ESTUDOS DE LINHAS DE TRANSMISSÃO DISCRETAS COM ELEMENTOS NÃO LINEARES PARA GERAÇÃO DE RÁDIO FREQUÊNCIA DE ALTA POTÊNCIA

Fernanda S. Yamasaki[1], José O. Rossi[2], Joaquim J. Barroso[3]
Laboratório Associado de Plasma, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.
Av. dos Astronautas, 1758, Jd. da Granja, São José dos Campos, Brasil
fernandayamasaki@hotmail.com[1], rossi@plasma.inpe.br[2], barroso@plasma.inpe.br[3]

Resumo - *Nos últimos anos tem havido um grande interesse no estudo de linhas de transmissão discretas com elementos não lineares para aplicações em geração de rádio frequência (RF) de alta potência. Nesta aplicação, explora-se o efeito de dispersão da linha devido à presença de elementos discretos indutivos e capacitivos, em conjunto com a não linearidade de pelo menos um dos elementos. Ambas as propriedades da linha (dispersão e não linearidade) agindo simultaneamente permitem o aparecimento de oscilações de alta frequência (sólitons) ao longo da linha e em sua saída. Desta forma, conectando-se uma antena à saída da linha pode-se usar esta para gerar ondas eletromagnéticas na faixa de RF (200 MHz — 1,0 GHz). Em vista disto, existe uma expectativa favorável para a construção de um gerador de RF compacto que poderia ser aplicado em comunicações de satélites, caso a frequência de oscilação obtida na saída da linha exceda 1,0 GHz. Neste trabalho, tendo como base medidas experimentais e resultados de simulação numérica, pretende-se estudar e justificar o comportamento destas linhas para a geração de sólitons utilizando uma rede de diodos varicaps.*

Palavras-chave: *Linhas de Transmissão Não Lineares (LTNLs); capacitor não linear; diodo varicap; sóliton.*

1 Introdução

Atualmente existe um grande interesse no estudo de linhas de transmissão não lineares (LTNLs) para a geração de RF de alta potência sendo motivado basicamente por dois trabalhos pioneiros. O primeiro [1] descreve uma LTNL (usando ferrita como meio magnético não linear) capaz de gerar picos de potência RF em torno de 20 MW com eficiência de 20% em 1,0 GHz. O segundo consiste no trabalho experimental desenvolvido por Brown e Smith [2], usando uma LTNL a base de cerâmica de titanato de bário como um dielétrico não linear, a qual forneceu 60 MW de potência de RF na faixa de frequências entre 100 e 200 MHz. Contudo, devido às perdas capacitivas no dielétrico de LTNLs não foi possível se atingir frequências superiores a 200 MHz [3]. Devido a esta limitação tem havido um grande interesse no estudo destas linhas como descrito recentemente em [4-6]. Por outro lado, dada à impossibilidade de se fazer um estudo analítico completo devido aos efeitos não lineares das linhas, tem-se investido no uso de ferramentas computacionais como simuladores de circuitos ou de aplicativos matemáticos para análise do problema como descrito em [7], [8]. Normalmente, para simulações em aplicativos uma rede de varicaps é utilizada, uma vez que a capacitância de junção destes dispositivos varia com o inverso da raiz quadrada da tensão reversa aplicada. Portanto, o objetivo deste trabalho consiste em estudar o comportamento destas linhas usando simuladores de circuitos, em que diodos varicaps são empregados como elementos não lineares. Também, os resultados destas simulações são comparados com os respectivos resultados experimentais através de aplicativos gráficos para validação dos modelos. De forma a justificar o funcionamento destas linhas, também analisou-se o comportamento do diodo utilizado através de um aplicativo matemático.

2 Teoria simplificada da onda de sóliton

O princípio de operação de geração do sóliton é de fácil explicação em termos qualitativos, embora a sua análise matemática seja uma tarefa de difícil implementação. Isto é demonstrado pela equação Kortweg-de Vries modelada para uma linha de transmissão não linear e dispersiva, que apresenta soluções de ondas solitárias da forma [5]:

$$v(x,t) = \frac{c}{2}\sec h^2\left[\frac{1}{2\sqrt{c}}(x - ct - x_0)\right] \quad (1)$$

onde c é a velocidade de propagação da onda e x_0 é a posição espacial inicial (fase).

Então, para se obter uma compreensão mais fácil do processo de geração do sóliton inicia-se desprezando-se o efeito dispersivo. Quando um pulso de entrada é injetado em uma linha de transmissão distribuída, este se propaga ao longo do comprimento da linha com uma velocidade dada por c = 1/(με)1/2, onde μ é permeabilidade magnética e ε a constante dielétrica do meio. Porém, se o dielétrico da linha é não linear durante a propagação do pulso neste meio, a sua amplitude de maior valor viajará mais rápido do que sua amplitude inicial desde que ε diminua com o aumento da tensão. Desta forma, o atraso da linha causado para o pico do pulso diminui em relação à sua parte de baixa amplitude, formando uma onda de choque de saída com um menor tempo de subida de pulso. De forma análoga, o mesmo processo de modelamento de pulso pode ser obtido usando-se materiais magnéticos não lineares, pois a permeabilidade μ destes materiais diminui com o aumento da amplitude de corrente. Qualquer uma destas duas abordagens pode ser usada para gerar pulsos de saída muito rápidos com altos níveis de potência. Pulsos de saída rápidos são gerados normalmente usando linhas de transmissão distribuídas, não lineares e não dispersivas. As linhas não dispersivas produzem ondas de choque de saída com tempo de subida mais rápido, uma vez que ele é finalmente limitado pelo tempo de relaxação molecular do material usado como meio não linear.

Contudo, se uma linha não linear e dispersiva (por exemplo, uma rede LC artificial feita de diodos varicaps) é usada, a velocidade de propagação c = 1/(LC)1/2, dependerá dos valores de L & C e o tempo de subida será limitado pela frequência de corte de Bragg da linha dada por [9]:

$$f_{c0} = \frac{1}{\pi\sqrt{LC(Vmax)}}\ , \tag{2}$$

onde C(Vmax) é a capacitância de menor valor, no caso do uso de capacitores não lineares na linha, quando submetidos a amplitude de pico do pulso. Uma estimativa precisa para o tempo de redução do pulso de saída é difícil de calcular devido a não linearidade da linha e à dependência da velocidade de fase com a frequência na rede dispersiva. Contudo, uma estimativa aproximada é feita calculando-se a diferença do tempo de atraso produzido pelas sessões da rede LC entre a propagação da porção de baixa amplitude do pulso e a de seu pico. Para a baixa amplitude do pulso, o atraso δ1 é igual a n√(LCj0), onde Cj0 é a capacitância inicial do capacitor sem polarização e n é número de seções da linha. Para o pico do pulso, o atraso δ2 = n√(LC(Vmax)) e, portanto, a redução do tempo de subida de pulso na saída ΔT = δ1-δ2 é dado por [9]:

$$\Delta T = t_{ri} - t_{ro} = n\left(\sqrt{LC_{j0}} - \sqrt{LC(Vmax)}\right), \tag{3}$$

onde tri e tro são respectivamente os tempos de subida de pulso de entrada e saída. Na condição em que o tempo de subida de entrada $t_{ri} > \Delta T$ (pulse sharpening) o tempo de subida final para a onda de choque de saída é calculado como $t_{ro} = t_{ri} - \Delta T$. Por outro lado, quando $t_{ri} \leq \Delta T$, t_{ro} não pode cair para zero, uma vez que o tempo de subida da onda de choque de saída, neste caso, é limitado pela frequência de corte f_{c0} da linha. Portanto, acima desta frequência a energia não pode se propagar e o espectro de frequências da onda de choque é separado, ocorrendo uma série de pulsos estreitos (ondas solitárias) ao longo da linha e em sua saída em f_{c0}, pois o pulso de saída não pode ser mais comprimido (veja Figura 1).

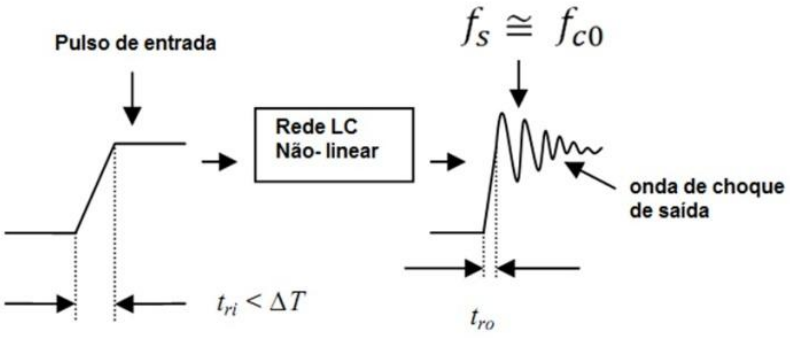


Figura 1. Processo de geração de onda de sóliton mostrado em uma LTNL.

3 Experimento e Resultados

O modelo básico para análise de uma LTNL para a geração de onda de sólitons na saída consiste basicamente em um circuito composto de três partes: a entrada (gerador de pulso retangular e sua impedância de entrada Rgen), a própria LTNL (com n sessões) e a carga resistiva na saída (Rload) - as resistências RL e RC são incluídas no circuito de simulação devido a perdas ôhmicas da linha [8]. Em particular, nos casos de compressão e oscilação a serem abordados nas próximas subseções, somente serão considerados elementos capacitivos não lineares para a construção da LTNL (diodos varicaps).

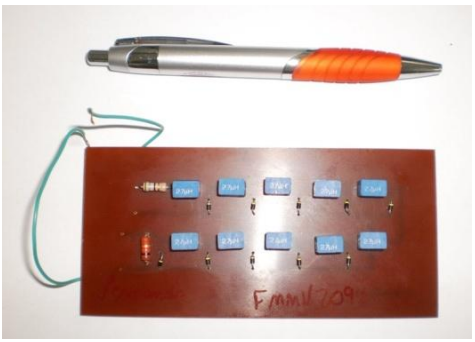


Figura 2 . Montagem experimental da LTNL usando varicap FMMV109.

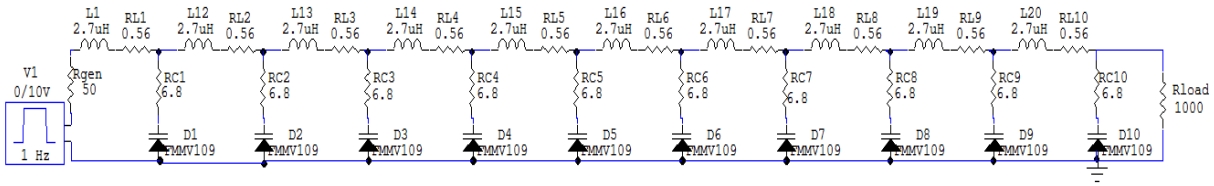


Figura 3. Esquema do circuito da LTNL usando varicap FMMV109 com L= 2,7 µH.

A Compressão

A LTNL foi montada em uma placa de circuito impresso de fenolite com 10 sessões mostradas na Figura 2, onde uma rede de varicaps FMMV109 ligados no modo reverso são responsáveis pelo efeito não linear. A Figura 3 mostra o correspondente esquema do circuito da LTNL com L = 2,7 µH, RL = 0,56 Ω e RC = 6,8 Ω, sendo alimentada por um gerador de pulso com impedância de saída de 50 Ω, onde é injetado um pulso trapezoidal com 11 V de amplitude, 350 ns de duração com tempo de subida da ordem de 110 ns, como mostrado na Figura 4. Neste caso, como o tempo de subida é maior que ΔT (veja subseção 4.A) o pulso de saída é comprimido, onde se nota que o tempo de subida de pulso é reduzido sem praticamente ocorrência de oscilações com amplitudes significativas.

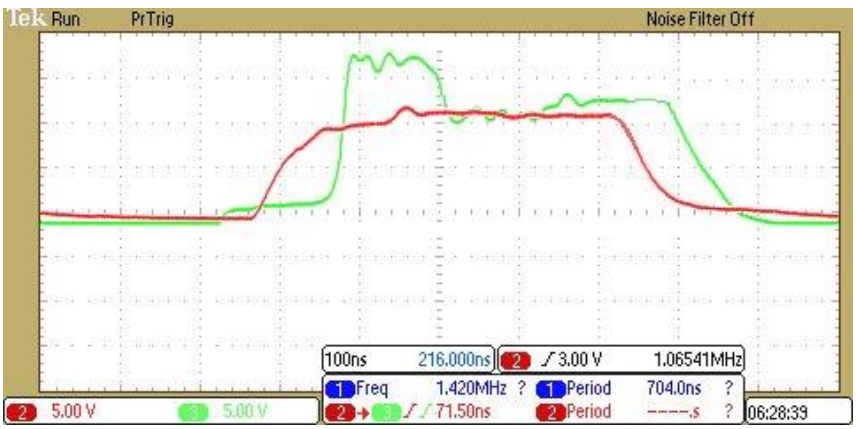


Figura 4. Pulsos de entrada/saída da LTNL mostrando o caso de compressão.

B Oscilação

No caso oscilatório, a mesma LTNL da Figura 2 foi utilizada, porém empregando um segundo gerador com tempo de subida de pulso menor que a taxa de compressão, da ordem de 30 ns e com duração de 130 ns. O resultado obtido encontra-se na Figura 5 para um pulso de entrada com amplitude de 10 V, onde se verifica que pulso de saída é comprimido, porém seu tempo de subida é limitado pela própria frequência de corte da linha. Desta forma, acima da frequência de Bragg toda a energia é refletida e oscilações equivalentes a sólitons na carga de saída Rload = 1,0 kΩ são geradas em fc0, como mostrado na tela do osciloscópio digital da Figura 5.

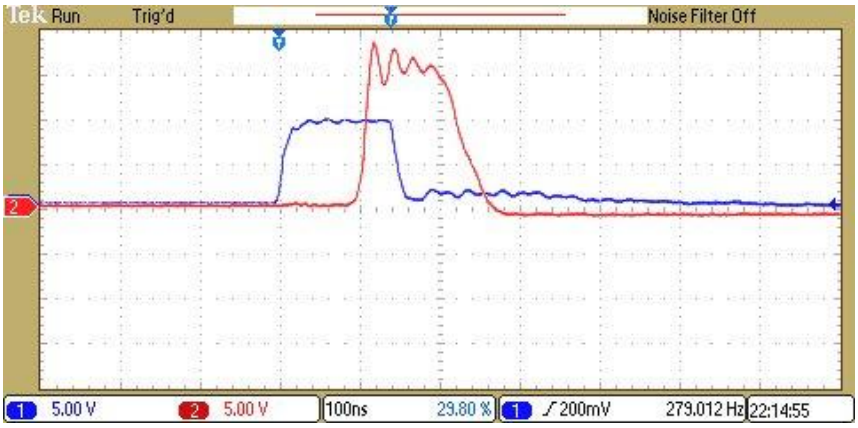


Figura 5. Pulsos de entra/saída da LTNL mostrando o caso oscilatório.

4 Simulação e Discussão de Resultados

Para efeito de comparação com resultados experimentais, as simulações da LTNL foram realizadas em dois aplicativos elétricos: Circuit Maker (CM) e LT-SPICE (LT), os dados experimentais foram armazenados digitalmente em um osciloscópio da Tektronix e transferidos para um programa gráfico (Origin). De forma a complementar estes resultados, fez-se uma comparação da variação da capacitância do varicap em relação à tensão, justificando o comportamento deste componente não linear. As simulações em ambos os aplicativos (CM e LT) utilizam o modelo do varicap, onde a capacitância do diodo varia inversamente com a tensão reversa aplicada. Portanto, a capacitância de junção do diodo C na tensão máxima aplicada é modelada em ambos os circuitos de simulação pela formulação dada abaixo [10]:

$$C(Vmax) = \frac{C_{j0}}{\left(1+\frac{V}{V_j}\right)^m} \quad , \tag{4}$$

onde Cj0 é a capacitância de junção inicial sem polarização, V é a tensão aplicada, Vj é o potencial de junção do diodo e m é fator de não-linearidade do varicap, já que para m = 0 tem-se que C = Cj0. Normalmente em muitos casos, adota-se m = 0,50 o que implica que a capacitância de junção varia com o inverso da raiz quadrada da tensão aplicada. Vj é geralmente igual a 0,70 V para diodos de silício. Para o diodo testado FMMV109, a capacitância inicial de junção fornecida pelo fabricante é da ordem de 61,30 pF. M será o principal parâmetro de ajuste para haver boa concordância entre os resultados experimentais e de simulação. A razão disto é que m depende das propriedades não lineares, onde um alto valor (m > 0,5) significa oscilações de alta frequência com grandes amplitudes no caso oscilatório e grande redução do tempo de subida de saída no caso de compressão do pulso. As próximas subseções tratam das simulações no CM e LT e respectivas comparações com resultados experimentais em ambas as situações de compressão e oscilação.

A Compressão

As Figuras 6 e 7 comparam as simulações com os resultados experimentais para os pulsos de entrada e saída para o caso de compressão de pulso, mostrados em uma escala expandida. Em ambas as figuras foram usados ambos os aplicativos de simulação de circuitos (CM e LT) com parâmetros de pulso de entrada definidos em 3.A e dois diferentes valores de m (0,36 e 0,70). Com relação à entrada, há uma boa concordância entre os resultados tanto para m = 0,36 como para m = 0,70, pois a impedância de saída do gerador de 50 Ω é bem menor que a impedância de entrada da linha para ambos os valores de m (da ordem 350 e 560 Ω, respectivamente para m =

0,36 e m = 0,70 desde que Z = √(L/C(Vmax)). Porém, com relação à saída, um melhor ajuste entre as curvas experimentais e de simulação é alcançado com m = 0,70. Este alto valor de m pode ser explicado levando-se em consideração que no caso de compressão do pulso o efeito de não linearidade é bem maior do que o da dispersão da linha por causa do maior tempo de subida de pulso de entrada, que contêm harmônicas de frequências mais baixas em relação à frequência de corte da linha. Também, observa-se que idênticas respostas são conseguidas usando-se CM ou LT.

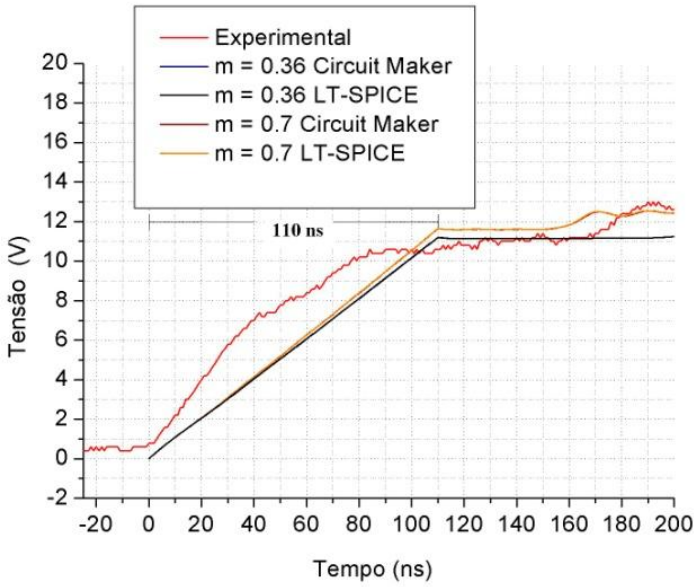


Figura 6. Comparação de resultados para o pulso de entrada no caso de compressão.

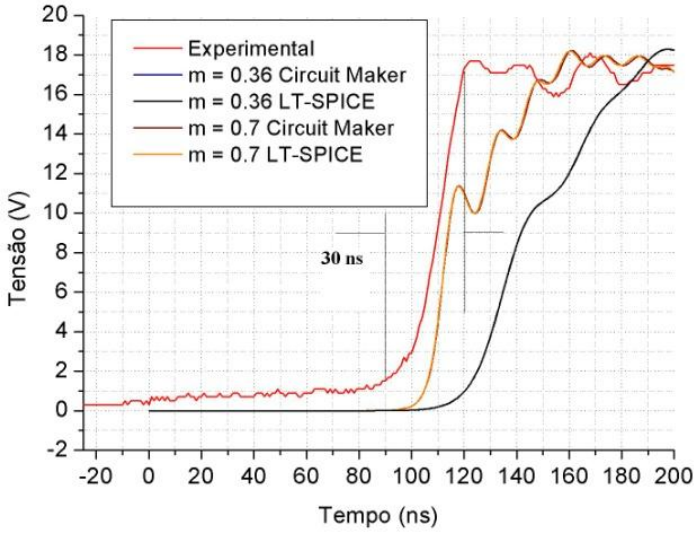


Figura 7. Comparação de resultados para o pulso de saída no caso de compressão.

Observando-se ambas as figuras, nota-se que o pulso de saída experimental emerge após o pulso de entrada na faixa de 80-90 ns para uma amplitude inicial na parte baixa do pulso de 2 V aproximadamente. Sabendo-se que o atraso da linha não linear para um pulso de entrada com amplitude inicial Vi é dado por:

$$\delta = n\sqrt{LC(V_i)}\,, \tag{5}$$

calcula-se que o atraso para a amplitude inicial Vi = 2 V é da ordem de 80 ns, o que está de acordo com a Figura 7, desde que C(Vi= 2V) ≈ 24 pF com m = 0,7 e L = 2,7 μH. Com relação ao tempo de redução de subida de pulso, usando-se (3) e (4) tem-se que ΔT é da ordem de 80 ns para um pulso de entrada com Vmax = 11 V, n = 10, Cj0 = 61,30 pF, V j = 0,7 V e m = 0,7. Isto está de acordo com o resultado experimental, uma vez que o tempo de subida de entrada da ordem de 110 ns (Figura 6) é reduzido na saída para aproximadamente 30 ns (Figura 7), o que coincide com o tempo de redução ΔT calculado de 80 ns. Por outro lado, a discrepância observada entre os resultados experimentais e as simulações (mesmo com m = 0,7) em relação ao tempo de subida de pulso de saída, observado na Figura 7, deve-se ao fato de que a subida do pulso de entrada é simulada por meio de uma rampa ajustada no gerador de entrada no aplicativo, enquanto que no caso experimental a subida do pulso de entrada do gerador assemelha-se mais a uma curva convexa que fica acima da rampa de entrada.

B Oscilação

Para o caso de oscilação, conforme já explicado na seção 3.B, foi utilizado um gerador com menor tempo de subida de pulso da ordem de 30 ns de tal maneira que tri < ΔT. A Figura 8 ilustra este caso, onde o melhor ajuste entre as curvas experimentais e de simulação foram obtidos com Cj0 = 61,30 pF e Vj = 0,7 V, como no caso anterior usando os dois aplicativos, porém com m reduzido para 0,36, em um pulso com amplitude de 10 V. Para este caso, deve-se atentar para o fato de que o efeito dispersivo da linha tende a compensar o efeito da não linearidade, atrasando a frente de onda de propagação, o que implica num menor valor para o fator de não linearidade m em (4). Também, nota-se mais uma vez que respostas idênticas das simulações foram obtidas com os aplicativos CM e LT.

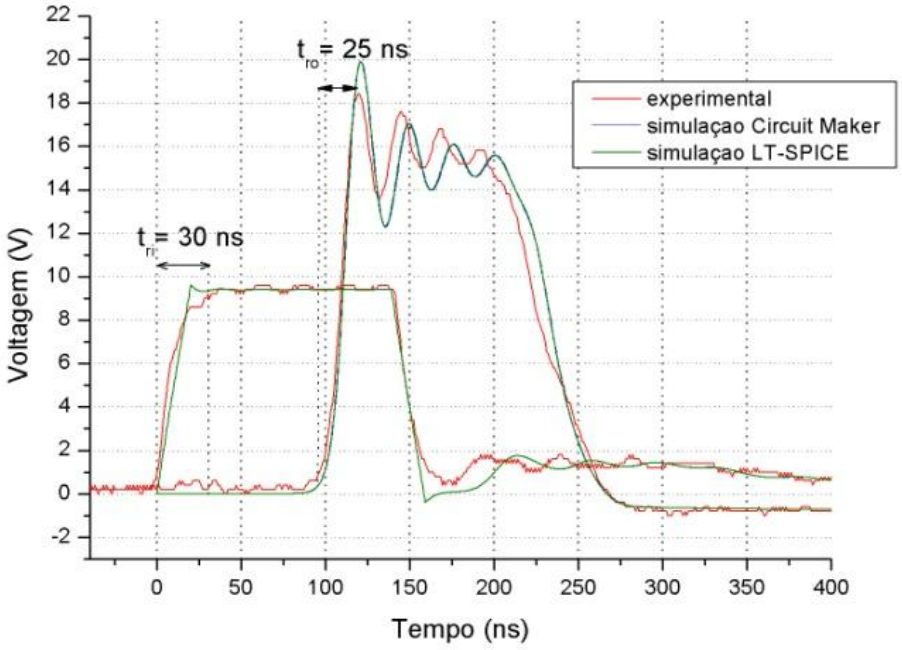


Figura 8. Comparação de resultados para os pulsos de entrada/saída no caso oscilatório.

Com os parâmetros de ajustes definidos da LTNL acima na simulação, pode-se calcular a capacitância final do varicap FMMV109 da ordem de 23 pF, usando-se (4), e com isto determinar o tempo de redução de tempo de subida por meio de (3) com n = 10 e L = 2,7 μH, de onde se obtém que ΔT = 50 ns > tri = 30 ns, como esperado para o caso oscilatório. Por sua vez, o atraso da linha pode ser calculado como:

$$\delta = n\sqrt{LC(Vmax)} \quad , \tag{6}$$

dado que o tempo de subida de pulso na saída é basicamente limitado em última instância pela frequência de corte da linha. Portanto, com C(Vmax) = 23 pF obtém-se através de (6) um atraso da linha de aproximadamente 80 ns, o que é confirmado experimentalmente na Figura 8, pois o pulso de saída emerge na faixa de 80 a 90 ns. Outro fator importante observado neste resultado experimental é a medida da frequência das oscilações da ordem

de 40 MHz, o que condiz com o cálculo da frequência de corte da linha dada por (2). Além disto, o tempo de subida do pulso de saída tro da ordem de 25 ns foi limitado, como previsto pela frequência de corte da linha, estando aproximadamente de acordo com 1/fc0.

Conforme observado nas simulações com $\Delta T >> tri$, uma vez que a linha é capaz de produzir ondas solitárias, a frequência de oscilação permanece a mesma, caso o tempo de subida de pulso de entrada decaia mais. Contudo, o número de oscilações diminui se o tempo de subida aumenta porque limita o número de ciclos se a duração do pulso é fixa. Por outro lado, quando ΔT começa a se aproximar de tri a frequência e as amplitudes das oscilações diminuem à medida que o efeito dispersivo da linha decresce e é suplantado em grande intensidade pela não linearidade do sistema, quando $\Delta T << tri$. Além disto, foi observado que é necessária uma mínima duração de pulso para o início das oscilações, mesmo que a duração do pulso aumente a frequência das oscilações permanece a mesma, bem como as amplitudes destas continuam a decair, como no caso de pulsos mais estreitos [8].

Observa-se novamente certa discrepância entre os resultados experimentais de simulação na Figura 8. Isto se deve, como já discutido nas Figuras 6 e 7, ao problema de se modelar o tempo de subida de entrada por uma rampa que não coincide com o de entrada. Outro problema associado a estas discrepâncias está relacionado ao fato de que para cada varicap dentro de um lote há uma tolerância grande da ordem de 10 % (de acordo com o datasheet) em termos dos valores para Cj0. Poder-se-ia estimar a capacitância inicial de cada varicap na rede para haver uma melhor concordância de resultados, mas o modelo de diodos nos simuladores assume parâmetros iguais para todos os varicaps da rede.

C Comportamento Capacitância x Tensão

Para efeito de comparação, plotou-se a curva de variação da capacitância do varicap FMMV109 similar à fornecida no datasheet (Leshan Radio Company, LTD) deste componente em um software gráfico matemático denominado MATLAB 7.5. Através da equação (4) com alguns valores utilizados nos casos anteriores (potencial de junção equivalente a 0,7 V em se tratando de um diodo de silício sendo geralmente uma equivalência padrão, m neste caso permanece fixo com seu melhor valor de ajuste (0,7) que implica no fator de não linearidade) e alguns valores modificados, como por exemplo, a capacitância de junção que atende dois casos, o primeiro quando é equivalente a 61,30 pF sendo o valor inicial encontrado nos aplicativos de simulação - não atendendo muito bem na comparação com a curva do datasheet (representada na cor vermelha da Figura 9) como pode observar pela cor azul.

Isto ocorre devido ao fato de que os valores do datasheet são tecnicamente padronizados para funcionarem como um parâmetro dentro de certo intervalo. Além disso, como se trata de uma rede de diodos neste caso com 10 seções, cada diodo em sua determinada posição se comporta de uma forma diferente, tendo uma resposta geral não equivalente com a encontrada no datasheet, conforme citado anteriormente na seção 4. B.

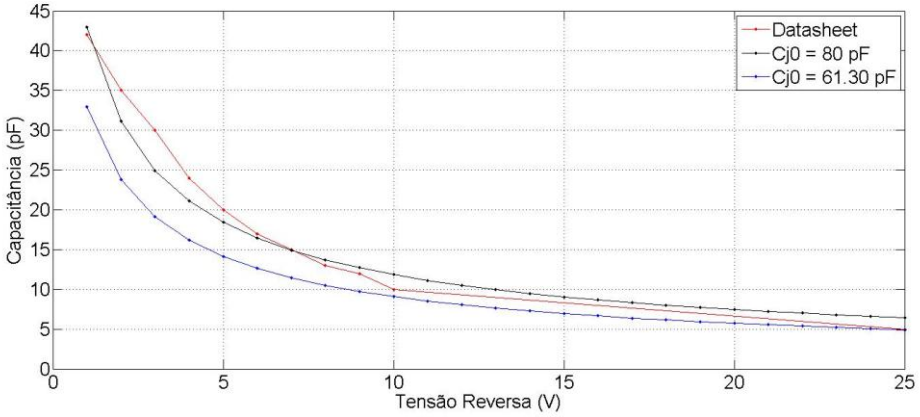


Figura 9. Comparação do comportamento de C x V entre o datasheet e a equação do FMMV109

Ajustou-se então o valor da capacitância de junção para 80 pF correspondente ao segundo caso, representado pela cor preta na Figura 9, onde uma melhor resposta da comparação com a curva do datasheet ocorreu. Pode-se verificar também através de todas as curvas que o comportamento do valor da capacitância é inversamente proporcional em relação ao valor da tensão reversa aplicada, já que conforme o valor da tensão aumenta, a capacitância do diodo diminui, sendo assim considerado do tipo varactor e o que justifica seu comportamento não linear.

5 Conclusões

Neste trabalho, foi estudado o princípio de operação de LTNLs usadas na compressão de pulsos (pulse sharpening) e geração de sólitons de alta frequência. Como estas aplicações envolvem fenômenos não lineares, uma análise matemática criteriosa é de difícil implementação como já descrito. Portanto, um dos objetivos principais deste artigo foi o de mostrar que através de métodos computacionais pode-se prever com razoável concordância, como confirmado pelos resultados experimentais, o comportamento de operação de LTNLs. Através de simulações e experimentos, foi demonstrado que o tempo de redução de subida de pulso ΔT é uma importante característica da linha para a produção de oscilações na saída, caso o tempo de subida do pulso injetado na entrada é tal que $t_{ri} < \Delta T$, onde ΔT é função de L, C e do número n de seções da linha. Em particular, neste trabalho foi verificado que geração de sinais de RF da ordem de 40 MHz é obtida a partir da injeção de um pulso de entrada de 10 V com tempo de subida da ordem de 30 ns numa linha LC de 10 seções construída com varicaps (tipo FMMV109) e indutores discretos de 2,7 μH. O que implica também na justificativa das discrepâncias relacionadas ao fato de que para cada varicap dentro de um lote existe uma tolerância de acordo com o datasheet em termos dos valores para Cj0. Como não se pode estimar a capacitância inicial de cada varicap na rede para haver uma melhor concordância de resultados, o modelo de diodos nos simuladores assume parâmetros iguais para todos os varicaps da rede, conforme observado na seção 4.C deste artigo, o comportamento da variação da tensão x capacitância de cada valor do diodo, exemplifica muito bem este fato.

Outra conclusão importante é que programas de simulação elétrica (CM e/ou LT) fornecem os mesmos resultados de simulação, empregando-se os parâmetros com características idênticas no modelo do varicap. Além disto, as discrepâncias observadas entre os resultados experimentais e de simulação em ambos os casos (compressão e oscilação) devem-se basicamente a dois fatores: variação da capacitância inicial do diodo FMMV109 dentro da rede varicap testada e modelamento não exato do tempo de subida de pulso de entrada, que é um parâmetro primordial para determinar a compressão do pulso ou oscilação de saída. Por último, espera-se que as ferramentas computacionais e análises descritas neste trabalho sejam de interesse para desenvolvimento de dispositivos em aplicações RF de alta potência, onde se deseja substituir tubos eletrônicos por elementos mais compactos como LTNLs, como por exemplo em veículos espaciais e/ou em plataformas móveis de sistemas de defesa.

7 Referências

[1] B. Seddon, C. R. Spikings, & J. E. Dolan, “RF Pulse Formation in NLTLs” in Proc. of the 2007 16th Int. Pulsed Power Conf., pp.678-681.

[2] P. M. Brown & P.W. Smith. “High Power, Pulsed Soliton Generation at Radio & Microwave Frequencies”, in Proc. of the 1997 11th International Pulsed Power Conf., pp. 346-354.

[3] P. W. Smith, “Pulsed, high power, RF generation from nonlinear dielectric ladder networks – performance limits,” presented at the 18th IEEE Int. Pulsed Power Conf. ,Chicago, IL, 2011.

[4] J. A. Gaudet, E. Schamiloglu, J. O. Rossi, C. J. Buchenauer, & C. Frost, “Non-Linear Transmission Lines for HPM Applications – A Survey”, in Proc. of the 2008 IEEE Power Modulators & HV Conf., pp.131-138.

[5] J. D. Darling & P. W. Smith, “High Power RF Generation from Non- Linear Delay Lines”, in Proc. of the 2007 16th Int. Pulsed Power Conf., pp. 472-475.

[6] J. O. Rossi, P. N. Rizzo, and F. S. Yamasaki, “Prospects for applications of hybrid lines in RF generation”, in Proc. IEEE Int. Power Modulator & High Voltage Conf., Atlanta, GA, 2010, pp. 632-635.

[7] J. O. Rossi and P. N. Rizzo, “Study of Hybrid Nonlinear Lines for High Power RF Generation”, in Proc. of the 2009 IEEE Pulsed Power Conf., pp. 46-50.

[8] N. S. Kuek, A. C. Liew, E. Schamiloglu, and J. O. Rossi, “Circuit Modeling of Nonlinear Lumped Element Transmission Lines Including Hybrid Lines,”accepted for publication in IEEE Trans. on Plasma Science,Oct. 2012.

[9] P. W. Smith, Transient Electronics – Pulsed Circuit Technology, West Sussex, England: John Wiley & Sons, 2002, pp. 245-249.

A.B. Kozyerv and D.W. van der Weide, “Nonlinear Wave Propagation Phenomena in Left-Handed Transmission Line Media,” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 53., no. 1, pp. 238-245, January 2005.