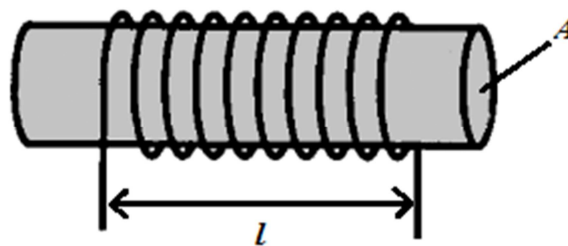


Figura 15- Disposição Física do indutor.

A Indutância linear é definida pela propriedade elétrica do núcleo, do número de voltas, e por sua geometria, conforme Equação 21. No caso da indutância não linear, esta é determinada pela variação de $N\phi$ (N é o número de voltas e ϕ o fluxo magnético) em função da variação da corrente elétrica, conforme apresentado pela Equação 22.

$$L = \mu_r \mu_0 N^2 \frac{A}{l} \quad (21)$$

$$L(i) = \frac{d(N\phi)}{di} \quad (22)$$

onde μ_r é a permeabilidade do material, μ_0 a permissividade elétrica do vácuo $= 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, A a área do núcleo, N é o número de voltas e l o comprimento do enrolamento.

Na verdade, μ_r é uma característica de cada material, obtida através da relação entre a permeabilidade do material (μ) e a permeabilidade do vácuo:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (23)$$

Quando uma corrente I passa pelo enrolamento do indutor, cria-se um campo magnético $H = NI$ e o fluxo magnético ϕ produzido no núcleo é dado por:

$$\phi = BA = \mu HA \quad (24)$$

onde B é a densidade de fluxo magnético. Conforme apresentado pela Figura 16, a permeabilidade é uma característica de cada material e pode ser determinada pela curva B-H dado por:

$$\mu = \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (25)$$

De acordo com a Figura 16, para baixos valores de I têm-se altos valores da permeabilidade, com o incremento da corrente têm-se uma menor inclinação da reta e conseqüentemente uma menor permeabilidade. Este efeito em materiais ferromagnéticos é denominado saturação.

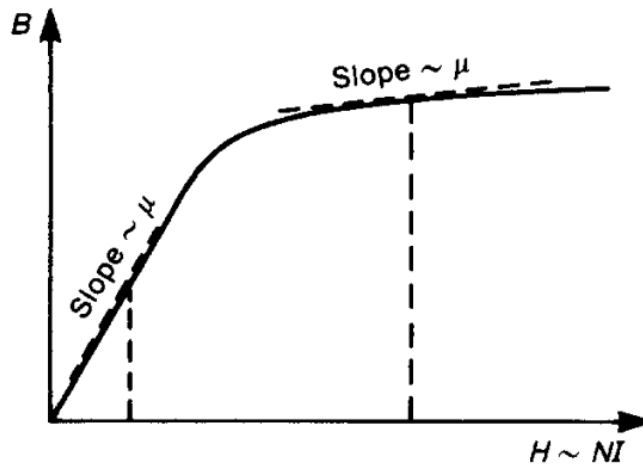


Figura 16- Comportamento não linear entre B e H para um indutor com núcleo ferromagnético

Fonte: [31].

A energia armazenada em um indutor não linear (W_i) é obtida pela integral no volume do produto da densidade de fluxo magnético B pelo campo magnético H de acordo com:

$$W_i = \frac{1}{2} \int_0^V BH \, dV \quad (26)$$

Materiais ferromagnéticos com alta permeabilidade são utilizados para concentrar o campo magnético. A capacidade de um material ferromagnético concentrar o fluxo magnético em seu núcleo é definida pela relutância dada por:

$$\mathcal{R} = \frac{1}{\mu A} \quad (27)$$

Quanto menor a relutância do material, maior será sua capacidade de reter fluxo magnético.

Fabricantes de núcleos magnéticos possuem formulações específicas, com diferentes concentrações e elementos, para mesmos fabricantes as proporções podem variar dependendo da aplicação. A específica concentração de cada elemento não é fornecida devido ao segredo de fábrica, porém a mistura dos elementos que geralmente são utilizadas na fabricação dos materiais

são zinco manganês (MnZn) e zinco níquel (NiZn). Ferrites do tipo MnZn possuem alta permeabilidade > 1000 em baixas frequências, mas a permeabilidade sofre saturação em frequências mais baixas em torno de 100 KHz, já as ferritas à base de NiZn possuem permeabilidades < 1000 , porém sua saturação está acima de 500 MHz e para alguns materiais acima de 1 GHz conforme apresentado na Figura 17.

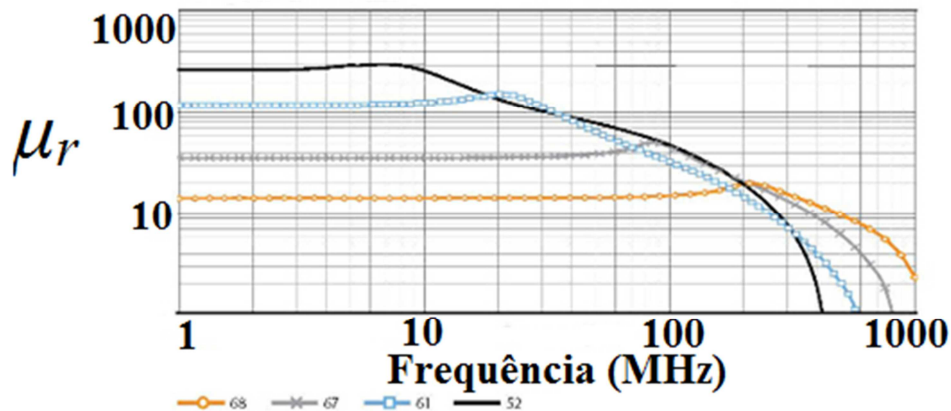


Figura 17- Resposta em frequência da permeabilidade relativa para os materiais ferromagnético à base de NiZn.

As perdas nos materiais ferromagnéticos utilizados para construção de indutores e transformadores são caracterizadas pela curva BxH, semelhante a curva descrita para os materiais ferroelétricos (curva PxE), onde as perdas são definidas pela área interna da curva. Como exemplo a Figura 18 mostra o comportamento da curva BxH de um material ferromagnético á base de NiZn do fabricante Fai-rite, em dois níveis de temperatura 25 °C e 100 °C. A saturação do material em 100 °C está próxima de 2500 Gauss com um campo magnético de 40 Ostered e pouco acima de 2500 Gauss para 25 °C conforme Figura 18.

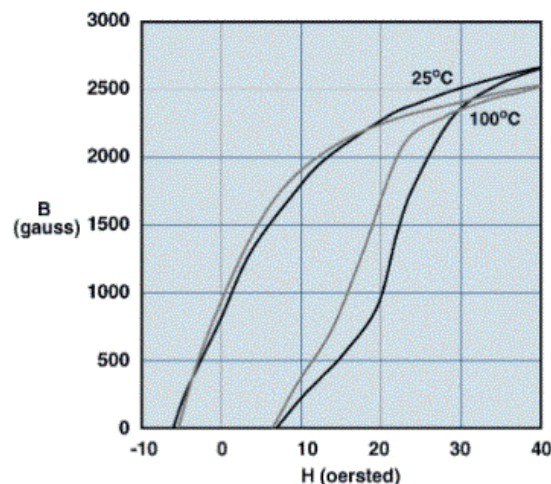


Figura 18- Curva característica BxH de um material ferromagnético à base de NiZn

Fonte: [32].

8. CONTAS DE FERRITE (FERRITE BEADS)

As contas de ferrite são materiais cerâmicos não condutivos que apresentam baixas perdas por correntes parasitas em frequências acima de centenas de MHz. Com esta propriedade são utilizadas para bloquear altas frequências, característica de sinais ruidosos e interferência eletromagnética (EMI), operando como filtro passa-baixa, muito utilizado em cabos VGA de computadores. Para altas frequências o ferrite apresentará alta impedância por onde o sinal será dissipado na forma de calor. As contas de ferrite geralmente envolvem o fio conforme Figura 16 e não necessitam de aterramento. A corrente que atravessa o fio produz no ferrite um fluxo magnético na direção circular obedecendo à regra da mão direita. Este fluxo magnético produz uma indutância interna que depende da permeabilidade do material utilizado dada por: $L_{lead} = \mu_0 \mu_r K$, onde K depende da geometria da conta de ferrite. A conta de ferrite pode ser representada por uma resistência e por uma indutância que depende da frequência de operação conforme Figura 19 [31].

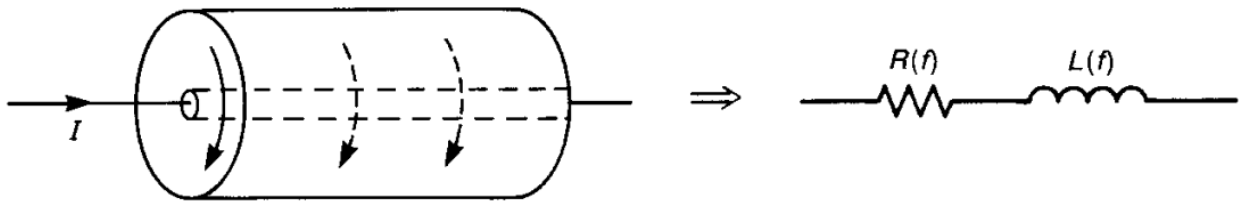


Figura 19- Configuração da conta de ferrite e seu modelo em frequência

Fonte: [31].

Como exemplo, o comportamento dos parâmetros Z , R_S e X_L em função da frequência para uma conta de ferrite, do fabricante Fair-rite, são apresentados pela Figura 20. Conforme apresentado na Figura 20 esta conta de ferrite possui uma frequência de ressonância acima de 1 GHz com Z e R_S da ordem de 60Ω nesta faixa de frequência e X_L próximo de 15Ω .

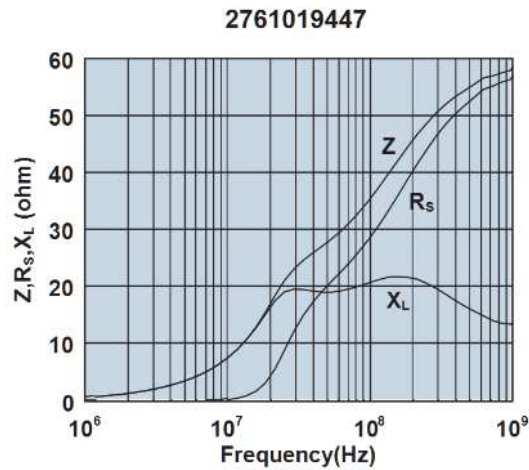


Figura 20- Comportamento de Z , R_s e X_L de uma conta de ferrite em função da frequência

Fonte: [33].

Outro importante parâmetro a ser analisado, são as perdas destes materiais que são baixas comparadas aos materiais ferromagnéticos à base de NiZn utilizado em indutores, conforme mostrada a curva BxH da Figura 21. As propriedades exibidas pelas contas de ferrite mostram que este tipo de material tem grande potencial para ser utilizado na construção de LTNLs indutivas para se alcançar frequências da ordem 1 GHz.

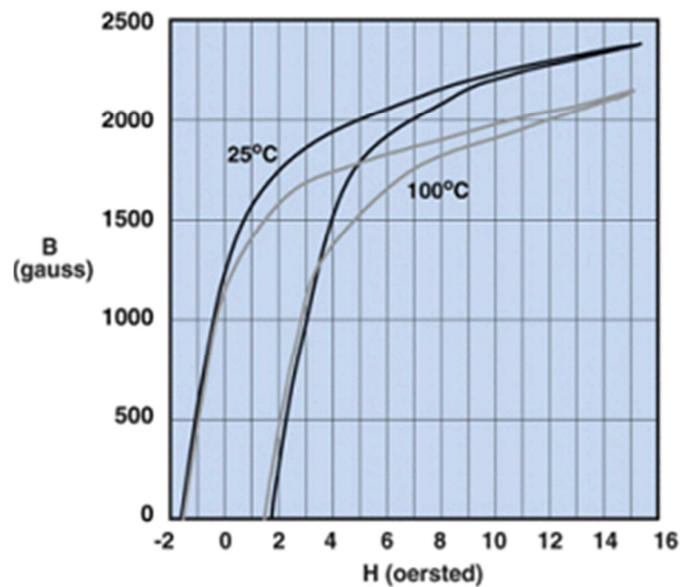


Figura 21- Curva característica BxH de uma conta de ferrite

Fonte: [33].

9. CONCLUSÃO

Nesta monografia de Qualificação de Doutorado foram apresentados os conceitos básicos, os materiais e algumas das formas de se construir uma NLTL utilizando materiais ferroelétricos e/ou ferromagnéticos para geração de sinal de RF de alta potência, da ordem de dezenas de MW, em uma faixa frequência próxima de 1 GHz.

Conforme visto as LTNLs com elementos discretos (Ls e Cs) não são adequadas para geração de RF acima de 100 MHz devido às indutâncias parasitas, especialmente quando operadas com alta tensão. Dentre as formas de se construir uma LTNL para operação com pulsos acima de 100 MHz estão; ferromagnéticas, linhas dielétricas as quais utilizam placas paralelas segmentadas por blocos cerâmicos ao longo de seu comprimento e também as linhas indutivas de geometria planar que utilizam contas de ferrite e capacitores lineares também utilizando placas paralelas.

No caso das linhas ferromagnéticas a limitação está na frequência de relaxação do material utilizado, sendo muito utilizada para compressão do pulso. Para a produção de RF em linhas ferromagnéticas é necessário à aplicação de um campo magnético externo. Em linhas de placas paralelas é necessário o uso de elementos não lineares Cs ou Ls em função do campo elétrico ou magnético, podendo ser utilizados para compressão do pulso ou geração da onda de sóliton.

Conforme visto, as características elétricas das contas de ferrite mostrarão que estes materiais são promissores para construção de NLTLs para geração de ondas de sólitons na faixa de frequência de sub-GHz, devido ao seu comportamento não linear em altas correntes e seu baixo fator de perdas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J.; SILVA JUNIOR, A. R.; CASTRO, P. J., DIAS, P. A. G. Ceramic dielectric characterization for sub-GHz applications using nonlinear transmission lines. In: INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONIC CONFERENCE, 2013, Rio de Janeiro. **Proceedings...** USA: IEEE, 2013.
- [2] ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L. P.; YAMASAKI, F. S.; BARROSO, J. J. State of the art of nonlinear transmission lines for applications in high power microwaves. In: INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONIC CONFERENCE, 2013, Rio de Janeiro. **Proceedings...** USA: IEEE, 2013.
- [3] ARLT, G. Strong ultrasonic microwaves in ferroelectric ceramics. **IEEE Trans. on Ultrasonics, ferroelectrics and Frequency control**, v. 45, n.1, p.4-10, Jan. 1998.
- [4] MCNEAL, M.P.; SEI-JOO JANG; NEWNHAM, R.E. The effect of grain and particle size on the microwave properties of barium titanate (BaTiO₃). **Journal of Applied Physics**, v. 83, n.6, p.3288-3297, Mar. 1998.
- [5] ROSSI, J. O. AND RIZZO, P. N. Study of hybrid nonlinear transmission lines for high power RF generation. In: PULSED POWER CONFERENCE, 2009, Washington. **Proceedings...**USA: IEEE, 2009. P. 46-50.
- [6] SMITH, P. W. **Transient electronics: pulsed circuit technology**. West Sussex, England: John Wiley & Sons, 2002. p. 237-264.
- [7] YAMASAKI, F. S. **Geração de radio frequência para aplicações aeroespaciais usando linhas de transmissão não linear**. 2013. 126 p. (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.23.19.30-TDI). Dissertação (Mestrado em Engenharia e Gerenciamento de Sistemas Espaciais) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2013. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUQ3M2>>. Acesso em: 28 mar. 2014..
- [8] GALLEAS, W.; YMAI, L.H.; NATTI, P.L.; TAKANO, E.R. Ondas do tipo sóliton em guias dielétricos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 25, n. 03, set. 2003.
- [9] PERRING, J. K.; SKYRME, T. H. R. A model unified field equation. **Nuclear physics**, v. 31, p. 550-555, 1962.
- [10] ZABUSKY, N. J.; KRUSKAL, M. D. Interaction of solitons in a collision-less plasma and the recurrence of initial states. **Physical review letters**, v. 15, p. 240-243, 1965. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.15.240>.
- [11] BROWN, M. P.; SMITH, P. W. High power, pulsed soliton generation at radio and microwave frequencies. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 1997, Baltimore, USA.. **Proceedings...**USA: IEEE, 1997. p. 346-354.

- [12] AFSHARI, E.; HAJIMIRI, A. Nonlinear transmission lines for pulse shaping in silicon. **IEEE Journal of solid-state circuits**, v.40, n. 03, p. 744-752, 2005.
- [13] AFSHARI, E.; BHAT, H.S.; HAJIMIRI, A.; MARSDEN, J.E. Extremely wide band signal shaping using one and two dimensional non uniform nonlinear transmission lines. **Journal of Applied Physics**, v. 99, n. 5, American Institute of Physics, 2006.
- [14] POULADIAN-KARI, R.; BENSON, T.M.; SHAPLAND, A.J.; PARKES, D.M. The electrical simulation of pulse sharpening by dynamic lines. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 7., 1989. Monterey, California. **Proceedings... USA: IEEE**, 1989. p. 178-181.
- [15] CALLISTER JR., W.D. **Materials science and engineering an introduction**. 7. ed. USA: John Wiley & Sons, 2007. p. 700-712.
- [16] BARSOUM, M. W. **Fundamentals of ceramics**. England: Institute of Physics Publishing, 2003. p. 465-497. Series in Materials Science and Engineering.
- [17] CHO CHEW, W.; AU KONG, J. E. Effects of fringing fields on the capacitance of circular microstrip disk. **IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques**, v. MIT-28, n. 2, p.98-104. Feb. 1980.
- [18] SHEN, L. C.; LONG, S. A.; ALLERDING, M. R.; WALTON, M. D. Resonator frequency of a circular disc, printed circuit antenna. **IEEE Trans. Antennas Propagation**, v. AP-25, p. 595-596. July 1977.
- [19] WOLFF, I.; KNOPPIK, N. Rectangular and circular microstrip disk capacitors and resonators. **IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques**, v. MTT-22, n. 10, p. 857-864. October 1974.
- [20] SMITH, P.W. Pulsed, high power, RF generation from nonlinear dielectric ladder networks – performance limits. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, Chicago, IL. **Proceedings...USA: IEEE**, 2011. P. 167-172.
- [21] SILVA NETO, L. P. **Caracterização de dielétricos para sistemas de armazenamento de alta energia e de geração de RF em aplicações aeroespaciais**. 2012. 151 p. (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.15.16.56-TDI). Dissertação (Mestrado em Engenharia e Gerenciamento de Sistemas Espaciais) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012. Disponível em:<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BCCSFP>>. Acesso em: 28 mar. 2014. .
- [22] CASTRO, P. A. **Studies of electric breakdown under pulsed conditions**. Thesis-Msc. (In Electrical Engineering- Electrical & Computer Eng. Dept.) – University of New Mexico (UNM), NM, May 2010.
- [23] BURFOOT, J.C.; TAYLOR, G.W. **Polar dielectrics and their applications**. Berkeley: University of California Press, 1979, p. 39.

- [24] PAN, M. -J.; RANDALL, C.A. A brief introduction to ceramic capacitors. **Electrical Insulation Magazine**, v. 26, p. 44-50, 2010.
- [25] MOULSON, A. J.; HERBERT, J. M. **Electroceramics material properties and applications**. 3. ed. England: John Wiley & Sons, 2003. p. 251-260.
- [26] OLADEINDE, T. O. **Síntese e propriedades elétricas de cerâmicas a base de titanato de bário dopado com Er^{3+} e Zr^{2+} : $\text{Ba}_{1-x}\text{Er}_x(\text{Ti}_{0,98}\text{Zr}_{0,02})\text{O}_3$ ($x = 0,01, 0,02$ e $0,04$)**. Trabalho de Graduação (Conclusão de curso em Engenharia Elétrica ênfase Eletrônica) - Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.
- [27] PADAM, R. A.; PIKA JHA, ASHOK, K. G. Synthesis, Characterization and dielectric properties of nanometersized barium strontium titanates prepared by the polymeric citrate precursor method. **Journal of Materials Chemistry**, v. 13, p. 415-423, 2003.
- [28] RICHERSON, D. W. **The magic of ceramics**. Westerville, USA: The American Ceramic Society, 2000. p. 122-148.
- [29] WILSON, C.R.; TURNER, M. M.; SMITH, P. W. Pulse sharpening in a uniform LC ladder network containing nonlinear ferroelectric capacitors. **IEEE Trans. Electron Dev.**, v. 38, n. 4, p.767-771, Apr 1991.
- [30] MARKUS, O. **Circuitos elétricos, corrente contínua e corrente alternada**. 9. ed., São Paulo: Editora Érica Ltda, 2004. p. 99-105.
- [31] PAUL, C. R. **Introduction to electromagnetic compatibility**. 2. ed. USA: John Wiley & Sons, 2006. p. 336-346.
- [32] FAIR-RITE PRODUCTS CORPORATION. **68 material characteristics**. Disponível em: <<http://www.fair-rite.com/newfair/materials68.htm>> acessado em 25/11/2013.
- [33] FAIR-RITE PRODUCTS CORPORATION. **61 high frequency material bead**. Disponível em: < <http://www.fair-rite.com/cgibin/catalog.pgm?THEONEPART=2761019447%20&SEARCHAGAIN=Y#select:onepart> > acessado em 29/11/2013.