

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه



فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



کارگاه آنلاین آشنایی با پایگاه های اطلاعات علمی بین المللی و ترند های جستجو



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین مقاله نویسی IEEE و ISI ویژه فنی و مهندسی



در نظر گرفتن برهمکنش پنج موجی برای اصلاح معادله ی سیگنال کوچک پیرس گونه در ساختارهای متناوب موج رونده ی موج آهسته

هومن بهمن سلطانی^۱، حبیب اله عبیری^۲

^۱ دانشجوی دکتری مهندسی مخابرات میدان دانشگاه شیراز، hoomanbsultani@gmail.com

^۲ استاد دانشکده ی مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه شیراز، abiri@shirazu.ac.ir

روش پیرس یک روش عام برای توصیف برهمکنش موج رونده ی RF و باریکه ی الکترونی است [۶]. در حالت متعارف این مدل، برهمکنش باریکه و یک خط انتقال همگن (در مقیاس طول موج) کمی می شود، که معادل برهمکنش باریکه و دو موج رفت و برگشت بر روی خط انتقال است که تابعیت طولی زیر را دارند:

$$\psi(z) = A^{\pm} \exp(j(\omega t \mp \beta z)) \quad (1)$$

یعنی امواج رفت و برگشت هم فرکانس در یک محیط و در نتیجه دارای ثابت انتشار یکسان هستند و نیز از حضور هرگونه هارمونیک فضایی که دارای ثابت انتشاری حتی با اندازه ی متفاوت با هارمونیک فضایی اصلی موج رفت و برگشت است چشم پوشی شده است. این روش، پاسخ هایی دقیق برای لامپ موج رونده ی هلیکس در اکثر باند انتشار موجبر می دهد (که البته در آن بسامدها پدیده ی حفره های درون باند رخ نداده باشد).

شدت برهم کنش موج-باریکه با کمیت موسوم به امپدانس پیرس بیان می شود که کمیتی مستقل از دامنه ی میدان و تابع فرکانس کاری و نیز شکل هندسی و خواص الکترومغناطیسی مواد موجبر است [۶]:

$$K_{\text{int}} = \frac{E_{\text{peak}}^2}{2\beta^2 P_{\text{wg}}} \quad (2)$$

صورت رابطه ی بالا مجذور شدت میدان الکتریکی طولی اثر کننده بر باریکه ی الکترونی و مخرج آن شامل مجذور ثابت انتشار ضربدر توان RF گذرنده از سطح مقطع موجبر است که با چشم پوشی از تلفات موجبر، برابر با حاصلضرب سرعت گروه در متوسط انرژی الکترومغناطیسی در یک تناوب ساختار است:

$$P_{\text{wg}} = v_{gr} \langle U \rangle = \frac{d\omega}{d\beta} \langle U \rangle \quad (3)$$

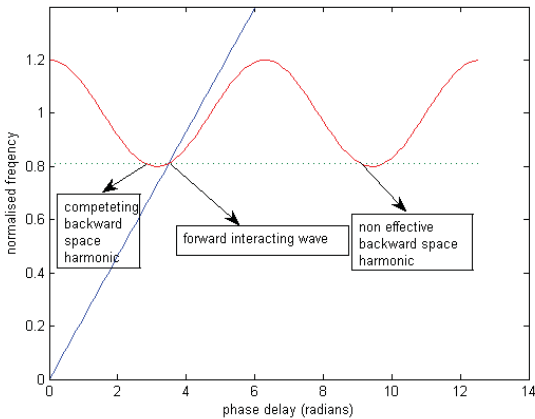
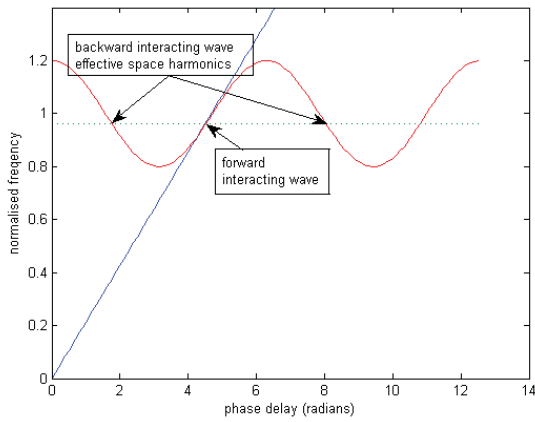
چکیده- در مقاله ی حاضر یک معادله ی از درجه پنج به دست آمده است که بهره ی سیگنال کوچک لامپ های میکروویو موج آهسته با ساختار متناوب را در تقریباً تمامی باند انتشار، به ویژه بسامدهای نزدیک به بسامد های قطع بالا و پایین ساختار متناوب، بدون برخورد با هرگونه تکینگی به دست می آورد. این معادله، که از تزویج دو موج آهسته و سریع پلاسمایی در باریکه ی الکترونی و سه هارمونیک فضایی RF حاصل شده است، به ویژه برای کمی سازی برهمکنش در ساختارهایی مانند لامپ موج رونده با حفره های کوپل شده و لامپ موج رونده با موجبر تا شده قابل استفاده است.

کلمات کلیدی- لامپ میکروویو موج رونده، ساختار متناوب، سرعت گروه.

۱- مقدمه

لامپ های میکروویو موج رونده ی موج آهسته [۱]، سامانه های نسبتاً پهن باند تقویت کننده ی امواج الکترومغناطیسی اند که از هم سرعت شدن باریکه ی الکترونی و موج RF آهسته شده در یک ساختار آهسته کننده ی موج بهره می جویند. لامپ های موج رونده با حفره ی کوپل شده (شکل ۱) نوع ویژه ای از این سامانه ها هستند که توانایی تولید بیش از صد کیلووات پالسی در باند X و چند صد وات در باند K را دارا می باشند. این سامانه ها از کاواک های الکترومغناطیسی بهره می جویند که از نظر الکترومغناطیسی به واسطه ی شیارهایی در قاعده ی خود با یکدیگر کوپل شده اند. ساختار فوق، یک ساختار متناوب است که بسته به هندسه، در نواحی ویژه ی فرکانسی موسوم به باند عبور، تبدیل به موجبر شده و به امواج الکترومغناطیسی اجازه ی انتشار می دهد [۲].

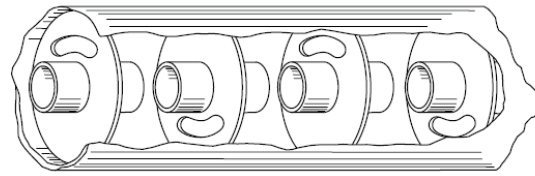
از بدو پیشنهاد این سامانه ها، و وابسته به توانمندی های محاسباتی، روش های متفاوتی برای تحلیل آن ها پیشنهاد شده است. روش مدار معادل [۱]، روش پیرس [۱،۳]، روش رزوناتور های کوپل شده [۴] و استفاده از رابطه ی تابش در ساختار های پرئودیک [۵] از این جمله اند.



شکل ۲- منحنی پاشندگی ساختار متناوب (قرمز رنگ) و سرعت باریکه ی الکترونی (آبی رنگ). در این شکل مدهای سریع و آهسته ی امواج پلاسمایی بر روی باریکه نشان داده نشده اند. مناطق بر خورد خط سبزرنگ (فرکانس کاری) با منحنی قرمز رنگ، هارمونیک های فضایی اصلی درگیر در برهمکنش را نشان می دهد. با نزدیک شدن به لبه های باند، سرعت فاز یک هارمونیک فضایی برگشتی نزدیک به سرعت باریکه ی الکترونی (و یا امواج بار فضایی آن) می شود و برهم کنش موج برگشتی قابل مقایسه با برهمکنش موج پیشرو می گردد.

باید توجه داشت که در صورتی که به طور مناسبی از عدم وقوع نوسانات ناخواسته اطمینان حاصل شود، یک مدل حوزه ی فرکانس با لحاظ کردن بازتاب امواج از دهانه ها و نواحی موسوم به جاذب متمرکز می تواند کاندید مناسب و کامل طراحی و تحلیل لامپ باشد.

هدف ما یک کاربرد حوزه ی فرکانس برای قدم اول طراحی لامپ است. برای ناحیه ی سیگنال کوچک، و به عنوان اولین قدم طراحی، می توان معادله ی پیرس را به گونه ای اصلاح نمود که هم موج رفت و هم برگشت را در نظر بگیرد. همان گونه که اشاره خواهد شد، در روش ما، معادله از درجه ی پنج خواهد بود و پنج ریشه خواهد داشت. در مقالات مورد بررسی خود، تاکنون به این روش معادله ی درجه پنج برنخورده ایم، و به نظر می رسد که روش مداری رهیافت غالب محاسبه ی امواج برگشتی است. به هر حال، در این مقاله، از رهیافت پیرس اصلاح شده و در حوزه ی فرکانس استفاده خواهیم نمود.

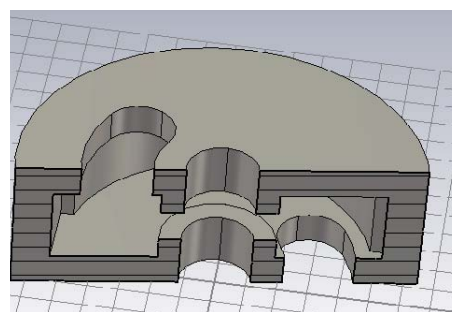
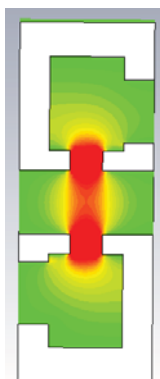
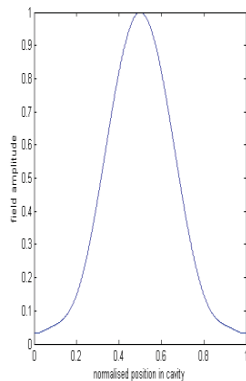


شکل ۱- ساختار موج رونده با حفره های کوپل شده از نوع staggered-slot

در مدل متعارف پیرس که از یک خط انتقال برای موج رفت و برگشت بهره می جوید، به عبارت دیگر، موج رفت و برگشت دارای ثابت انتشار با اندازه ی یکسان و علامت مخالف یکدیگر هستند، نشان داده می شود که - در غیاب حرکت ژایرو مغناطیسی الکترون- این تنها برهم کنش موج رفت با باریکه است که منجر به تغییر دامنه و در نتیجه تقویت سیگنال می شود و موج برگشت تنها یک تغییر ثابت انتشار بسیار کم را تجربه می کند و دامنه ی آن ثابت می ماند [۱].

برای ساختار های موج رونده با حفره های کوپل شده و موج بر تاشده در میانه ی باند نیز این مدل کافی است، اما با نزدیک شدن به لبه های بالایی و پایینی باند انتشار موجب، برهمکنش باریکه با هارمونیک های فضایی امواج برگشتی شدید و قابل ملاحظه با موج رفت می شود (شکل ۲). در این حالت، برای توصیف صحیح برهمکنش، می بایست برهم کنش با این هارمونیک های فضایی در نظر گرفته شود. ثابت انتشار این هارمونیک های فضایی مربوط به موج برگشتی، عددی هم علامت با ثابت انتشار موج رفت، و امپدانس برهمکنش موثر آن ها، عددی منفی است. بنا بر این استفاده از یک خط انتقال همگن و همسانگرد برای در نظر گرفتن برهمکنش باریکه با تمام امواج RF رفت و برگشت کاملاً نادرست است.

یک روش که چه در مقالات کلاسیک لامپ و چه در مقالات به روز تر این اشکال را مرتفع می کند، استفاده از تکنیک مدار معادل است. در صورت استفاده از المان های مداری مناسب برای مدل سازی الکترومغناطیسی کاواک برهمکنش، این روش تمامی هارمونیک های فضایی درگیر را در نظر می گیرد و در هر دو ناحیه ی سیگنال کوچک و سیگنال بزرگ قابل استفاده است. در عین حال، مدار معادل یک کاواک کوپل شده، یک مدل تقریبی است، و به همین دلیل یکتا نیز نیست. المان های مداری و مقادیر آنان، می توانند تا حدی دستخوش تغییر شوند. مزیت مهم مدل مداری، استفاده از آن در کاربردهای حوزه ی زمان است. در این حالت و با مدلسازی مود های مزاحم نوسانی، حتی ادعای شبیه سازی این مود ها در حوزه ی زمان و بحث رقابت مودها قابل بررسی است. با این حال مدل سازی جاذب ها و نیز دهانه های ورودی- خروجی در این رهیافت دقت و تمهیدات ویژه ای می طلبد.



شکل ۳- برش از نیمه ی یک کاواک ساختار CCTWT در نرم افزار سه بعدی CST

شکل ۴- پروفیل میدان اثر کننده بر باریکه در ساختار CCTWT به دست آمده از نرم افزار CST (سمت راست) و تابعیت یک بعدی آن (سمت چپ).

نکته ای که در این جا می بایست بدان اشاره شود، این است که هارمونیک های فضایی یک مود، مثلا موج رفت یا برگشت مستقل از هم نیستند، در حالی که در معادلات (۵) و (۶) که هارمونیک های موج برگشتی را نشان می دهند، مستقل از هم رشد می کنند. به عبارت دقیق تر، معادلات مستقل (۵) و (۶) شامل نوعی تقریب هستند. اما نشان داده خواهد شد که این تقریب نتایج درست را به دست می دهد، زیرا در نقطه ای که هارمونیک ۱ سنکرون با باریکه است، هارمونیک ۲ چنان خارج از سنکرون است که بود و نبود آن در محاسبات تاثیر قابل توجهی نخواهد داشت و همین استدلال در هنگام سنکرون شدن هارمونیک ۲ نیز برقرار است. در حالی که باریکه در وضعیت بینابین قرار گیرد، برهمکنش اصلی با موج رفت خواهد بود و برهمکنش با هر دو هارمونیک ضعیف و قابل چشم پوشی است. در هنگام به دست آوردن معادله ی جبری رشد، این قضیه واضحتر خواهد بود. بنا بر این مستقل فرض کردن هارمونیک های فضایی موج برگشتی صدمه ای به مدل وارد نخواهد کرد.

معادلات (۴) تا (۶) تاثیر پذیری میدان از جریان الکترونی را نمایش می دهد. معادله ای که مدل را تکمیل می کند، معادله ی تاثیر پذیری جریان از میدان است که در حالت سیگنال کوچک در یک مدل اویلری به شکل زیر به دست می آید [۶]:

$$\frac{d^2 I_{\omega}^e}{dz^2} + 2j\beta_e \frac{dI_{\omega}^e}{dz} - (\beta_e^2 - \beta_q^2) I_{\omega}^e = 2j \frac{\beta_q^2}{\beta_e} \frac{I_0}{V_0} (A_0 e^{-j\beta_0 z} + A_1 e^{-j\beta_1 z} + A_2 e^{-j\beta_2 z}) \quad (8)$$

۲- فرمول بندی مساله

معادله ی اساسی مورد استفاده ی ما، معادله ی رشد زیر برای دامنه ی میدان الکتریکی (معادله ی ۱) - نوشته شده در دستگاه SI- است [۷] که در حالات نزدیک به هم سرعت بودن موج-باریکه، نتایجی تقریبا منطبق با معادله ی پیرس می دهد:

$$\frac{dA_0}{dz} = -\frac{1}{2} \beta_0^2 K_{int}^0 I_{\omega}^e e^{j\beta_0 z} \quad (4)$$

در رابطه ی بالا z مکان در طول لامپ، و I_{ω}^e دامنه ی مختلط جریان الکترونی در مکان z است.

رابطه ی بالا، تنها یک موج پیشرو را در نظر می گیرد و بر طبق آن چه قبلا گفته شد، متناسب با کاربرد ما است، اگر علاوه بر موج ۱ که هارمونیک فضایی موج اصلی را نمایش می دهد، دو هارمونیک مربوط به موج بازگشتی، یکی در ناحیه ی اول بریلوین و دیگری در ناحیه ی دوم را منظور کنیم:

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{1}{2} \beta_1^2 K_{int}^1 I_{\omega}^e e^{j\beta_1 z} \quad (5)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -\frac{1}{2} \beta_2^2 K_{int}^2 I_{\omega}^e e^{j\beta_2 z} \quad (6)$$

معادله ی (۵) مربوط به هارمونیک برگشتی در ناحیه ی اول بریلوین و معادله ی (۶) مربوط به هارمونیک فضایی برگشتی در ناحیه ی دوم بریلوین است که هرکدام امپدانس و ثابت انتشار مربوط به خود را دارند. امپدانس برهمکنش هر هارمونیک از رابطه ی (۲) محاسبه می شود، باید توجه نمود که دامنه ی میدان الکتریکی مربوط به هر هارمونیک فضایی، از تبدیل فوریه گرفتن از پروفیل میدان (شکل ۴) به دست می آید:

$$E_{peak}^i = \left| \int_{cavity} f(z) e^{j\beta_i z} dz \right| \quad (7)$$

$$i = 0, 1, 2$$



مرتبه می شوند، که همان برهمکنش هم زمان باریکه با موج رفت و برگشت (تنها یک هارمونیک!) است که هدف مدنظر مقاله خواهد بود.

در حالت خاص، باید توجه کرد که با چشم پوشی از هارمونیک های برگشتی، معادله ی زیر به دست می آید:

$$\frac{K_0}{u_0 - x} + ((1-x)^2 - a^2) = 0 \quad (12)$$

که یک معادله ی پیرس گونه از درجه ی سوم است. این معادله سه ریشه دارد که از امتزاج (کوپلاژ) دو موج آهسته و سریع الکترونی و یک موج پیشرو RF حاصل شده اند. به خاطر حقیقی بودن ضرایب، این معادله می تواند سه ریشه ی حقیقی و یا یک ریشه ی حقیقی و دو ریشه ی مختلط داشته باشد. در حالت اول، تقویتی رخ نخواهد داد، ولی در حالت دوم، یک ریشه ی مختلط بیانگر رشد و تقویت موج در طول لامپ خواهد بود.

۳- نتایج حل عددی معادلات

با توجه به هدف مقاله، برای یک ساختار نوعی CCTWT - شکل (۳) - معادلات (۱۰) و (۱۲) حل شده اند. رشد موج از قسمت موهومی پارامتر x به دست آمده است.

نتیجه ی مقایسه، با توجه به ساختار عام معادلات به دست آمده، به ویژه معادلات (۱۰) و (۱۲)، به هیچ عنوان تنها به ویژگی های کلی ناحیه ی RF سرد لامپ که از اندازه های هندسی لامپ ناشی می شود وابسته نیست، بلکه با توجه به بحث های قبل و شکل دو معادله ی بهنجار شده ی مذکور، به پارامترهای کلی تری مانند درصد سنکرون شدن موج- باریکه (که در یک ولتاژ ثابت تابع فرکانس است)، و جریان باریکه وابسته است.

بنابراین در هرکدام از این نواحی مقایسه ای جداگانه انجام خواهد شد. اشکال (۵)، (۶) و (۷) برای یک لامپ با جریان ۲/۵ آمپر و شکل (۸) برای همان لامپ در جریان الکترونی ۰/۲ آمپر به دست آمده است.

شکل (۵) موقعیتی را نشان می دهد که حداکثر برهمکنش باریکه ی الکترونی و موج RF در حوالی میانه ی باند انتشار است. حل معادله ی درجه سوم، نوعی از تکینگی را در ابتدای باند نشان می دهد. این نتیجه ی غیر واقعی - ناشی از این معادله کاملاً قابل انتظار است، زیرا طبق روابط (۲) و (۳)، با نزدیک شدن به لبه ی باند، سرعت گروه موج پیشرو عدد کوچکی شده، امپدانس برهمکنش موج پیشرو عدد قابل توجهی می شود و چشم پوشی از موج بازگشتی، به خطای قابل توجهی از نوع تکینگی منجر می گردد. به طور خلاصه، در این حالت، اختلاف نتایج در انتهای

در معادله ی بالا، β_e ثابت انتشار الکترونی، β_q ثابت انتشار متناسب با فرکانس اصلاح شده ی فرکانس پلاسما، I_0 جریان DC باریکه و V_0 ولتاژ DC باریکه است.

$$\beta_e = \frac{\omega}{v_e}, \beta_q = \frac{\omega_q}{v_e} \quad (9)$$

معادلات (۴) تا (۸) یک دستگاه معادلات کوپل شده را تشکیل می دهند که در حالت سیگنال کوچک، با اعمال یک پاسخ به صورت مود کوپل شده ی موج رونده به صورت $e^{-j\beta z}$ با یک ثابت انتشار مجهول (ویژه مقدار مساله) که قسمت موهومی آن، رشد / تضعیف موج را نشان می دهد، می توان مساله ی ویژه مقداری آن را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{K_0}{u_0 - x} + \frac{K_1}{u_1 - x} + \frac{K_2}{u_2 - x} + ((1-x)^2 - a^2) = 0 \quad (10)$$

در عبارت بالا، اولین جمله مربوط به موج رونده ی پیشرو، دومین جمله مربوط به هارمونیک اول برگشتی و سومین جمله مربوط به هارمونیک دوم برگشتی است و داریم:

$$\begin{aligned} \kappa_i &= -\frac{1}{4} \frac{I_0}{V_0} K_{int}^i \left(\frac{\beta_i}{\beta_e} \right)^2 \\ u_i &= \left(\frac{\beta_i}{\beta_e} \right) \\ i &= 0, 1, 2 \\ x &= \left(\frac{\beta}{\beta_e} \right) \\ a &= \left(\frac{\beta_q}{\beta_e} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

حال می توان از معادله ی (۱۰) پی به بحث قبل برد. اگر یکی از سرعت ها به سرعت باریکه نزدیک شود، مخرج یکی از سه عبارت اول معادله ی (۱۰) بیش از بقیه به صفر نزدیک خواهد شد، و حاصل آن کسر از سه کسر دیگر به مراتب بزرگتر می شود، و کل مجموع سه جمله را می توان به آن جمله تقریب زد. در این حالت، با توجه به رابطه ی زیر:

$$\beta_1 \langle \beta_0 \rangle \beta_2 \quad (11)$$

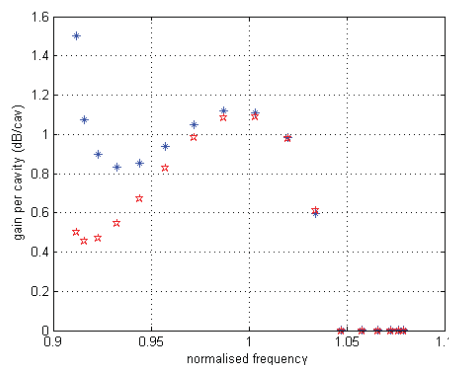
هیچگاه دو جمله ی حاوی هارمونیک های بازگشتی با یکدیگر هم مرتبه و هم وزن در نتیجه ی نهایی نخواهند شد، بلکه در حالات ویژه ای، جملات مربوط به موج رفت و تنها یکی از هارمونیک های برگشتی هم

باند به حداقل می رسد، در نیمه ی اول باند زیاد می شود و در ابتدای باند، نتیجه کاملاً غیر واقعی می شود.

شکل (۶) موقعیتی را نشان می دهد که با افزایش ولتاژ باریکه، حداکثر بهره در ابتدای باند رخ می دهد. در این حالت نیز در نظر نگرفتن موج برگشتی باعث خطایی قابل توجه، منتها در یک بازه ی بسامدی کوچک تر از حالت قبل خواهد شد. در نظر گرفتن موج برگشتی، از تکنیکی غیر فیزیکی بهره جلوگیری می کند.

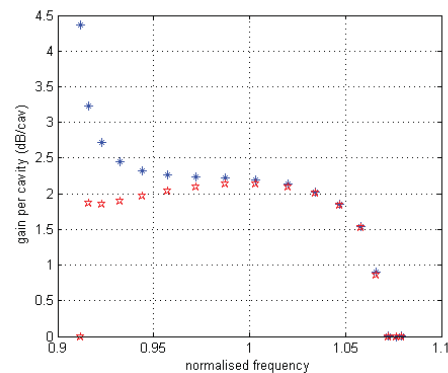
شکل (۷) وضعیت حداکثر کوپلاژ در انتهای باند را نشان می دهد. در این حالت عدم انطباق هم در میانه و هم در انتهای باند وجود دارد.

نتیجه ی جالب توجه این است که در یک سامانه با پهنای باند حدود ده درصد و بیشتر، برای به دست آوردن طراحی صحیح، حتی برای یافتن فرکانس حداکثر بهره، الزاماً موج برگشتی می بایست مورد نظر قرار گیرد. یعنی در نظر گرفتن موج رفت به تنهایی، باعث نامعین شدن بسامد حداکثر بهره می شود. در شکل (۵)، هر دو مدل در ۵٪ نیمه ی دوم فرکانسی، یعنی از بسامد نرمالیزه ی ۱ تا ۱/۰۵ پاسخهایی تقریباً یکسان می دهند، درحالی که در قسمتی از نیمه ی اول پهنای باند تقویت، یعنی از بسامد نرمالیزه ی ۰/۹۵ تا ۰/۹۷، دارای اختلاف قابل توجه می شوند. این خطا در حالات دیگر بیشتر است.

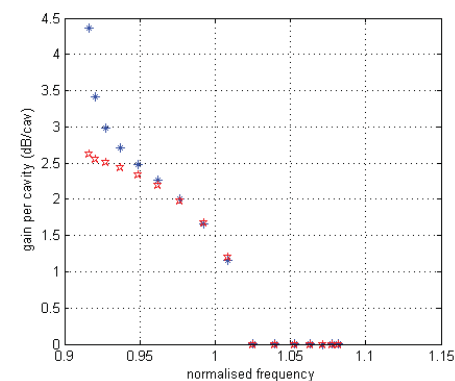


شکل ۸- تفاوت حل معادله ی (۱۲) آبی رنگ - بدون موج برگشتی - و معادله ی (۱۰) قرمز رنگ - با در نظر گرفتن موج برگشتی، در جریان باریکه ی ۲/۰ آمپر. باتنظیم ولتاژ باریکه حداکثر بهره در وسط باند رخ داده است.

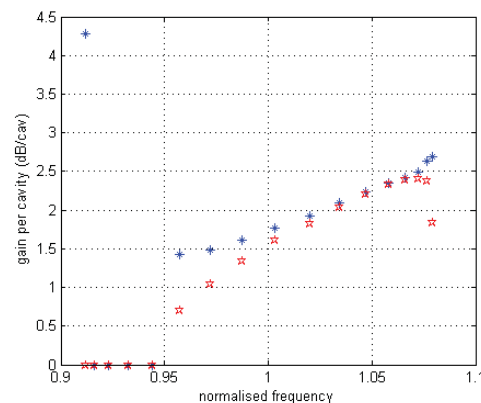
شکل (۸)، شرایطی را نشان می دهد که در جریان باریکه ی ۲/۰ آمپر که ۸٪ مقدار قبل است، با تنظیم ولتاژ باریکه، بهره در وسط باند به حداکثر رسیده است. سامانه هایی با این ویژگی، یعنی جریان باریکه ی کم، نوعاً برای مقاصد باند باریک به کار می روند. از شکل (۸) واضح است که برای کاربرد باند باریک در میانه ی باند انتشار موج با پهنای باند کم تر از ۵٪، چشم پوشی از موج بازگشتی، خطای قابل توجهی را سبب نمی شود.



شکل ۵- تفاوت حل معادله ی (۱۲) آبی رنگ - بدون موج برگشتی - و معادله ی (۱۰) قرمز رنگ - با در نظر گرفتن موج برگشتی، در جریان باریکه ی ۲/۵ آمپر. باتنظیم ولتاژ باریکه حداکثر بهره در وسط باند رخ داده است.



شکل ۶- تفاوت حل معادله ی (۱۲) آبی رنگ و معادله ی (۱۰) قرمز رنگ در جریان باریکه ی ۲/۵ آمپر. باتنظیم ولتاژ باریکه در مقداری بیش از ولتاژ شکل (۵)، حداکثر بهره در ابتدای باند رخ داده است.



شکل ۷- تفاوت حل معادله ی (۱۲) آبی رنگ و معادله ی (۱۰) قرمز رنگ در جریان باریکه ی ۲/۵ آمپر. باتنظیم ولتاژ باریکه در مقداری کم تر از ولتاژ شکل (۵)، حداکثر بهره در انتهای باند رخ داده است.

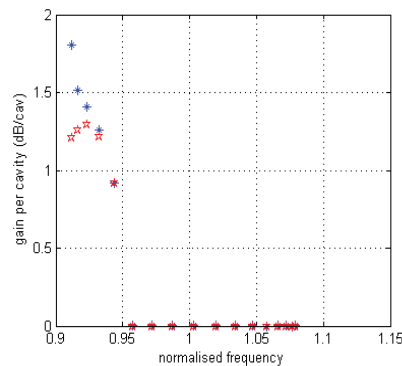


۴- نتیجه گیری

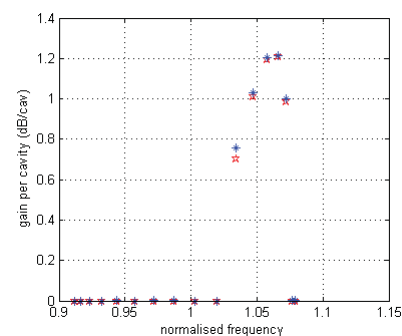
معادله ی درجه پنجم از نوع پیرس گونه برای تحلیل برهمکنش موج-باریکه در ساختارهای متناوب موج رونده به دست آمد و در شرایط متفاوت هم سرعتی موج-باریکه آزموده شد. نشان دادیم که در تمام شرایط، در حوالی ابتدای باند انتشار، می بایست موج برگشتی در نظر گرفته شود. در شرایط با جریان باریکه ی کم، در میانه ی باند انتشار ساختار و نیز در نواحی انتهایی آن، چشم پوشی از موج بازگشتی خطای قابل توجهی را سبب نمی شود. در شرایط با جریان باریکه و پهنای باند بالا، الزاما می بایست موج برگشتی در نظر گرفته شود و هرچه به ابتدای باند نزدیک تر می شویم، موج برگشتی اهمیت بیشتری می یابد. به دست آوردن فرکانس حداکثر بهره ی سیگنال کوچک در این شرایط الزاما نیاز به در نظر گرفتن موج برگشتی دارد.

مراجع

- [1] J. F. Gittins, Power Traveling Wave Tubes, American Elsevier, New York, 1965.
- [2] R.E.Collin, Foundations for Microwave Engineering, IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory, 1992.
- [3] D. M. Park and J. J. Choi, "Three-Dimensional Simulations of an X-Band Coupled-Cavity Traveling-Wave-Tube Amplifier", Journal of the Korean Physical Society, Vol. 43, No. 6, pp. 1105-1111, December 2003.
- [4] A. P. Kuznetsov, S. P. Kuznetsov, A. G. Rozhnev, E. V. Blokhina, L. V. Bulgakova, "Wave Theory of a Traveling-Wave Tube Operated Near the Cutoff", Radiophysics and Quantum Electronics, Volume 47, Issue 5-6, pp 356-373, May 2004.
- [5] D. J. Connolly and T. A. O'Malley, "A contribution to computer analysis of coupled-cavity traveling wave tubes," IEEE Trans. Electron Devices ,vol. ED-24, no. 1, pp. 27-31, Jan. 1977.
- [6] Robert J. Barker , Neville C. Luhmann , John H. Booske , Gregory S. Nusinovich , Modern Microwave and Millimeter-Wave Power Electronics, Wiley-IEEE Press, 2005.
- [7] T. M. Antonsen Jr. and B. Levush, "CHRISTINE: A multifrequency parametric simulation code for traveling-wave tube amplifiers," NRLRep. 97-9845, 1997.
- [8] A.S.Gilmour, Jr. , Klystrons ,Traveling Wave tubes, Magnetrons, Crossed field Amplifiers and Gyrotrons. ARTECH HOUSE, pp. 430-435, 2011.



شکل ۹- تفاوت حل معادله ی (۱۲) آبی رنگ و معادله ی (۱۰) قرمز رنگ در جریان باریکه ی ۲/۰ آمپر. باتنظیم ولتاژ باریکه در مقداری بیش از ولتاژ شکل (۸)، حداکثر بهره در ابتدای باند رخ داده است.



شکل ۱۰- تفاوت حل معادله ی (۱۲) آبی رنگ و معادله ی (۱۰) قرمز رنگ در جریان باریکه ی ۲/۰ آمپر. باتنظیم ولتاژ باریکه در مقداری کم تر از ولتاژ شکل (۸)، حداکثر بهره در انتهای باند رخ داده است.

شکل (۹) شرایط ابتدای باند را نشان می دهد که قضاوت ما کمابیش همانند مورد با جریان باریکه ی بالاتر است.

مورد متفاوت با حالت جریان باریکه ی زیاد، حالتی است که حداکثر کوپلاژ در آخر باند رخ دهد (شکل ۱۰). در این حالت، نتایج دو معادله تقریباً یکسان هستند. در عین حال، نکته آن است که این حالت، در سامانه های تقویت کننده موج رونده، کاربرد کمی نسبت به دو حالت میان باند و ابتدای باند دارد. مهم ترین دلیل این است که این ناحیه نزدیک به ناحیه ی بسامد 2π ساختار است و در ولتاژ تنظیم شده برای ایجاد حداکثر بهره در این ناحیه، احتمال برانگیخته شدن این مود نوسان نیز افزایش می یابد. ولتاژ سنکرون شدن مود یاد شده و باریکه ی الکترونی، بسیار نزدیک و کمی کم تر (مستعد اثر اسمیت-پورسل/چرنکوف) از ولتاژ تقویت در ناحیه ی فرکانس بالای ساختار است. هم چنین قرارگرفتن دگمه های اتلاف یا مواد جاذب در برخی طراحی ها برای جلوگیری از نوسان در بسامد 2π ، باعث تلف شدید ساختار در ناحیه ی فرکانس بالا می گردد [۸].

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه

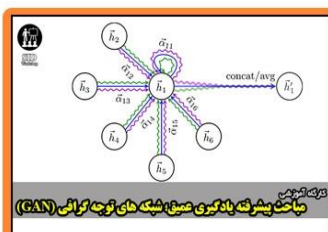


فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



کارگاه آنلاین آشنایی با پایگاه های اطلاعات علمی بین المللی و ترند های جستجو



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین مقاله نویسی IEEE و ISI ویژه فنی و مهندسی