

شبیه‌سازی غیر خطی و سه‌بعدی لامپ‌های موج رونده مارپیچ و بررسی تأثیر حضور هارمونیک‌های فضایی در توان خروجی

سمانه پاک‌نیت^{۱*}، دکتر حبیب‌اله عبیری^۲، هومن بهمن‌سلطانی^۳

۱- کارشناس ارشد ۲- استاد ۳- دانشجوی دکتری، دانشکده برق و کامپیوتر، دانشگاه شیراز

(دریافت: ۹۳/۰۲/۲۹، پذیرش: ۹۳/۰۸/۲۴)

چکیده

در این تحقیق، عملکرد لامپ موج رونده مارپیچ در ناحیه برهم‌کنش، با استفاده از یک مدل لاگرانژی سیگنال بزرگ سه‌بعدی بررسی می‌شود. شبیه‌سازی کامل این نوع از لامپ‌ها، به‌منظور طراحی بهینه و کاهش هزینه‌های ساخت، حائز اهمیت بسیار است. این کد سه‌بعدی قادر به محاسبه جریان ناشی (یا همان جریان بدنه)، تغییرات شعاع پرتو در طول ناحیه برهم‌کنش و مسیر دقیق حرکت ذرات پرتو می‌باشد. به‌علاوه، این مدل می‌تواند رفتار لامپ را در حضور پرتو غیر ایده‌آل نیز توصیف کند. در لامپ موج رونده مارپیچ، میدان‌ها در مدار موج آهسته، به‌صورت جمع بی‌نهایت هارمونیک فضایی نوشته می‌شوند. ضرائب این بسط به دو روش تئوری و روش شبیه‌سازی عددی در نرم‌افزار CST تعیین می‌شوند. این ضرائب به‌منظور بررسی تأثیر هارمونیک‌های مختلف در برهم‌کنش موج-پرتو، در کد سه‌بعدی مذکور به‌کار برده می‌شوند.

واژگان کلیدی

لامپ موج رونده مارپیچ، مدل لاگرانژی، هارمونیک فضایی، ناحیه برهم‌کنش

۱. مقدمه

صورت می‌گیرد. این عمل را برهم‌کنش موج و پرتو می‌نامند و منجر به تقویت موج الکترومغناطیسی می‌گردد. اولین بار طرح لامپ‌های موج رونده در سال ۱۹۴۱ توسط کامفنز در انگلستان داده شد. بعد از او پیرس تحقیقات وسیعی بر روی این لامپ‌ها انجام داد [۵-۶]. لامپ‌های موج رونده مارپیچ را به عنوان تقویت‌کننده یا فرستنده‌های پرتو در رادارها، سیستم‌های مخابرات ماهواره‌ای و جنگ الکترونیک به کار می‌برند [۵-۸].

انواع روش‌های تحلیلی که برای این لامپ‌ها استفاده می‌شود به دو دسته روش‌های تحلیلی سیگنال کوچک و روش‌های تحلیلی سیگنال بزرگ تقسیم می‌شوند. در تحلیل سیگنال کوچک، معادلات مربوط به حرکت پرتو الکترونی همگی خطی هستند. در این حالت، رشد لگاریتم دامنه موج نیز خطی است [۵]. ولی چنانچه دامنه سیگنال ورودی زیاد شود و یا طول ناحیه برهم‌کنش افزایش یابد، دیگر لگاریتم دامنه موج در تمامی طول ناحیه برهم‌کنش، خطی نیست و در بعضی نواحی این رشد غیرخطی می‌شود. در نقطه‌ای

لامپ‌های مایکروویو از منابع تولیدکننده و تقویت‌کننده امواج الکترومغناطیسی در فرکانس‌های مایکروویو تا تراهرتز هستند. از میان این سامانه‌ها، لامپ‌های موج رونده مارپیچ به دلیل دارا بودن پهنای باند وسیع، بسیار مورد استفاده قرار می‌گیرند و بیش از پنجاه درصد سهم کل فروش لامپ‌های مایکروویو را به خود اختصاص می‌دهند. پهنای باند آن‌ها بین چند درصد تا ۲/۵ اکتاو متغیر است [۴-۱]. اصول کار همه لامپ‌های موج رونده، یکسان است. این لامپ‌ها دارای محفظه‌ای از خلأ هستند که سرعت موج الکترومغناطیسی با ورود به این محفظه و عبور از مداری به نام مدار موج آهسته به کسری از سرعت نور می‌رسد. سپس با ورود پرتو الکترونی-که توسط تفنگ الکترونی تولید شده است- به این ناحیه که موسوم به ناحیه برهم‌کنش است، تبادل انرژی بین پرتو و موج

* رایانامه نویسنده پاسخگو: pakniyat_samane@yahoo.com

هارمونیک، می‌توان میزان تأثیر هر هارمونیک در توان خروجی را محاسبه کرد. در این تحقیق این ضرائب به دو روش محاسبه می‌شوند. در روش اول به صورت تئوری با استفاده از معادلات ماکسول و با اعمال شرایط مرزی در کلیه سطوح لامپ هلیکسی که مارپیچ فلزی آن توسط میله‌های دی‌الکتریک نگه داشته شده و مجموعه توسط یک محفظه فلزی پوشانده شده است، به دست می‌آیند. در این حالت، از مدل نواری در تحلیل استفاده می‌شود. همچنین یک مدل معادل برای میله‌های دی‌الکتریک به کار برده می‌شود. در روش دیگر، با شبیه‌سازی لامپ توصیف شده در نرم‌افزار CST و استخراج میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از آن و وارد کردن این میدان‌ها در کد نوشته شده در محیط MATLAB، این ضرائب محاسبه می‌شوند.

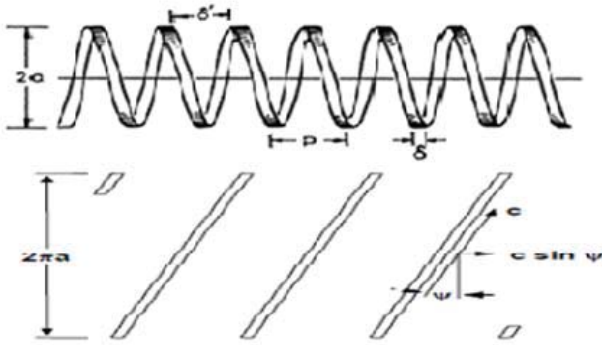
روش‌های مختلفی در بررسی رفتار غیرخطی لامپ-چه در حوزه فرکانس و چه در حوزه زمان-وجود دارد. در این گزارش، برای توصیف باریکه الکترونی از یک مدل بالستیک استفاده شده است. در این مدل لاگرانژی سه‌بعدی، اثر ذرات بر موج، تحت معادله‌ای موسوم به معادله رشد که از حل معادلات ماکسول به دست می‌آید و اثر موج بر ذرات، تحت معادله نیروی لورنتز روزآمد می‌شود. هدف این مقاله، علاوه بر شبیه‌سازی دقیق رفتار سیگنال بزرگ لامپ، بررسی عملکرد آن در حضور پرتو غیر ایده‌آل نیز می‌باشد. منظور از پرتو غیر ایده‌آل آن است که پرتو در لحظه وارد شدن به ناحیه برهم‌کنش، علاوه بر سرعت اولیه محوری، سرعت اولیه شعاعی نیز دارد. علاوه بر این، با محاسبه ضرائب هارمونیک میدان‌ها، اثر این ضرائب در برهم‌کنش موج-پرتو و توان خروجی برای یک نمونه لامپ مشخص، مورد مطالعه و بررسی قرار می‌گیرد. بر این اساس بخش‌های مختلف این مقاله به شرح زیر است: در قسمت ۱ ضرائب هارمونیک فضایی به دو روش تئوری و روش مبتنی بر CST محاسبه می‌شوند. در قسمت ۲ روابط لازم در شبیه‌سازی ناحیه برهم‌کنش، از جمله روابط میدانی و معادله رشد مدل سیگنال بزرگ سه‌بعدی و معادله حرکت اثبات می‌شوند. در قسمت ۳ تحلیل عددی و نتایج حاصل از شبیه‌سازی و در قسمت ۴ نتیجه‌گیری آورده شده است.

۲. محاسبه تئوری ضرائب هارمونیک فضایی

به منظور محاسبه ضرائب هارمونیک فضایی در لامپ هلیکس، یک مارپیچ فلزی که توسط میله‌های دی‌الکتریک نگه‌داشته شده و مجموعه توسط یک محفظه فلزی پوشانده شده است را در نظر می‌گیریم (شکل ۱-الف). چنین ساختارهایی شرایط مرزی پیچیده‌ای دارند. یک روش برای ساده‌تر کردن مدل این است که میله‌های دی‌الکتریک مجزا را به صورت یک استوانه دی‌الکتریک با ضریب دی‌الکتریک ϵ_r را مانند شکل (۱-ب) مدل کنیم. مقدار این ضریب دی‌الکتریک مؤثر از رابطه (۱) محاسبه می‌شود [۱۴-۱۵]:

نیز رشد موج متوقف شده و پدیده اشباع که خود یک پدیده غیرخطی است، اتفاق می‌افتد. یک اثر غیر خطی دیگر، ضرب کمیت‌های ac در یکدیگر و تولید هارمونیک‌های فرکانس اصلی در ناحیه برهم‌کنش می‌باشد. بنابراین در این شرایط، توصیف رفتار غیرخطی سیستم با استفاده از تئوری‌های سیگنال کوچک امکان‌پذیر نیست و می‌بایست لامپ در حالت سیگنال بزرگ تحلیل شود. در تحلیل سیگنال بزرگ، معادلات حاکم بر سیستم همگی غیرخطی هستند. به همین دلیل، به تئوری‌های سیگنال بزرگ، تئوری‌های غیرخطی نیز می‌گویند [۵، ۹]. مدل‌های سیگنال بزرگ را با توجه به بُعدی که برای حرکت الکترون‌ها در پرتو الکترونی و میدان‌های ناحیه برهم‌کنش در نظر می‌گیرند، به سه دسته مدل‌های یک‌بعدی، مدل‌های دوبعدی و سه‌بعدی تقسیم‌بندی می‌کنند. البته تحلیل‌هایی موسوم به ۲/۵ بعدی نیز به کار می‌روند که در آن‌ها برای مکان دو بعد و برای سرعت سه‌بعد در نظر گرفته می‌شود. در مدل‌های سه‌بعدی، پرتو به صورت ذرات مجزا یا به اصطلاح beamlet دیده شده و حرکت این ذرات در هر سه راستای مختصات یعنی r ، ϕ و z بررسی می‌شود و تمامی مؤلفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی نیز در روابط وارد می‌شوند [۱۰]. در مرجع [۱۱] عملکرد لامپ در ناحیه سیگنال بزرگ با استفاده از یک مدل یک‌بعدی تحت عنوان کریستین یک‌بعدی بررسی شده است. سپس این کد در [۱۰] برای حالت سه‌بعدی تعمیم داده شده است. در مدل‌های سه‌بعدی بر خلاف مدل‌های یک‌بعدی، می‌توان اثر میدان‌های مغناطیسی متمرکزکننده خارجی در برهم‌کنش موج-پرتو را مورد بررسی قرار داد. این بدان دلیل است که در مدل‌های یک‌بعدی فرض می‌شود این نیروی خارجی به قدری است که از حرکت عرضی ذرات ممانعت به عمل آورد و ذرات را وادار کند تنها در راستای طولی حرکت کنند ولی در مدل سه‌بعدی که به واقعیت نیز نزدیک‌تر است ذرات دارای حرکات عرضی هستند و این حرکات عرضی می‌تواند در برهم‌کنش موج با پرتو مؤثر باشد. لازم به ذکر است در روش‌های لاگرانژی، رفتار ذرات موجود در پرتو الکترونی، به صورت جداگانه بررسی می‌شود. پس در روش‌های لاگرانژی بر خلاف روش‌های اولیری، در یک زمان ثابت و از نقطه‌ای مشخص در طول ناحیه برهم‌کنش، ذراتی با سرعت‌های مختلف می‌توانند عبور کنند [۱۲].

امواج در ساختار متناوب، از بی‌نهایت هارمونیک فضایی تشکیل می‌شوند که هر کدام با سرعت فاز مختلفی حرکت می‌کنند. در لامپ هارمونیک‌هایی در برهم‌کنش با پرتو به طور مؤثر مشارکت می‌کنند که سرعت فازشان به سرعت پرتو نزدیک باشد [۲، ۱۳]. بنابراین در بیشتر سامانه‌های موج رونده عملاً هارمونیک‌های مرتبه بالا نقشی در برهم‌کنش ندارند. بیشترین میزان برهم‌کنش در هلیکس، مربوط به هارمونیک صفرم ($n=0$) است. با در اختیار داشتن سهم هر



شکل ۲. نمایی از یک هلیکس با طول گام p، شعاع a و زاویه گام Ψ پهنای نوار فلزیو فاصله شکاف δ' که $p = \delta + \delta'$ می‌باشد [۱۳، ۶]

از طرفی با حل کامل معادله موج در مختصات استوانه‌ای، روابط زیر را برای میدان‌های طولی ناحیه درونی و ناحیه بیرونی مارپیچ فلزی داریم [۱۳]:

$$E_{z1} = \sum A_{1n} I_n(\gamma_n r) e^{jn\varphi} e^{-j\beta_n z} \quad (8)$$

$$H_{z1} = \sum C_{1n} I_n(\gamma_n r) e^{jn\varphi} e^{-j\beta_n z} \quad (9)$$

$$E_{z2} = \sum [A_{2n} I_n(\gamma_n r) + B_{2n} K_n(\gamma_n r)] e^{jn\varphi} e^{-j\beta_n z} \quad (10)$$

$$H_{z2} = \sum [C_{2n} I_n(\gamma_n r) + D_{2n} K_n(\gamma_n r)] e^{jn\varphi} e^{-j\beta_n z} \quad (11)$$

اندیس ۱ بیانگر میدان‌های ناحیه درونی و اندیس ۲ بیانگر میدان‌های ناحیه بیرونی هلیکس می‌باشد. β_n و γ_n به ترتیب ثابت انتشار و ثابت فاز هامونیک h_n و I_n و K_n توابع بسل اصلاح‌شده نوع اول و دوم می‌باشند. ضرایب A_{1n} ، C_{1n} و ... ضرایب هامونیک فضایی میدان‌ها می‌باشند که در ادامه به محاسبه آن‌ها می‌پردازیم.

جریان موجود بر سطح مارپیچ فلزی $J_{||}$ را می‌توان بر حسب هامونیک‌های فضایی به صورت زیر نوشت:

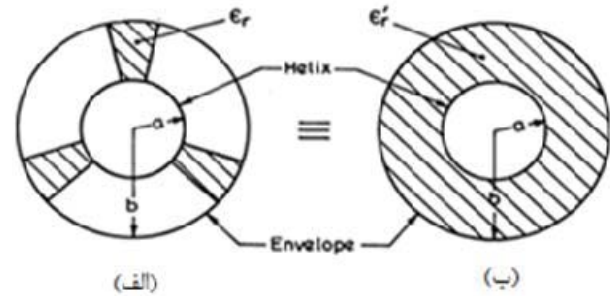
$$J_{||} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{||n} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{J}_{||n} e^{j(n\varphi - \beta_n z)} \quad (12)$$

از طرفی اگر فرض کنیم جریان روی سطح نوار دامنه ثابت دارد، برای $J_{||}$ داریم [۱۳]:

$$J_{||} = \begin{cases} J e^{-j\beta_0 z} & \frac{p\varphi}{2\pi} - \frac{\delta}{2} < z < \frac{p\varphi}{2\pi} + \frac{\delta}{2} \\ 0 & \frac{p\varphi}{2\pi} + \frac{\delta}{2} < z < \frac{p\varphi}{2\pi} - \frac{\delta}{2} + p \end{cases} \quad (13)$$

$$\epsilon'_r = \frac{\epsilon_r A_s + 1(A - A_s)}{A_s + (A - A_s)} = 1 + (\epsilon_r - 1) \frac{A_s}{A} \quad (1)$$

در این رابطه، A کل مساحت بین هلیکس و محفظه و A_s مساحتی پر شده توسط میله‌های دی‌الکتریک است.



شکل ۱. (الف) سطح مقطع یک لامپ هلیکس با میله‌های دی‌الکتریک مجزا، (ب) مدل معادل برای دی‌الکتریک‌ها [۱۶]

دو مدل رایج در تحلیل سرد لامپ یعنی تحلیل لامپ در غیاب پرتو الکترونی، مدل ورقه‌ای و مدل نواری می‌باشند. در مدل نواریکه مدل کاملتری نسبت به مدل ورقه‌ای است، مارپیچ موجود در ساختار هلیکس به صورت یک نوار هادی کامل با پهنای محدود و ضخامت ناچیز در نظر گرفته می‌شود به طوری که نسبت پهنای نوار به طول گام خیلی کوچکتر از یک باشد. در این مدل فرض می‌شود جریان تنها بر روی سطح نوار در جهت پیش‌رو وجود دارد [۱۶، ۱۲]. با مدل کردن میله‌های دی‌الکتریک مجزا با یک استوانه‌ی پیوسته و اعمال شرایط مرزی روی کلیه‌ی سطوح، شش شرط مرزی زیر در $r=a$ و $r=b$ برقرار است [۱۳]. با ترتیب شعاع مارپیچ و شعاع محفظه می‌باشند.

$$E_{z1} = E_{z2} |_{r=a} \quad (2)$$

$$E_{\varphi 1} = E_{\varphi 2} |_{r=a} \quad (3)$$

$$H_{z1} - H_{z2} = J_{s\varphi} = J_{||} \cos \psi |_{r=a} \quad (4)$$

$$H_{\varphi 2} - H_{\varphi 1} = J_{sz} = J_{||} \sin \psi |_{r=a} \quad (5)$$

$$E_{z2} = 0 |_{r=b} \quad (6)$$

$$E_{\varphi 2} = 0 |_{r=b} \quad (7)$$

$J_{||}$ ، چگالی جریان روی سطح نوار فلزی و Ψ زاویه گام مارپیچ است که در شکل ۲ مشخص شده است.

که ε_r ضریب گذردهی مؤثر میله‌های دی‌الکتریک به کاررفته اطراف ماریپیچ، c سرعت نور در خلأ و ω سرعت زاویه ای موج الکترومغناطیسی می‌باشد. با حل معادله (۱۵)، ضرائب هارمونیک فضایی به صورت تئوری محاسبه می‌شوند.

۳. محاسبه ضرائب هارمونیک فضایی به کمک نرم افزار CST و

MATLAB

در روش پیشنهادی دیگر، با شبیه‌سازی لامپ هلیکس در نرم افزار CST و استخراج میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از این نرم افزار و وارد کردن این میدان‌ها در کد نوشته‌شده در نرم افزار MATLAB، ضرائب هارمونیک فضایی محاسبه می‌شوند؛ ضرب طرفین معادله (۸) در $I_m(\gamma_n r) e^{-jn\varphi} e^{j\beta_n z}$ و انتگرال‌گیری روی حجم یک دوره تناوب ساختار، برای ضرائب هارمونیک فضایی میدان الکتریکی طولی داریم:

$$A_{1n} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a E_z(r, \varphi, z) I_n(\gamma_n r) e^{-jn\varphi} e^{j\beta_n z} r dr d\varphi dz}{2\pi p \int_0^a I_n^2(\gamma_n r) r dr} \quad (20)$$

در عبارت انتگرالی صورت، $E_z(r, \varphi, z)$ از نرم‌افزار CST استخراج می‌شود. A_{1n} ضریب هارمونیک فضایی میدان الکتریکی ناحیه درونی ماریپیچ است. این هارمونیک‌ها دارای سرعت فاز مختلف ولی اندازه سرعت گروه یکسان‌اند. به همین روش برای ضرائب هارمونیک فضایی میدان مغناطیسی نیز داریم:

$$A_{1n} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a H_z(r, \varphi, z) I_n(\gamma_n r) e^{-jn\varphi} e^{j\beta_n z} r dr d\varphi dz}{2\pi p \int_0^a I_n^2(\gamma_n r) r dr} \quad (21)$$

$A =$

$$\begin{bmatrix} I_n(\gamma_{n1}a) & 0 & -I_n(\gamma_{n2}a) & -k_n(\gamma_{n2}a) & 0 & 0 \\ \frac{-\beta_n n}{\gamma_{n1}^2 a} I_n(\gamma_{n1}a) & \frac{-j\omega\mu_0}{\gamma_{n2}} I_n(\gamma_{n2}a) & \frac{+\beta_n n}{\gamma_{n2}^2 a} I_n(\gamma_{n2}a) & \frac{+\beta_n n}{\gamma_{n2}^2 a} k_n(\gamma_{n2}a) & \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{n2}} I_n(\gamma_{n2}a) & \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{n2}} k_n'(\gamma_{n2}a) \\ \frac{-j\omega\varepsilon_0}{\gamma_{n1}} I_n(\gamma_{n1}a) & \frac{\beta_n n}{\gamma_{n1}^2 a} I_n(\gamma_{n1}a) & \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{\gamma_{n2}} I_n(\gamma_{n2}a) & \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{\gamma_{n2}} k_n'(\gamma_{n2}a) & \frac{-\beta_n n}{\gamma_{n2}^2 a} I_n(\gamma_{n2}a) & \frac{-\beta_n n}{\gamma_{n2}^2 a} k_n(\gamma_{n2}a) \\ 0 & I_n(\gamma_{n1}a) & 0 & 0 & -I_n(\gamma_{n2}a) & -k_n(\gamma_{n2}a) \\ 0 & 0 & I_n(\gamma_{n2}a) & k_n(\gamma_{n2}b) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-\beta_n n}{\gamma_{n2}^2 b} I_n(\gamma_{n2}b) & \frac{-\beta_n n}{\gamma_{n2}^2 b} k_n(\gamma_{n2}b) & \frac{-j\omega\mu_0}{\gamma_{n2}} I_n(\gamma_{n2}b) & \frac{-j\omega\mu_0}{\gamma_{n2}} k_n'(\gamma_{n2}b) \end{bmatrix} \quad (17)$$

در این رابطه، J کمیتی ثابت است. حدود δ و δ' در شکل (۲) مشخص شده است. z ، فاصله طولی از ابتدای هلیکس است و با نقطه نظیرش بر روی خط مرکزی نوار ماریپیچ، به صورت $z = \frac{p\varphi}{2\pi}$ ارتباط دارد. مانند روشی که در محاسبه ضرائب سری فوریه زمانی وجود دارد، می‌توان ضرائب $\hat{J}_{\parallel n}$ را نیز محاسبه کرد. پس برای $\hat{J}_{\parallel n}$ داریم:

$$\hat{J}_{\parallel} = J \frac{\sin \beta_n \frac{\delta}{2}}{\beta_n \frac{\delta}{2}} \left(\frac{\delta}{p} \right) \quad (14)$$

در این رابطه، δ پهنای نوار فلزی و p طول گام ماریپیچ است. حال مؤلفه‌های عرضی میدان‌ها را با استفاده از مؤلفه‌های طولی (۸-۱۱) محاسبه کرده، سپس روابط میدانی حاصل و جریان‌ها را در شش شرط مرزی (۲-۷) قرار می‌دهیم. در نهایت، شش معادله به دست می‌آید که صورت ماتریسی این معادلات به صورت زیر است:

$$\begin{bmatrix} A_{1n} & C_{1n} & A_{2n} & B_{2n} & C_{2n} & D_{2n} \end{bmatrix} = A^{-1}B \quad (15)$$

t به معنای ترانزپوز ماتریس است. A و B در رابطه (۱۶) و (۱۷) آورده شده‌اند.

$$B = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \hat{J}_{\parallel} \sin \psi \\ \hat{J}_{\parallel} \cos \psi \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

γ_{n1} و γ_{n2} به ترتیب ثابت انتشار ناحیه درونی و بیرونی ماریپیچ می‌باشند و برای آن‌ها داریم:

$$\gamma_{n1} = \sqrt{\beta_n^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0} = \sqrt{\beta_n^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (18)$$

$$\gamma_{n2} = \sqrt{\beta_n^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r} = \sqrt{\beta_n^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r} \quad (19)$$

جایگزین کرده، سپس با دقت در مفهوم انتگرال‌گیری زمانی روی یک دوره تناوب و انتگرال در یک سطح مقطع، معادله رشد برای حالت سه‌بعدی به این صورت بازنویسی می‌شود [۱۰]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \quad (26)$$

$$\beta_0^2 K_{\text{int}} e^{j\beta_0 z} \sum_{k \in T} \sum_n I_k \frac{V_k(z) \cdot e_n^*(r_k)}{V_{zk}} e^{jn\phi_k(z)} e^{-j\omega t_k(z)}$$

در این رابطه، منظور از k تعداد ذراتی است که در یک دوره تناوب T از مکان Z عبور می‌کنند. $t_k(z)$ زمان رسیدن ذره k ام به مکان Z و $V_k(z)$ سرعت این ذره در مکان Z است.

۵. معادله حرکت

در لامپ‌های موج رونده، ذرات باردار، تنها تحت تأثیر میدان محل حضورشان قرار می‌گیرند. تأثیر امواج الکتریکی و مغناطیسی بر حرکت ذرات باردار، توسط معادله نیروی لورنتز به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{d\vec{V}}{dz} = \frac{-e}{m} \frac{1}{V_z} \vec{E}_{\text{total}} = \frac{-e}{m} \frac{1}{V_z} [\vec{E}_{RF} + \vec{E}_{SC} + \vec{V} \times \vec{B}] \quad (27)$$

E_{RF} ، میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی و E_{CS} ، میدان فضای بار است. نیروی فضای بار، نیروی دافعه الکترون-الکترون در پرتو الکترونی است که در برابر دسته‌ای شدن پرتو الکترونی که نقش مهمی در برهم‌کنش موج-الکترون دارد، مقاومت می‌کند. این نیروها با حل معادله هلمهولتز با در نظر گرفتن چگالی جریان و چگالی بار پرتو، به‌عنوان منابع تولیدکننده‌ی این میدان‌ها محاسبه می‌شوند [۱۰، ۱۷]. جمله $\vec{V} \times \vec{B}$ نیز از حرکت ذرات باردار با سرعت V در حضور میدان مغناطیسی B ناشی می‌شود. میدان مغناطیسی B حاصل از دو جزء (یکی میدان مغناطیسی متمرکزکننده‌ی خارجی و دیگری میدان مغناطیسی موج RF) می‌باشد. برای به‌دست آوردن معادله حرکت سه‌بعدی، بایستی تمامی مؤلفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی، در معادله حرکت (۲۷) وارد شوند. در توصیف کامل رفتار لامپ‌های TWT در ناحیه برهم‌کنش، علاوه بر معادله رشد و معادله حرکت، به رابطه زیر نیز نیاز است:

$$\frac{dt_k}{dz} = \frac{1}{V_{zk}(z)} \quad (28)$$

این رابطه، در واقع ارتباط بین زمان رسیدن ذره k ام به مکان Z و سرعت طولی ذره در آن محل است. برای تولید میدان‌های مغناطیسی متمرکزکننده خارجی در ناحیه برهم‌کنش می‌توان از دو

۴. روابط میدانی و معادله رشد در مدل سه‌بعدی

لاگرانژی

در ساختار پرپودیک لامپ موج رونده مارپیچ، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی ساختار به‌صورت پیش‌فرض به فرم زیر در نظر گرفته شده است [۱۴]:

$$\vec{E}_{RF} = A(z) \vec{e}(\chi) e^{j(\omega t - \beta_0 z)} + C.C \quad (22)$$

$$\vec{H}_{RF} = A(z) \vec{h}(\chi) e^{j(\omega t - \beta_0 z)} + C.C \quad (23)$$

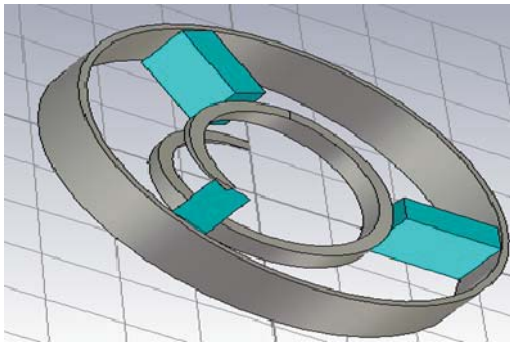
در این دو رابطه، $e(\chi)$ و $h(\chi)$ از حل معادلات ماکسول در ساختار سرد و در عدم حضور پرتو، به‌دست می‌آیند. این دو توابعی متناوب در راستای محور و با پرپودی برابر با پرپود ساختار هلیکس می‌باشند. نیز بیانگر مختصات عرضی می‌باشد. وابستگی زمانی میدان‌ها تنها در ترم نمایی وارد می‌شود. $A(z)$ که تنها تابعیت محوری دارد، ضریب دامنه موج است و یک تابع کندتغییر می‌باشد. جمله $C.C$ ، بیانگر مزدوج عبارت نوشته‌شده است. برای به‌دست آوردن رابطه رشد که تعیین‌کننده‌ی میزان رشد موج در برهم‌کنش با پرتو الکترونی است، ابتدا معادلات ماکسول در ساختار سرد و در عدم حضور پرتو الکترونی حل می‌شوند. سپس روابط (۲۲) و (۲۳) را در معادلات ماکسول کرلی ساختار گرم که چگالی جریان الکتریکی $J(\chi, t)$ در این معادلات وارد شده است، قرار می‌دهیم. در نهایت با ساده‌سازی روابط و انتگرال‌گیری روی یک دوره تناوب زمانی و روی یک سطح مقطع ساختار، رابطه زیر برای معادله رشد موج به‌دست می‌آید:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_0^2 K_{\text{int}}}{|e(\chi)|^2} e^{j\beta_0 z} \langle \int ds \vec{e}^*(\chi) \cdot \vec{J}(\chi, t) e^{-j\omega t} \rangle_T \quad (24)$$

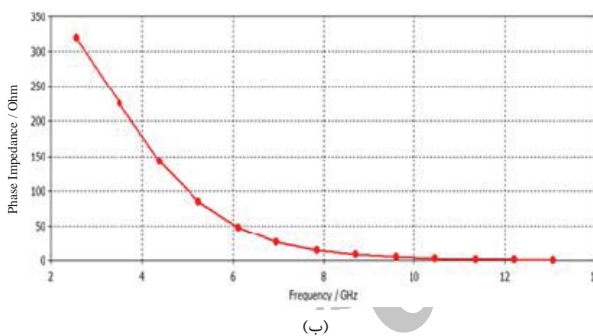
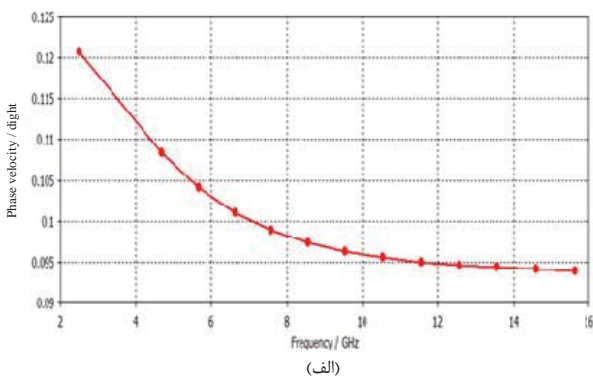
در این رابطه، جمله $J \cdot e^*$ بیانگر برهم‌کنش میان موج و پرتو است. β_0 ثابت انتشار موج، K_{int} امپدانس برهم‌کنش و معیاری از میزان برهم‌کنش موج-پرتو است. براکت، به معنی متوسط‌گیری روی یک دوره تناوب زمانی T است. مشابه این رابطه در مرجع [۱۴] بر اساس استاندارد CGS آورده شده است. لازم به ذکر است در این تحقیق، تمامی روابط و واحدها بر اساس استاندارد MKS می‌باشند. حال طبق رابطه $J = \rho v$ می‌توانیم چگالی جریان پرتو در ساختار هلیکس را به صورت زیر بنویسیم [۱۰]:

$$J(\chi, t) = \sum_{k'} q_k V_{k'}(t) \delta(\chi - x_{k'}(t)) \quad (25)$$

در این رابطه، عمل جمع روی تمامی ذرات پرتو بسته می‌شود. $x_{k'}(t)$ و $V_{k'}(t)$ به ترتیب بیانگر موقعیت مکانی و سرعت ذره k' ام، در زمان t هستند. حال رابطه (۲۵) را در معادله رشد (۲۴) قرار داده، میدان الکتریکی را نیز برحسب هارمونیک‌های فضایی‌اش در دستگاه مختصات استوانه‌ای با عبارت $e(\chi_k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e_n(r_k) e^{jn\phi_k}$



شکل ۳. نمایی از یک دوره تناوب لامپ موج رونده مارپیچ شبیه‌سازی شده در نرم‌افزار CST



شکل ۴. (الف) نمودار سرعت نسبی فاز (ب) امپدانس پیرس یا امپدانس برهم‌کنش بر حسب فرکانس برای ساختار لامپ هلیکس شبیه‌سازی شده

خروجی، به‌دست می‌آوریم. همانگونه که قبلاً بیان شد در محاسبه ضرائب هارمونیک به روش دوم، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از شبیه‌سازی لامپ در نرم‌افزار CST استخراج می‌شوند. باید دقت شود که این میدان شامل میدان‌های ناحیه درونی و بیرونی هلیکس می‌باشد که ما بایستی تنها میدان درونی را در روابط وارد کنیم. در جدول ۱ نتایج حاصل از دو روش معرفی شده در فرکانس‌های مختلف برای مارپیچ مورد نظر با هم مقایسه شده‌اند. معیار مقایسه، نسبت ضریب هارمونیک صفرم به هارمونیک ۱-ام (A_0/A_1) است. همانگونه که مشخص است نتایج حاصل از این دو روش با درصد خطای قابل قبولی با هم مطابقت دارند.

ساختار استفاده کرد. یکی سولنوئید که میدان مغناطیسی ثابتی در تمام طول ناحیه برهم‌کنش ایجاد می‌کند و مقدار آن $\vec{B}_{ext} = B_0 \hat{z}$ است و دیگری، میدان‌های مغناطیسی تولیدشده توسط آهنرباهای متناوب (PPM) است که از رابطه زیر تبعیت می‌کند [۱۸]:

$$\vec{B}_{ext} = B_{\omega} \left[\hat{r} \frac{k_{\omega} r}{2} \sin(k_{\omega} z) + \hat{z} \cos(k_{\omega} z) \right] \quad (29)$$

که B_{ω} ، دامنه میدان مغناطیسی، $k_{\omega} = \frac{2\pi}{\lambda_{\omega}}$ ، عدد موج و λ_{ω} دوره تناوب آهنرباهای کوچک به‌کار رفته است.

۶. تحلیل عددی

مشخصات ساختاری لامپ هلیکس که مورد مطالعه قرار گرفته، مربوط به یک نمونه لامپ، ساخت شرکت نورتروپ-گرومن می‌باشد. در این لامپ، شعاع مارپیچ و شعاع محفظه به‌ترتیب $1/2446\text{mm}$ و $2/794\text{mm}$ می‌باشد. دوره تناوب ساختار یا طول یک گام مارپیچ $0/8\text{mm}$ و پهنای نوار مارپیچ 3mm است که در آن از میله‌های دی‌الکتریک با سطح مقطع مستطیلی به ابعاد $1/473 \times 0/508$ و ثابت دی‌الکتریک $6/5$ استفاده شده است [۱۷-۱۹]. با استفاده از رابطه (۱)، ضریب دی‌الکتریک مؤثر $1/66$ به‌دست می‌آید.

پرتو الکترونی مورد استفاده نیز دارای جریان 170 میلی‌آمپر و ولتاژ 3 کیلو ولت و شعاع $0/5$ میلی‌متر است. برای این لامپ، در فرکانس 5 گیگاهرتز به ازای توان ورودی 30 میلی‌وات، 130 وات توان اشباع در طول $6/9$ سانتی‌متری از ابتدای ناحیه برهم‌کنش گزارش شده است [۱۸-۱۹].

جهت انجام تست سرد، لامپ هلیکس با ابعاد هندسی بیان شده را در نرم‌افزار CST شبیه‌سازی می‌کنیم. این کار در ماژول میکروویو CST و در حلال Eigen Mode انجام می‌شود. به دلیل اینکه لامپ هلیکس ساختاری متناوب و متشکل از چندین دور با گام ثابت است، در شبیه‌سازی معمولاً یک گام آن را طراحی می‌کنند و با آن مانند یک تشدیدکننده رفتار می‌شود. سپس یک اختلاف فاز بین صفحات ورودی و خروجی که دو انتها برش خورده است، اعمال می‌شود تا فرکانس ویژه در هر جایگاهی فازی محوری محاسبه شود. این کار در ماژول میکروویو و با اعمال شرایط مرزی پرئودیک انجام می‌شود. در شکل ۳ نمای سه‌بعدی از یک دوره تناوب ساختار شبیه‌سازی شده آورده شده است.

با روش فاز یا فرکانس، نمودارهایی مانند سرعت نسبی فاز و امپدانس برهم‌کنش بر حسب فرکانس قابل رسم هستند. این نمودارها برای ساختار مذکور در شکل ۴ آورده شده است.

در ادامه تحلیل سرد، ضرائب هارمونیک فضایی میدان‌ها را با استفاده از دو روش بیان‌شده در این مقاله و به‌منظور استفاده در تحلیل گرم و بررسی میزان تأثیر ضرائب هارمونیک مختلف در توان

جدول ۱. مقایسه نتایج با حالت تئوری در فرکانس‌های مختلف

نسبت A_0/A_{-1} تئوری	نسبت A_0/A_{-1} در CST	نسبت طول موج به گام (λ_g/p)	فرکانس (GHz)
۱/۲۱۳۳	۱/۱۴۴۷	۲/۰۷	۱۴/۴۶
۳/۸۲۸۷	۳/۷۰۶۴	۲/۳۸	۱۲/۷
۱۷/۵۶۷۵	۱۶/۲۸۳	۳	۱۰/۳۸
۷۴/۰۴۹۴	۶۴/۰۷۴	۴/۰۱	۷/۸۳۸
۱۷۷/۴۸۶۳	۱۴۸/۹۴۱۹	۵/۱	۶/۲۳

جدول ۲. مقایسه نتایج حاصل از تغییر پهنای نوار فلزی ماریچ

نسبت A_0/A_{-1} تئوری	نسبت A_0/A_{-1} در CST	فرکانس (GHz)	پهنای نوار ماریچ
۵۵	۵۴/۹	۷/۹۴	۰/۲
۶۲	۵۲	۸/۰۲	۰/۳
۶۳/۹	۵۰/۷	۸/۰۶	۰/۴
۱۰۲	۴۰	۱۵/۵۲	۰/۸

جدول ۳. نسبت ضریب هارمونیک غالب میدان‌های الکتریکی به دیگر ضرائب.

A_0/C_0	A_0/A_2	A_0/A_1	فرکانس (GHz)
۴۱/۳۲۷	$۸۹/۲ \times ۱۰^۸$	$۵۸/۷ \times ۱۰^۴$	۵
۴۱۷	$۲/۹ \times ۱۰^۸$	$۲۵/۱ \times ۱۰^۴$	۱۲

هارمونیک، هارمونیک متناظر با $n=-1$ ، بیشترین مقدار را به خود اختصاص داده است.

در این تحقیق، تحلیل گرم لامپ و شبیه‌سازی ناحیه برهم‌کنش بر مبنای یک مدل لاگرانژی و با استفاده از کد نوشته شده در محیط نرم‌افزار MATLAB انجام شده است. در ادامه، مراحل لازم در پیاده‌سازی این کد به صورت گام‌به‌گام و الگوریتم‌وار آورده شده است:

گام ۱- تعریف پارامترها و مقادیر اولیه: مشخصات هندسی

لامپ مانند طول گام، شعاع و پهنای نوار ماریچ، شعاع محفظه؛ مشخصات پرتو الکترونی مانند جریان اولیه، ولتاژ DC پرتو و شعاع پرتو الکترونی؛ توان و دامنه اولیه موج ورودی؛ پارامترهای ساختار سرد مانند امپدانس برهم‌کنش، سرعت فاز و ثابت انتشار و ضرائب هارمونیک فضایی میدان‌های ساختار سرد از جمله این پارامترها و مقادیر اولیه می‌باشند. لازم به ذکر است در یک پرتو یکنواخت، پتانسیل در راستای شعاعی، تغییرات سهموی شکل دارد. بنا به این دلیل باید مقدار پتانسیل مؤثر را برای پرتو محاسبه کنیم. مقدار این پتانسیل مؤثر عبارت است از:

$$V_0 = V_{dc} \left(1 - \frac{pV_{dc}}{2\pi\epsilon_0 \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}} \left(\frac{1}{3} + \ln\left(\frac{r_a}{r_b}\right) \right) \right) \quad (30)$$

در این رابطه، P ضریب پروینس ($p = \frac{I}{V_{dc}^{1.5}}$) و I جریان اولیه پرتو الکترونی است. r_a و r_b نیز به ترتیب شعاع ماریچ و شعاع پرتو الکترونی هستند. بعد از محاسبه این ولتاژ مؤثر، از رابطه نسبیته $v_0 = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}}$ ، سرعت dc پرتو الکترونی در لحظه‌ی ورود به ناحیه برهم‌کنش محاسبه می‌شود. از طرفی می‌دانیم برای داشتن برهم‌کنش مؤثر باید سرعت فاز موج و سرعت پرتو الکترونی تقریباً

یک دلیل بر وجود این درصد خطا این است که در روش تئوری، ما یک مدل تقریبی برای میله‌های دی‌الکتریک مجزا به کار گرفتیم؛ در صورتی که در شبیه‌سازی لامپ با نرم‌افزار CST میله‌های دی‌الکتریک به صورت مجزا در ساختار وارد شده و شرایط مرزی به صورت کامل اعمال می‌شوند. با این اوصاف، نتایج مبتنی بر روش CST دقت بیشتری دارد و هرچه بتوان طول کوچکتری برای مش‌های ساختار در نظر گرفت این دقت افزایش می‌یابد. البته در انجام این امر با محدودیت حافظه کامپیوتری مواجه می‌شویم. با توجه به داده‌های جدول ۱ مشخص است که هرچه نسبت λ_g/p افزایش یابد سهم دیگر ضرائب نسبت به هارمونیک غالب کاهش می‌یابد. از این اصل در مدل ورقه‌ای استفاده می‌شود. بدین صورت که اگر شرط $1 \gg \lambda_g/p$ برقرار باشد نوار هلیکس را با یک ورقه فلزی یکنواخت مدل می‌کنند. با این اوصاف چون دیگر ساختار پرودیک نداریم میدان‌ها تنها بر حسب ضریب هارمونیک غالب نوشته می‌شوند.

در جدول ۲ نسبت ضرائب دو روش برای نوارهایی با پهنای متفاوت محاسبه شده است. همانگونه که مشخص است با افزایش پهنای نوار درصد خطا افزایش پیدا کرده است. علت این امر آن است که در روش تئوری، دامنه جریان بر روی سطح نوار، ثابت فرض شده است. این فرض تنها در نوارهایی با پهنای کم صحیح است. بنابراین در نوارهای پهن نیز نتایج روش CST دقیق‌تر است. در این شرایط برای افزایش دقت روش تئوری می‌توان جریان را بر حسب چند جمله‌ای چبی‌شف و یا روش دو جمله‌ای نوشت. البته برای حل دقیق‌تر مسئله می‌توان از روش عددی ممان استفاده کرد که به تبع آن، محاسبات و روابط پیچیده‌تر خواهد شد.

در جدول ۳، نسبت ضریب هارمونیک صفرم به دیگر هارمونیک‌ها در دو فرکانس مختلف، با استفاده از روش مبتنی بر CST آورده شده است. از نتایج برمی‌آید که در لامپ شبیه‌سازی شده، هارمونیک متناظر با $n=0$ مقدار غالب را دارد و بقیه ضرائب در مقایسه با آن در اکثر شرایط، مقدار ناچیزی دارند. بعد از این

مؤلفه‌های شعاعی و زاویه‌ای میدان مغناطیسی و میدان الکتریکی وارد بر هر ذره بر حسب میدان‌های طولی محاسبه می‌شوند. در این مرحله بایستی نیروهای فضای بار نیز محاسبه شوند. در مدل سه بعدی مذکور، در صورت به‌کارگیری سیستم PPM در ساختار فوکوس ناحیه برهم‌کنش و با توجه به موقعیت مکانی ذره (r_k, ϕ_k, z_k) ، میدان مغناطیسی خارجی واردشده بر ذره k ام را می‌توان از رابطه (۲۹) محاسبه کرد.

گام ۷- به‌روزرسانی حرکت ذرات و سرعت در هر سه راستا تحت معادله حرکت: در این مرحله با وارد کردن تمامی مؤلفه‌های میدانی محاسبه‌شده برای ذره k ام، در معادلات حرکت (۳۲) و (۳۳)، تمامی مؤلفه‌های سرعت در هر سه راستای مختصات برای آن ذره و در مش مکانی مورد نظر محاسبه می‌شود.

گام ۸- به روز رسانی دامنه موج با معادله رشد: دامنه موج در مش $i+1$ با گسسته‌سازی معادله رشد مدل سه‌بعدی و استفاده از مقادیر محاسبه‌شده در مراحل قبل محاسبه می‌شود.

گام ۹- تکرار گام‌های ۵ تا ۸ برای تمامی مش‌های مکانی و در نهایت، محاسبه توان و رسم منحنی‌های خروجی.

در شکل ۵، منحنی توان خروجی مدل سه‌بعدی در طول ناحیه برهم‌کنش برای دو حالت - یکی با در نظر گرفتن تنها هارمونیک غالب ($n=0$) و دیگری با در نظر گرفتن تمامی هارمونیک‌ها- رسم گردیده است. با توجه به شکل، توان اشباع در حالت اول و برای فرکانس ۵ گیگاهرتز $137/5$ وات به‌دست آمده است. در عمل این توان برای لامپ نورتروپ در این فرکانس 130 وات گزارش شده است بنابراین درصد خطا در این حالت تنها $5/7$ درصد می‌باشد. می‌دانیم امواج در ساختار متناوب، از بی‌نهایت هارمونیک فضایی تشکیل می‌شوند که هر کدام با سرعت فاز مختلفی حرکت می‌کنند. و از بین این هارمونیک‌ها، سرعت هارمونیک غالب به سرعت پرتو الکترونی نزدیک‌تر می‌باشد. از طرفی، از تحلیل سرد نیز نتیجه گرفتیم که در اغلب شرایط، هارمونیک‌های غیر از هارمونیک صفرم، دامنه کوچکی دارند. پس بیشترین سهم را در برهم‌کنش، هارمونیک صفرم دارد و سهم بقیه، چندان زیاد نیست. این مطلب در شکل ۵ نشان داده شده است. در این شکل، توان اشباع با فرض در نظر گرفتن چند هارمونیک اول، $142/7$ وات است. بنابراین، هارمونیک‌های دیگر، فقط به اندازه $5/2$ وات، سطح توان را تغییر داده‌اند. با توجه به شکل ۵، تأثیر این هارمونیک‌ها بیشتر بر توان ناحیه سیگنال بزرگ است. این بدان دلیل است که در ناحیه سیگنال کوچک، این هارمونیک‌ها علاوه بر داشتن دامنه‌ی کوچک، با پرتو الکترونی، سنکرون نیستند؛ پس برهم‌کنش زیادی بین آن‌ها رخ نمی‌دهد. ولی در ناحیه سیگنال

یکسان باشند. پس با در اختیار داشتن سرعت پرتو الکترونی از منحنی سرعت فاز که از تحلیل سرد به‌دست می‌آید، حدود فرکانس کاری مورد نظر را به‌دست می‌آوریم.

گام ۲- مش‌بندی طول ناحیه برهم‌کنش: طول هر قسمت یا مش بایستی کسر مناسبی از طول موج سیگنال انتخاب شود.

گام ۳- تفکیک پرتو به ذرات باردار مجزا: در مدل سه‌بعدی، پرتو به‌صورت ذرات مجزا یا به اصطلاح beamlet هایی دیده می‌شود. در این مدل نیز تنها به بررسی رفتار n_k ذره که در یک دوره تناوب وارد ناحیه برهم‌کنش می‌شوند، می‌پردازیم. انتخاب مناسب مقدار n_k نیز اهمیت دارد.

گام ۴- به‌دست آوردن دامنه بهینه برای میدان مغناطیسی فوکوس‌کننده در عدم حضور موج RF

گام ۵- محاسبه موقعیت عرضی هر ذره در مش مکانی مشخص: به‌علت وجود مؤلفه‌های عرضی میدان الکتریکی و مغناطیسی موج RF و نیروهای فضای بار، ذرات پرتو در طول ناحیه برهم‌کنش، حرکت عرضی‌ای نیز خواهند داشت. موقعیت عرضی هر ذره، در هر مش مکانی از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$r_k^{i+1} = r_k^i + V_{r,k}^i \Delta t \quad (31)$$

در این رابطه، $V_{r,k}^i$ سرعت شعاعی ذره k ام در مش i ام است. Δt مدت زمانی است که طول می‌کشد ذره k ام فاصله دو مش i و $i+1$ را بپیماید.

گام ۶- محاسبه میدان‌های وارد بر ذرات در هر موقعیت مکانی: حال با توجه به موقعیت عرضی ذره k ام در هر مش، می‌توان تمامی میدان‌های واردشده بر آن ذره و در آن نقطه را محاسبه نمود. برای میدان‌های طولی داریم:

$$E_{z,k}^i = \sum a_n I_n (\gamma_n r_k^i) e^{jn\phi_k^i} e^{-j\beta_n z} \quad (32)$$

$$H_{z,k}^i = \sum b_n I_n (\gamma_n r_k^i) e^{jn\phi_k^i} e^{-j\beta_n z} \quad (33)$$

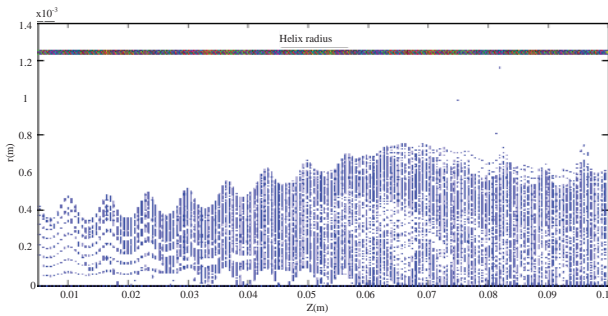
با توجه به روابط

$$E_m = \frac{j\beta_n}{\gamma_n^2} \frac{\partial}{\partial r} E_{zn} - \frac{\omega\mu n}{\gamma_n^2 r} H_{zn} \quad (34)$$

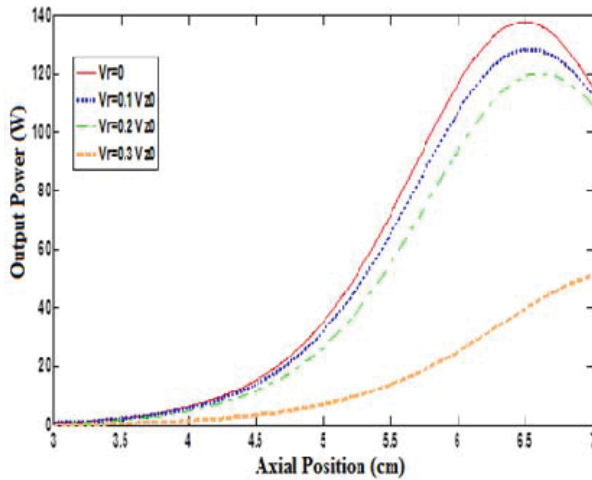
$$E_{\phi n} = \frac{-\beta_n n}{\gamma_n^2 r} E_{zn} - \frac{j\omega\mu}{\gamma_n^2} \frac{\partial}{\partial r} H_{zn} \quad (35)$$

$$H_m = \frac{\omega\varepsilon n}{\gamma_n^2 r} E_{zn} + \frac{j\beta_n}{\gamma_n^2} \frac{\partial}{\partial r} H_{zn} \quad (36)$$

$$H_{\phi n} = \frac{j\omega\varepsilon}{\gamma_n^2} \frac{\partial}{\partial r} E_{zn} - \frac{\beta_n n}{\gamma_n^2 r} H_{zn} \quad (37)$$



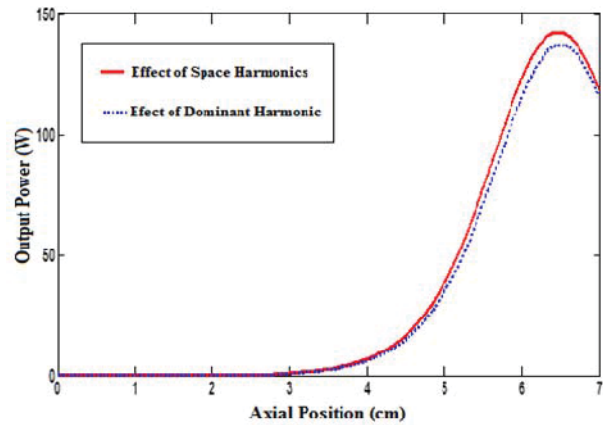
شکل ۷. منحنی تغییرات شعاع پرتو الکترونی در طول لامپ در حضور میدان مغناطیسی PPM



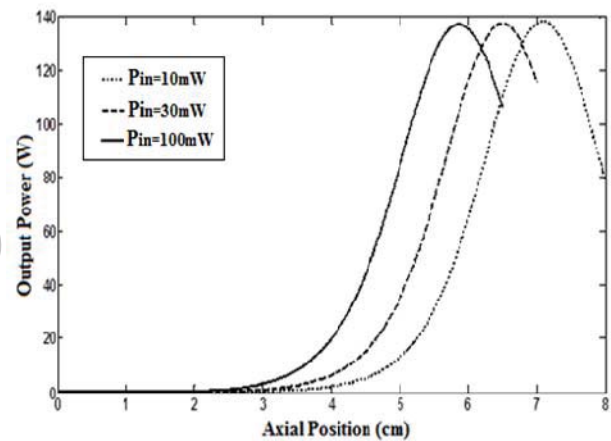
شکل ۸. اثر تغییر سرعت اولیه شعاعی بر توان خروجی در مدل لاگرانژی سه‌بعدی.

در شکل ۷، موقعیت ذرات در طول ناحیه برهم‌کنش نشان داده شده است. این منحنی، از تحلیل سه‌بعدی لامپ به دست می‌آید و در آن، میزان تغییر شعاع پرتو در طول ناحیه برهم‌کنش قابل اندازه‌گیری است. همانگونه که مشخص است شعاع پرتو در ناحیه سیگنال بزرگ افزایش یافته است. دلیل آن، افزایش نیروهای فضای بار در این ناحیه می‌باشد. از این منحنی می‌توان از وجود جریان نشستی یا همان جریان تلفی در سیستم آگاهی یافت. افزایش بیش از حد شعاع پرتو الکترونی و برخورد این پرتو با دیواره هلیکس، موجب گرم شدن بیش از حد نوار هلیکس و کاهش راندمان می‌شود. پس باید با طراحی مناسب، از ایجاد بیش از حد جریان نشستی در سیستم، ممانعت به عمل آورد. این منحنی در طراحی کلکتورها نیز حائز اهمیت بسیار است.

در شکل ۸، از پرتو غیر ایده‌آل در تحلیل سه‌بعدی استفاده کرده‌ایم. با توجه به شکل، با افزایش سرعت اولیه شعاعی پرتو، توان نسبت به حالتی که پرتو ایده‌آل است و سرعت اولیه شعاعی صفر دارد، کاهش می‌یابد. اگر سرعت شعاعی از حدی بیشتر شود، توان به شدت کاهش می‌یابد دلیل این افت توان این است که ذرات به علت



شکل ۵. اعمال هارمونیک‌های فضایی و میزان تأثیر آن‌ها در تغییر سطح توان اشباع، خط پیوسته: منحنی توان با فرض در نظر گرفتن چندین هارمونیک برای میدان‌ها. خط چین: منحنی توان با فرض در نظر گرفتن تنها یک هارمونیک (هارمونیک صفرم) برای میدان‌ها.



شکل ۶. منحنی توان خروجی به ازای توان‌های ورودی مختلف در مدل لاگرانژی سه‌بعدی

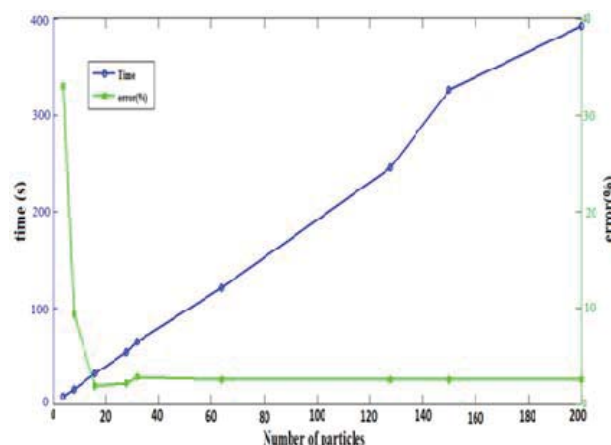
بزرگ محتمل است که این هارمونیک‌ها با الکترون‌هایی که در برهم‌کنش‌های رخ داده در اوایل لامپ، بخشی از انرژی خود را از دست داده و سرعتهای کاهش یافته، سنکرون و تا حدی وارد برهم‌کنش می‌شوند.

در شکل ۶، منحنی توان خروجی به ازای توان‌های ورودی مختلف رسم گردیده است. به ازای ورودی‌های ۱۰، ۳۰ و ۱۰۰ میلی‌وات، به ترتیب، توان اشباع ۱۳۸/۳، ۱۳۷/۵ و ۱۳۷/۳ وات را در فواصل ۷/۲، ۶/۶۶ و ۵/۹ سانتی‌متری از ابتدای لامپ داریم. در این شکل، اثر ورودی‌های مختلف در تغییر نقطه اشباع و توان اشباع نشان داده شده است. پس بایستی در لامپی با طول مشخص، توان ورودی به طور مناسب انتخاب شود تا بیشترین راندمان را در خروجی داشته باشیم.

سیگنال بزرگ لامپ، منحنی تغییرات شعاع پرتو الکترونی و مسیر دقیق حرکت ذرات پرتو در طول لامپ رسم گردید. لازم به ذکر است این منحنی قابل استخراج از مدل یک‌بعدی نیست. با بررسی رفتار لامپ در حضور پرتو غیر ایده‌آل، میزان افت توان خروجی در سرعت‌های شعاعی اولیه مختلف بررسی شد. بر این اساس، برای داشتن خروجی بهینه بایستی این سرعت را به حداقل برسانیم.

۸. مراجع

- [1] A. Gilmour Jr, "Microwave tubes," Dedham, MA, Artech House, 1986, p.502., vol. 1, 1986.
- [2] S. Y. Liao, "Microwave Devices And Circuits", 3/E: Pearson Education India, 1990.
- [3] J. W. Gewartowski and H. A. Watson, "Principles of electron tubes: Including grid-controlled tubes, microwave tubes, and gas tubes", Van Nostrand, 1965.
- [4] R. Kompfner, "Travelling-wave tubes," Reports on Progress in Physics, Vol. 15, p. 275, 1952.
- [5] R. J. Barker, N. C. Luhmann, J. H. Booske, and G. S. Nusinovich, "Modern microwave and millimeter-wave power electronics," pp. 872. ISBN 0-471-68372-8. Wiley-VCH, April 2005., Vol. 1, 2005.
- [6] A. Gilmour, "Principles of Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Cross-Field Amplifiers, and Gyrotrons": Artech House, 2011.
- [7] J. R. Pierce, "Traveling-wave tubes": Van Nostrand New York, 1950.
- [8] M. Golio, "Microwave and RF product applications": CRC Press, 2003.
- [9] A. Nordsieck, "Theory of the large signal behavior of traveling-wave amplifiers," Proceedings of the IRE, Vol. 41, pp. 630-637, 1953
- [10] D. Chernin, T. M. Antonsen Jr, B. Levush, and D. R. Whaley, "A three-dimensional multifrequency large signal model for helix traveling wave tubes," Electron Devices, IEEE Transactions on, Vol. 48, pp. 3-11, 2001.
- [11] D. K. Abe, M. T. Ngô, B. Levush, T. M. Antonsen Jr, and D. P. Chernin, "A comparison of L-band helix TWT experiments with CHRISTINE, a 1-D multifrequency helix TWT code," Plasma Science, IEEE Transactions on, Vol. 28, pp. 576-587, 2000.
- [12] J. G. Wöhlbier, "Modeling and analysis of a traveling wave tube under multitone excitation," University of Wisconsin, 2000.
- [13] B. Basu, "Electromagnetic theory and applications in beam-wave electronics" vol. 1: World scientific, 1996.



شکل ۹. اثر تغییر سرعت اولیه شعاعی بر توان خروجی در مدل لاگرانژی سه‌بعدی.

داشتن سرعت شعاعی بالا، در همان ابتدای لامپ، از درون هلیکس خارج می‌شوند و عملاً برهم‌کنشی با موج RF انجام نمی‌دهند. در لامپ شبیه‌سازی‌شده، اگر نسبت سرعت اولیه شعاعی نسبت به سرعت اولیه محوری، از $0/3$ بیشتر شود، این افت شدید در توان رخ می‌دهد.

در بررسی سه‌بعدی رفتار لامپ در حوزه فرکانس، پرتو به ذرات مجزایی تقسیم می‌شود و ما تنها به بررسی تعداد مشخصی ذره که در یک دوره تناوب وارد ناحیه برهم‌کنش می‌شوند می‌پردازیم. در منحنی شکل ۹ نمودار درصد خطا که تعریف آن در شکل آمده و زمان لازم در اجرای برنامه بر حسب تعداد ذرات در نظر گرفته‌شده در تحلیل، رسم گردیده است. با توجه به شکل مشخص است که افزایش این تعداد ذرات، موجب افزایش دقت در نتایج نمی‌شود و جواب‌ها از یک نقطه به بعد، همگرا می‌شوند و با زیاد کردن این تعداد، فقط زمان بیشتری صرف اجرای برنامه خواهد شد. پس به کمک این نمودار می‌توان شماره بهینه‌ای از این تعداد ذره را به‌دست آورد که هم نتایج دقیق‌تر و هم سرعت بیشتری در اجرای برنامه داشته باشیم.

۵. نتیجه‌گیری

با شبیه‌سازی لامپ موج رونده مارپیچ در نرم افزار CST پارامترهای ساختار سرد مانند سرعت فاز، امیدانس برهم‌کنش و ثابت انتشار را به‌منظور استفاده در تحلیل گرم لامپ به‌دست آوردیم. در این تحقیق، ضرائب هارمونیک فضایی میدان‌ها به دو روش مختلف محاسبه و به‌منظور بررسی اثر هارمونیک‌های مختلف در برهم‌کنش موج-پرتو، در کد سه‌بعدی مورد تحقیق به‌کار گرفته شدند. مشاهده کردیم که هارمونیک‌های غیر اصلی تأثیر کمی در برهم‌کنش دارند. با استفاده از این کد، علاوه‌بر شبیه‌سازی کامل و سه‌بعدی رفتار

- [14] D. K. Abe, M. T. Ngô, B. Levush, T. M. Antonsen Jr, and D. P. Chernin, "A comparison of L-band helix TWT experiments with CHRISTINE, a 1-D multifrequency helix TWT code," *Plasma Science, IEEE Transactions on*, Vol. 28, pp. 576-587, 2000
- [15] P. Jain and B. Basu, "The inhomogeneous loading effects of practical dielectric supports for the helical slow-wave structure of a TWT," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, Vol. 34, pp. 2643-2648, 1987.
- [16] G. D. Sims and I. M. Stephenson, "Microwave tubes and semiconductor devices", Interscience Publishers, 1963.
- [17] S. J. Cooke, C.-L. Chang, T. M. Antonsen Jr, D. P. Chernin, and B. Levush, "Three-dimensional modeling of AC space charge for large-signal TWT simulation," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, Vol. 52, pp. 764-773, 2005.
- [18] P. Wei-Feng, H. Yu-Lu, Y. Zhong-Hai, L. Jian-Qing, L. Qi-Ru, and L. Bin, "A three-dimensional time-dependent theory for helix traveling wave tubes in beam-wave interaction," *Chinese Physics B*, Vol. 20, p. 028401, 2011
- [19] H. Freund, "Three-dimensional nonlinear theory of helix traveling-wave tubes," *Plasma Science, IEEE Transactions on*, Vol. 28, pp. 748-759, 2000

Archive of SID