

# Geração de RF Usando Linhas de Transmissão Não Lineares\*

F.S. Yamasaki, J.O. Rossi, J.J. Barroso

Laboratório Associado de Plasma  
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais  
São José dos Campos, Brasil  
fernandayamasaki@hotmail.com

L.P. Silva Neto

Departamento de Engenharia  
Universidade Federal de São Paulo  
São José dos Campos, Brasil  
silvaneto007@yahoo.com.br

**Abstract**—Atualmente existe um grande interesse no estudo de Linhas de Transmissão Não Lineares (LTNLS) para geração de radiofrequência (RF) de alta potência. A LTNL exibe o efeito dispersivo enquanto seus elementos não lineares (indutores 'L' e/ou capacitores 'C') são responsáveis pela não linearidade. Ambas estas propriedades ocorrem simultaneamente e permitem o aparecimento de oscilações de alta frequência na saída da linha. Em particular, o objetivo deste trabalho é estudar o comportamento destas linhas para a geração de RF por meio de simulação Spice e comparar com os resultados experimentais. Foi também analisada a simulação da Transformada Rápida de Fourier (FFT) para estudar a geração de RF e comparar o espectro simulado com o obtido experimentalmente. No futuro, espera-se que esta técnica aqui desenvolvida possa ser útil no projeto de LTNLS para geração de RF em aplicações espaciais e plataformas móveis de defesa.

**Palavras-chave**— componente não linear; diodo varactor; FFT; geração de RF; LTNL; sóliton.

## I. INTRODUÇÃO

Motivado por dois trabalhos pioneiros, existe um grande interesse no estudo de Linhas de Transmissão Não Lineares (LTNLS) para geração de RF de alta potência. No primeiro [1], uma LTNL indutiva com ferrite produziu 20 MW de potência de pico de RF com 20% de eficiência a 1,0 GHz. No segundo [2], uma LTNL capacitiva com cerâmica produziu 60 MW de potência de pico de RF no espectro entre 100 e 200 MHz. Contudo, perdas dielétricas na cerâmica limitavam as frequências de saída abaixo de 200 MHz [3]. Para lidar com tais problemas, outros trabalhos [4][5][6] modelaram estas linhas usando programas numéricos uma vez que uma solução analítica da LTNL não pode prever a equação exata para a evolução de um pulso retangular de entrada. Uma LTNL constituída por indutores e/ou capacitores não lineares (em cascata) pode ser usada para produzir formas de onda como segue: um pulso injetado na entrada da linha é modificado pelos efeitos dispersivo e não linear, e então modulado e decomposto em uma série de solitons (pulsos oscilatórios) que podem ser usados para alimentar uma antena casada com a saída da linha. Normalmente, na simulação Spice um diodo varactor é utilizado desde que a capacitância de junção do diodo varie com o inverso da tensão aplicada. Assim, o objetivo deste trabalho foi estudar o comportamento destas

linhas usando simulação de circuito Spice e comparar os resultados simulados com as medidas experimentais para validação do modelo e análise da geração de RF pela FFT na simulação e no estudo experimental.

## II. TEORIA DE OPERAÇÃO DA LTNL

Quando um pulso de entrada é injetado em uma linha LC dispersiva, este se propaga ao longo da linha com uma velocidade dada por  $c = 1/(LC)^{1/2}$ . Se a linha é não linear com capacitância variável como mostrado na Fig. 1, a porção do pulso com amplitude mais alta viajará mais rápido do que aquela com amplitude inicial mais baixa (como mostrado na Fig. 2) conforme C diminui com o aumento da tensão. Desta forma, o cume do pulso alcança a amplitude com baixa tensão, formando uma frente de onda na saída com um tempo de subida muito rápido.

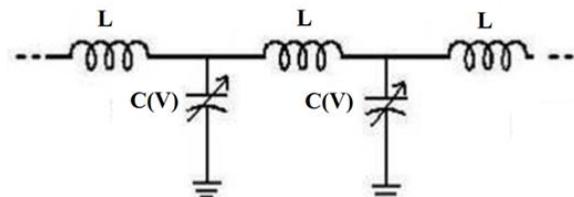


Fig. 1. Seção de uma linha de transmissão não linear capacitiva.

Outro aspecto interessante sobre sólitons é que em colisões eles retêm suas características, como observado na Fig. 2, onde duas ondas colidem e a mais rápida (e mais alta) ultrapassa a outra e depois deste processo as duas permanecem inalteradas. Por outro lado, como a saída da linha é dispersiva a largura do pulso será limitada pelo inverso da frequência de corte de Bragg

$$f_{c0} = 1 / \pi \sqrt{LC(V_{max})} \quad (1)$$

onde  $C(V_{max})$  é capacitância correspondente à máxima amplitude aplicada, e L é o valor do indutor.

Considerando que um pulso trapezoidal é injetado na entrada da linha e o trecho do tempo de subida é aproximado por uma série de pequenos pulsos retangulares com amplitude crescente,

Este trabalho foi apoiado pelo Southern Office of Aerospace Research and Development (SOARD – USAF) sob contrato número FA9550-13-0132. Também foi apoiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

então cada pulso retangular estreito injetado em uma linha não linear gera um sóliton que se propaga ao longo da linha [7].

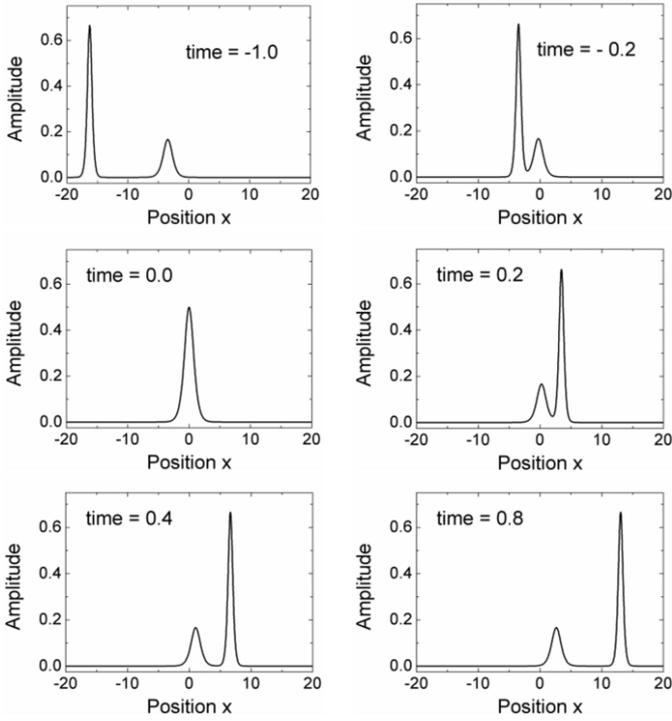


Fig. 2. Colisão de sólitons e conservação de ondas.

Uma forma de entender como as oscilações dos sólitons são produzidas nestas linhas é mostrada na Fig. 3. Sólitons podem ser representados por uma função hiperbólica ao quadrado, cuja amplitude aumenta com a velocidade de propagação, enquanto o fenômeno inverso é observado para a largura. Então, sólitons de maior amplitude têm velocidade maior do que aqueles com menor amplitude e chegarão primeiro à saída da linha. Isto gera uma série de sólitons com amplitude decrescente na saída como mostrado na Fig. 3.

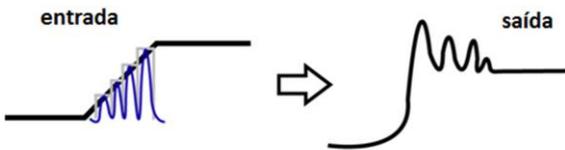


Fig. 3. Geração de sólitons produzida em uma LTNL.

Uma estimativa para a redução do tempo de subida causada pela rede de seções LC é feita pelo cálculo da diferença do atraso dos tempos de subida do pulso na entrada e na saída da linha [8]

$$\Delta T = t_{ri} - t_{ro} = n(\sqrt{LC_0} - \sqrt{LC(V_{max})}) \quad (2)$$

onde  $t_{ri}$  é o tempo de subida na entrada,  $t_{ro}$  é o tempo de subida na saída,  $n$  é o número de seções da linha e  $C_0$  é a capacitância inicial. Uma estimativa mais exata é dificultada devido à não linearidade.

O tempo de subida final do pulso de saída comprimido (frente de onda de choque) é calculado como  $t_{ro} = t_{ri} - \Delta T$ , onde  $t_{ri}$  é o tempo de subida do pulso de entrada com  $t_{ri} > \Delta T$ . Por outro lado, se  $t_{ri}$  começa a decair de modo que  $t_{ri} \approx \Delta T$ ,  $t_{ro}$  não pode cair até zero já que o escarpamento da onda de choque na saída poderia se tornar infinito. Assim, a redução do tempo de subida do pulso é limitada pelo inverso da frequência de corte da rede LC. Se  $n$  tende a aumentar, a redução do tempo de subida tende para  $1/f_{c0}$ , e assim (2) torna-se

$$\Delta T = n(1 - \sqrt{k})\sqrt{LC_0} \approx \pi\sqrt{LC(V_{max})} = \pi\sqrt{k}\sqrt{LC_0} \quad (3)$$

onde  $k = C(V_{max})/C_0$  é o fator de não linearidade. Isolando  $k$  em (3) obtém-se:

$$k = \left(\frac{n}{n+\pi}\right)^2 \quad (4)$$

Nota-se em (4) para um grande valor de  $n$ ,  $C(V_{max})$  é ligeiramente inferior a  $C_0$ , indicando que para um grande número de seções  $n$  o fator de não linearidade  $k$  pode ser bastante próximo da unidade, significando que capacitores com capacitância mais estável podem ser usados. Isto explica por que na prática torna-se mais fácil produzir um número suficiente de oscilações (por exemplo, um trem de sólitons) com razoável amplitude de saída em uma LTNL construída com 50 ou mais seções.

### III. RESULTADOS DE SIMULAÇÃO E EXPERIMENTAIS

A LTNL foi implementada em uma placa de fenolite usando 10 seções LC com  $L = 2,7 \mu\text{H}$  e um diodo varactor FMMV109 como o capacitor não linear. A Fig. 4 mostra o diagrama de circuito correspondente da LTNL, incluindo as perdas ôhmicas de L e C (respectivamente,  $R_L = 0,56 \Omega$  e  $R_C = 6,8 \Omega$ ). A capacitância do diodo varactor em função de  $V$  é modelada como

$$C(V) = C_{j0}/(1 + V/V_j)^m \quad (5)$$

onde  $V_j$  é o potencial de junção do diodo e  $m$  é o fator de não linearidade. Note que  $C = C_{j0}$  para  $m = 0$ , e geralmente na modelagem não linear usa-se  $m = 0,5$ . Mas um valor de  $m$  maior que 0,5 acarreta altas frequências de oscilações com grandes amplitudes no caso oscilatório, e redução no tempo de subida da saída no caso de compressão.

De acordo com o *datasheet* do diodo FMMV109,  $C_{j0}$  e  $V_j$  são especificados, respectivamente, 61,30 pF e 0,70 V nas simulações, enquanto  $m$  é o principal parâmetro do diodo varactor a ser investigado para produzir um bom ajuste entre os resultados experimentais e simulados.

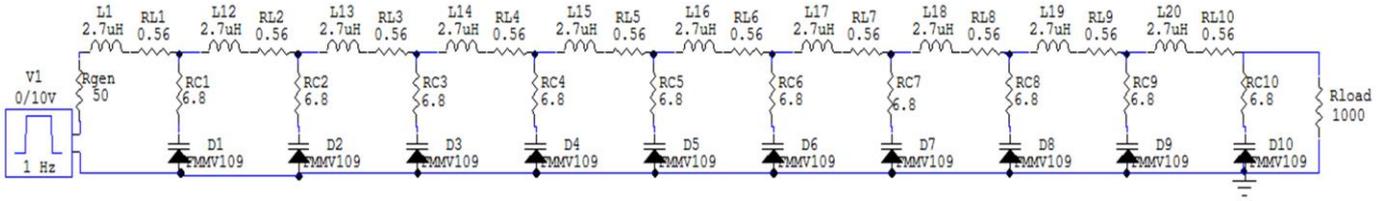


Fig. 4. Esquema do circuito da LTNL usando o varicap FMMV109.

A Fig. 5 compara as curvas fornecidas por (5) e pelo datasheet do varactor FMMV109, demonstrando uma excelente concordância e provando assim a viabilidade de (5) para modelar o comportamento de um diodo não linear. Pode-se verificar também uma relação inversamente proporcional da capacitância em relação à tensão reversa aplicada.

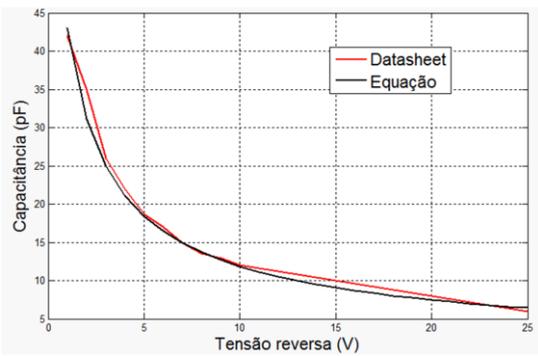


Fig. 5. Comparação da curva do *datasheet* com a curva da equação.

A impedância característica da linha é dada por:

$$Z = \sqrt{L/C(V_{\max})} \quad (6)$$

O valor da resistência de carga não está casado com o circuito (porque quanto maior o descasamento, maiores serão as amplitudes de oscilação na saída), uma vez que a carga para ser casada deve ser igual à impedância característica da linha representada por (6). Substituindo os valores especificados, obtém-se 212  $\Omega$ , enquanto o utilizado nas simulações foi  $Z = 1 \text{ k}\Omega$ .

A linha é alimentada por um gerador de pulso com impedância interna de 50  $\Omega$ , que injeta um pulso de 11 V de amplitude e, respectivamente, com 350 ns e 120 ns de duração para os casos de compressão e de oscilação.

#### A. Caso de compressão

As Figs. 6 e 7 comparam os resultados de simulação Spice com as medidas experimentais usando dois diferentes

simuladores de circuito (LT-Spice e Circuit Maker-CM), para verificar se existe alguma diferença entre os resultados para o pulso de saída quando os mesmos parâmetros são utilizados. Dois diferentes valores de  $m$  ( $= 0,36$  e  $0,7$ ) foram utilizados nas simulações.

Neste caso, como o tempo de subida do pulso de entrada é de 110 ns, então quanto maior o intervalo  $\Delta T$  (por volta de 80 ns com  $m = 0,7$  usando (5) e (2)) o pulso é comprimido na saída como mostra a Fig. 6 (linha vermelha), onde se nota claramente que o tempo de subida do pulso na saída é reduzido aproximadamente para 30 ns.

Na Fig. 6 é observada uma boa concordância entre os resultados simulados e medidos para ambos os valores, uma vez que nos dois casos a impedância de 50  $\Omega$  do gerador é muito menor do que a impedância da linha (212  $\Omega$ ) calculada por (6).

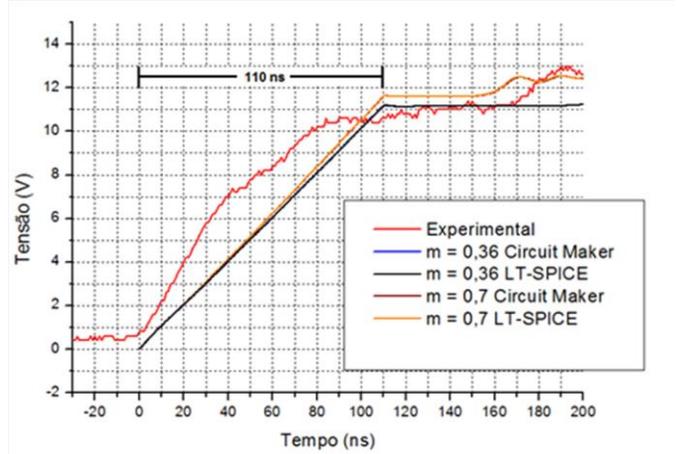


Fig. 6. Caso de compressão: pulso de entrada.

Apesar disso, um melhor ajuste entre os resultados na saída (mostrada na Fig. 7) é alcançado com  $m = 0,7$  já que, neste caso, o efeito dispersivo é muito menos intenso do que o efeito não linear, por causa do maior tempo de subida no pulso de entrada. Observando ambas as figuras, nota-se que o pulso de saída experimental emerge depois do pulso de entrada na faixa de 80-90 ns para uma amplitude inicial de aproximadamente 2 V na parte inferior do pulso.

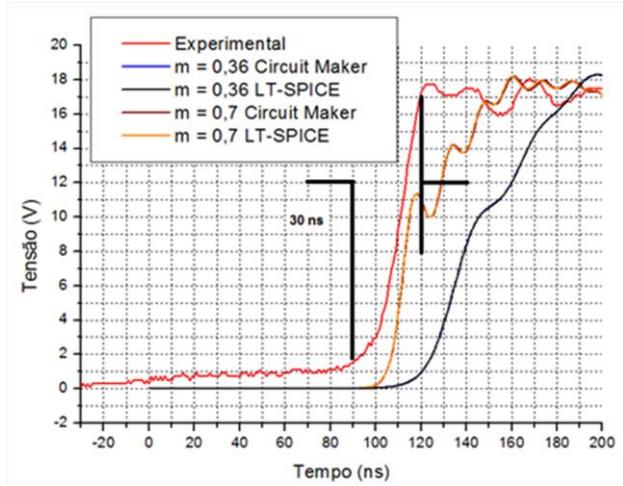


Fig. 7. Caso de compressão: pulso de saída.

Sabendo-se que o atraso do tempo de propagação em uma linha não linear para um pulso de entrada com amplitude inicial  $V_i$  é dado por

$$\delta = n\sqrt{LC(V_i)}, \quad (7)$$

calcula-se que a redução do tempo de subida  $\Delta T$  é da ordem de 80 ns. Isto está de acordo com o resultado experimental uma vez que o tempo de subida na entrada é por volta de 110 ns (Fig. 6) e na saída é de 30 ns (Fig. 7).

Por outro lado, a discrepância entre os resultados experimentais e de simulação (mesmo com  $m = 0,7$ ) indicada na Fig.7 deve-se ao fato de que o tempo de subida do pulso na entrada é simulado por uma rampa ajustada na entrada do simulador, enquanto que no caso experimental a subida do pulso de entrada assemelha-se a uma curva convexa (Fig. 6).

### B. Caso oscilatório

No caso oscilatório, a comparação entre simulação e experimento (pulso de entrada e de saída) é mostrada na Fig. 8.

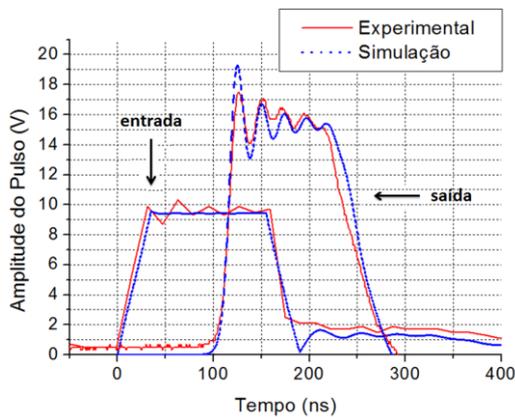


Fig. 8. Comparação entre os pulsos de entrada e de saída no caso oscilatório.

A linha foi excitada por um pulso de 11 v de amplitude e tempo de subida de 35 ns com  $t_{ri} < \Delta T$ , produzindo altas frequências de oscilação no pulso de saída como mostrado na Fig. 8. O melhor ajuste entre as curvas de simulação e experimental foi obtido usando os mesmos parâmetros anteriores ( $C_{j0} = 61,30$  pF e  $V_j = 0,70$  V), porém com  $m = 0,45$ . Note neste caso que o efeito dispersivo da linha é forte e tende a reduzir a velocidade de fase da onda.

Dos resultados da Fig. 8 observa-se que o pulso de saída é comprimido, mas seu tempo de subida é limitado pelo inverso da frequência de corte da linha. Então, para frequências acima da frequência de Bragg toda a energia é refletida e oscilações equivalentes a sólitons são geradas na saída da carga  $R_L = 1$  k $\Omega$  por volta de  $f_{c0} = 40$  MHz de acordo com (1). Calculando o tempo de atraso conforme (7) obtém-se um valor aproximado de 100 ns.

### C. Transformada Rápida de Fourier

Para calcular a eficiência de conversão de RF foi usada a seguinte equação

$$\eta_{RF} = \frac{E_{RF}}{E_{in}} \quad (8)$$

onde  $E_{in}$  é a energia total do pulso de entrada calculada a partir da integral da potência sobre o intervalo de aplicação do pulso que é injetado na primeira seção da LTNL;  $E_{RF}$  é a energia de RF na saída calculada a partir da integral da potência sobre o intervalo de aplicação do pulso oscilatório na saída. Desta forma, é possível através do espectro da FFT do pulso de saída estimar o valor aproximado da eficiência de RF.

Uma comparação entre a FFT experimental na entrada com o resultado simulado para o caso oscilatório é apresentada na Fig. 9, onde depois de um bom ajuste, foi possível comparar os dois espectros.

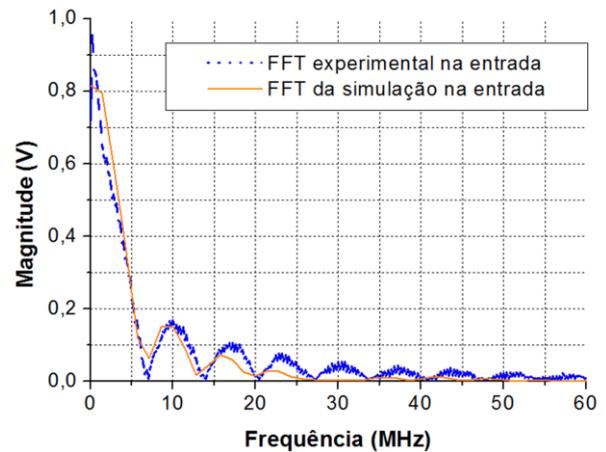


Fig. 9. FFT do pulso de entrada.

A mesma comparação com a FFT experimental e simulada na saída foi realizada, como mostra a Fig. 10.

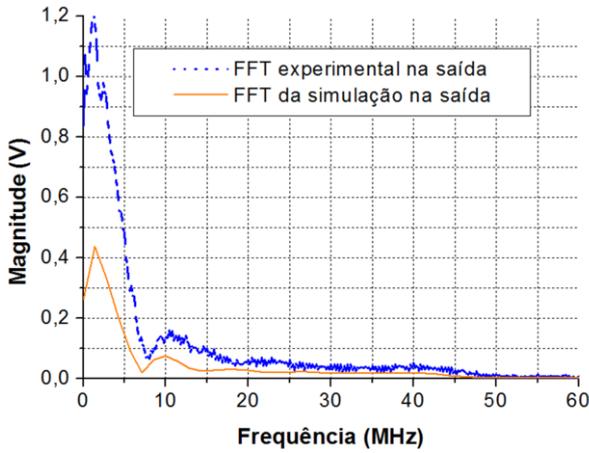


Fig. 10. FFT do pulso de saída.

Para um bom ajuste, os valores referentes ao eixo vertical foram divididos por um fator de 10. Isto pode ser explicado porque para a implementação da FFT, a tela do simulador avisa que a componente DC é removida enquanto que no osciloscópio este evento não ocorre, resultando em um deslocamento somente no eixo vertical, porém mantendo-se os valores da frequência.

Para verificar se existe geração de RF, foram plotadas no mesmo gráfico as FFTs de entrada e de saída geradas pelo osciloscópio, como segue na Fig. 11.

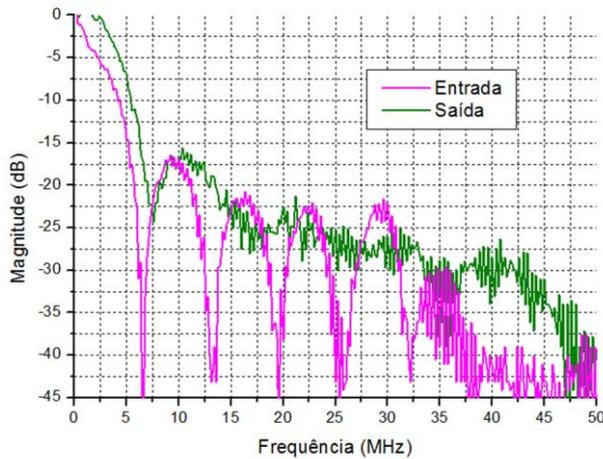


Fig. 11. Espectros experimentais dos pulsos de entrada e de saída.

Nota-se que o espectro referente ao sinal de entrada (curva magenta) exibe quatro lóbulos secundários (os restantes encontram-se abaixo de -30 dB e são interpretados como ruído). Por outro lado, o espectro do pulso de saída exibe uma concentração de energia em torno de 40 MHz, sendo assim demonstrada a geração de RF.

A eficiência de conversão de RF também pode ser obtida por:

$$\eta_{RF} = \frac{V_{Co}^2/R_L}{V_{LF}^2/R_L} = \frac{V_{Co}^2}{V_{LF}^2} \quad (9)$$

onde  $R_L$  é a resistência de carga,  $V_{LF}$  é a amplitude correspondente à parte de baixa frequência do gráfico da FFT e  $V_{Co}$  é a amplitude na frequência de corte da linha (40 MHz). De acordo com (9) foi calculada uma eficiência de conversão aproximada de 0,17% para  $V_{Co} = 180$  mV e  $V_{LF} = 1,2$  V.

#### IV. CONCLUSÕES

Neste trabalho, foi demonstrado que LTNLs podem ser usadas para a geração de RF dependendo do tempo de subida do pulso de entrada aplicado. Também, o modelo Spice desenvolvido foi validado pela comparação entre os resultados experimentais e simulados usando um protótipo de LTNL. Entretanto, as pequenas discrepâncias observadas entre os resultados são devidos a dois principais fatores. O primeiro é por causa da variação de 10% do parâmetro  $C_{j0}$  dos diodos varactores utilizados na LTNL como especificado em seus *datasheet* (variação a qual não pode ser simulada em cada componente, enquanto que nos circuitos reais isto pode provavelmente acontecer). O segundo fator é devido ao fato do pulso de entrada ser aproximado por uma rampa linear na simulação Spice, enquanto que o sinal experimental segue uma curva convexa, como se pode observar na Fig. 6.

Uma vez que a linha é capaz de produzir ondas solitárias, a frequência de oscilação permanece a mesma se o tempo de subida do pulso de entrada é reduzido. Entretanto, o número de oscilações diminui quando o tempo de subida aumenta, porque o número de ciclos fica limitado se a duração do pulso é fixa. Mas quando  $t_{ri}$  começa a se aproximar de  $\Delta T$ , a frequência e a amplitude de oscilações aumentam conforme o efeito dispersivo da linha torna-se mais intenso, o que é contrabalanceado pela não linearidade do sistema quando  $\Delta T \ll t_{ri}$ . Além disso, é observado que se requer uma duração mínima do pulso para que os sólitons comecem a se propagar. Entretanto, mesmo se a duração do pulso aumenta, a frequência de oscilação permanece a mesma, conforme a amplitude do mesmo continua a diminuir, como no caso de estreitamento dos pulsos. É importante ressaltar que foi demonstrada a geração de RF por meio da Fig.11 com uma eficiência de conversão por volta de 0,17%, satisfazendo a proposta deste trabalho.

Finalmente, espera-se que estas técnicas e modelo Spice desenvolvidos e descritos neste trabalho sejam de interesse para o projeto de LTNLs para aplicações espaciais e plataformas móveis de defesa.

#### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] B. Seddon, C. R. Spikings, and 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 and P.W. Smith, "High power, pulsed soliton generation at audio & 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. D. Darling & P. W. Smith, "High power RF generation from nonlinear delay lines," in Proc. of the 2007 16th Int. Pulsed Power Conf., pp. 472-475.
- [5] 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.
- [6] N. S. Kuek, A. C. Liew, E. Schamiloglu, and J. O. Rossi, "Circuit modeling of nonlinear lumped element transmission lines including hybrid lines," IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 40, n0. 10, pp. 2523-2534, Oct. 2012.
- [7] F.S. Yamasaki, "RF generation using nonlinear transmission lines for aerospace applications". M.Sc. Thesis, INPE, Feb. 2012.
- [8] P.W. Smith, "Transient electronics – pulsed circuit technology", John Wiley & Sons, West Sussex, England, 2002, pp. 245-249