

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر
گروه مهندسی برق - الکترونیک

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد مهندسی برق - الکترونیک

عنوان

استفاده از پراش در محیط پلاسمونی برای طراحی سوئیچ های سریع تمام نوری

اساتید راهنما

دکتر علی رستمی

دکتر رضا یدی پور

استاد مشاور

دکتر سامیه مطلوب

پژوهشگر

سامان مرادیان

تیر ۱۳۹۰

تقدیم به

پدر و مادر

مهربانم

تقدیر و تشکر:

"خداوند کسانی را که ایمان آورده‌اند و کسانی را که علم به آنان داده شده، درجات عظیمی می‌بخشد؛ و خداوند به آنچه انجام می‌دهید آگاه است."

آیه ۱۱، سوره مجادله

سپاس و شکر خدا را که هستی‌مان بخشید و بندها را بگشود و به طریق علم و دانش رهنمونمان شد و خوشه‌چینی از دنیای علم را روزیمان ساخت؛ و سپاس بی‌کران خدایی را که پس از ضعف و ناتوانی قوت و نیرو می‌بخشد و به مخلوقاتش بسیار مشفق و مهربان است. اینک به پاس نعمتهای بی‌شمار پروردگار بر خود وظیفه می‌دانم که از تمامی عزیزانی که در مراحل تکمیل این پایان‌نامه، یاریم نمودند، تشکر نمایم.

قبل از هر چیز از استاد راهنمای عزیزم جناب آقای دکتر علی رستمی، که در تمام دوران تحصیل به ویژه در انجام و تکمیل مراحل این پایان‌نامه یاریم نموده و همواره مشوق و پشتیبانم بودند، کمال تشکر را دارم. همچنین، از استاد عزیز، جناب آقای دکتر رضا یدی پور و سرکار خانم دکتر مطلوب، که با رهنمودهای ارزنده خویش راهگشای اینجانب در انجام این پایان‌نامه بودند، کمال تشکر را دارم. در پایان، وظیفه خود می‌دانم که از زحمات بی‌دریغ استاد گرامی دکتر رسولی، کمال تشکر و قدردانی را بعمل آورم.

نام خانوادگی دانشجو: مرادیان	نام: سامان
عنوان پایان‌نامه: استفاده از پراش در محیط پلاسمونی برای طراحی سوئیچ های سریع تمام نوری	
استاد راهنمای اول: دکتر علی رستمی استاد راهنمای دوم: دکتر رضا یدی پور	
مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد رشته: مهندسی برق گرایش: الکترونیک دانشگاه: تبریز دانشکده: مهندسی برق و کامپیوتر تاریخ فارغ التحصیلی: ۱۳۹۰/۳/۳۱ تعداد صفحات: ۹۳	
کلیدواژه‌ها: سوئیچ نوری، پلاسمون سطحی، پراش، گریٹینگ، پلاریزاسیون	
<p>چکیده:</p> <p>آنچه که امروزه در ساخت سوئیچهای نوری اهمیت دارد سرعت سوئیچینگ است. در این پروژه برای ساخت سوئیچ های نوری از پدیده پراش در محیط های پلاسمونی استفاده شده است. همانطور که می دانیم سرعت واکنش پلاسمون ها با نور بسیار بالا بوده به حدی که زمان بازبایی آن در حدود فیمتو ثانیه است. هدف این است که با کنترل و مدیریت امواج حاصل از پراش و پلاسمون های سطحی بتوان سوئیچ تمام نوری با سرعت بالا ساخت. آخرین سویچ گزارش شده ای که با کوانتوم دات ساخته شده دارای سرعتی در حدود ۲.۵ ترا بیت بر ثانیه است یعنی دارای زمان بازبایی در حدود ۴. پیکو ثانیه که در مقایسه با زمان بازبایی پلاسمون های سطحی انتظار می رود با استفاده از این پلاسمون ها بتوان سرعت سوئیچ نوری را تا چندین برابر بهبود داد. در این تحقیق ابتدا چند خاصیت مهم پلاسمون ها را مورد بررسی قرار می دهیم و در ادامه پارامتر های موثر در عبور نور از شکاف های پرپودیک را مورد بحث قرار می دهیم و در انتها طرح پیشنهادی برای ساخت سوئیچ نوری را ارائه می کنیم.</p>	

فهرست مطالب

پیشینه‌ی پژوهش و بررسی منابع

فصل اول: مقدمه

۱	۱-۱. کلیات
۴	۲-۱. پلاسمون های سطحی
۶	۱-۲-۱. معادلات موج
۱۷	۳-۱. پراش

مواد و روش‌ها

فصل دوم

۲۲	۱-۲. مقدمه
۲۴	۲-۲. ساختار های پرئودیک
۲۶	۱-۲-۲. معادلات ماکسول
۲۷	۲-۲-۲. بسط رایلی برای میدان دور
۳۰	۳-۲-۲. تابع انتقال در ساختار های پرئودیک
۳۷	۱-۳-۲-۲. تاثیر انعکاس و انتقال درونی در پیک انتقال
۴۱	۲-۳-۲-۲. تاثیر رزونانس های محفظه ای
۴۴	۴-۲-۲. مولفه های تاثیر گذار در تابع انتقال
۴۴	۱-۴-۲-۲. تاثیر مولفه های ساختاری سیستم در تابع انتقال
۴۷	۲-۴-۲-۲. تاثیر مولفه های ورودی سیستم در تابع انتقال
۴۷	۱-۲-۴-۲-۲. تاثیر زاویه θ موج ورودی در تابع انتقال
۴۹	۲-۲-۴-۲-۲. تاثیر توان موج ورودی در تابع انتقال

نتایج و بحث

فصل سوم: ساخت سوئیچ های تمام نوری در محیط های پلاسمونی سطحی بدون

استفاده از مواد غیر خطی

۵۵	۳-۱. مقدمه
۵۶	۳-۲. انواع پلاریزاسیون موج ورودی
۶۴	۳-۳. کنترل کردن دامنه موج ورودی
۶۹	۳-۴. ارائه روش پیشنهادی

نتیجه گیری و پیشنهادات

۷۸	نتیجه گیری و پیشنهادات
۷۹	مراجع

فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱. طرحی از توزیع الکترون‌های آزاد در سطح پلاسمون که به امواج اکترومغناطیس وابسته است ۵
- شکل ۲-۱. تعریف صفحه هندسی موج بر ۷
- شکل ۳-۱. ساختمان انتشار پلاسمون سطحی در مرز مشترک بین فلز و دی‌الکتریک ۱۱
- شکل ۴-۱. ساختاری از سیستم سه لایه ۱۴
- شکل ۵-۱. پراش از یک دهانه کوچک ۱۸
- شکل ۱-۲. طیف انتقال آرایه ای از شکاف‌های مدور ۲۳
- شکل ۲-۲. یک نوع ساختار پریودیک شکاف دار ۲۴
- شکل ۳-۲. محیطی پریودیک ۲۵
- شکل ۴-۲. بسط رایلی ۲۹
- شکل ۵-۲. محیط پریودیک ۳۱
- شکل ۶-۲. قدرمطلق انعکاس و انتقال درونی محیط پریودیک ۳۹
- شکل ۷-۲. قدر مطلق H_y (الف) در طول موج 618 nm (ب) در طول موج 608 nm ۴۱
- شکل ۸-۲. طیف انتقال محیط پریودیک با مشخصات ، طول هر شکاف 45.5 nm و طول پریود 600 nm و ضخامت شکاف‌ها نیز 120 nm ۴۳
- شکل ۹-۲. طیف انتقال محیط پریودیک با مشخصات ، طول هر شکاف 45.5 nm و طول پریود 600 nm و ضخامت شکاف‌ها نیز 60.5 nm ۴۳
- شکل ۱۰-۲. آرایه ای از شکاف‌ها با ضخامت‌های متفاوت ۴۵
- شکل ۱۱-۲. رابطه میان عرض شکاف و ثابت انتشار موثر ۴۶
- شکل ۱۲-۲. آرایه ای از شکاف‌های متقارن ۴۶
- شکل ۱۳-۲. طیف انتقال محیط پریودیک فلز نقره با مشخصات ، طول هر شکاف 500 nm و طول پریود $3.5 \mu\text{m}$ و ضخامت شکاف‌ها نیز $4 \mu\text{m}$ به ازای زاویه‌های 0° و 60° درجه موج ورودی ۴۸
- شکل ۱۴-۲. طیف انتقال محیط پریودیک فلز نقره با مشخصات ، طول هر شکاف 500 nm و طول پریود $3.5 \mu\text{m}$ و ضخامت شکاف‌ها نیز $4 \mu\text{m}$ به ازای زاویه‌های 20° و 40° درجه موج ورودی ۴۸
- شکل ۱۵-۲. آرایه ای از شکاف‌ها با عرض‌هایی متفاوت ۴۹
- شکل ۱۶-۲. نمودار ثابت انتشار موثر بر حسب ثابت دی‌الکتریک ماده غیر خطی داخل شکاف ۵۰
- شکل ۱۷-۲. نمایی از انحراف نور ایجاد شده به ازای دامنه‌های متفاوت میدان نور ورودی ۵۰

- شکل ۲-۱۸. محیط پریودیک ۵۱
- شکل ۲-۱۹. طیف انتقال محیط پریودیک را برای دو حالت متفاوت پمپ نشان می دهد ۵۲
- شکل ۳-۱. موجی که در راستای مثبت z انتشار می یابد ۵۷
- شکل ۳-۲. پلاریزاسیون خطی ۶۰
- شکل ۳-۳. پلاریزاسیون دایروی ۶۱
- شکل ۳-۴. انواع پلاریزاسیون دایروی ۶۲
- شکل ۳-۵. پلاریزاسیون بیضوی ۶۲
- شکل ۳-۶. حالت عمومی پلاریزاسیون بیضوی ۶۳
- شکل ۳-۷. محیط پریودیک ۶۸
- شکل ۳-۸. محیط پریودیک ۷۰
- شکل ۳-۹. طیف انتقال به روش تئوری با زوایای متفاوت در حالتی که ورودی بدون تاخیر زمانی است ۷۱
- شکل ۳-۱۰. طیف انتقال به روش *FDTD* با زوایای متفاوت در حالتی که ورودی بدون تاخیر زمانی است ۷۲
- شکل ۳-۱۱. مشخصات دو تا موج ورودی ۷۳
- شکل ۳-۱۲. میزان تغییرات زاویه برحسب درجه به ازای هر طول موج برای روش های اول و دوم ۷۴
- شکل ۳-۱۳. طیف انتقال سیستم به روش تئوری برای حالتی که دو تا موج ورودی با تاخیر زمانی وارد شوند به ازای روش های مختلف محاسبه زاویه ۷۵
- شکل ۳-۱۴. طیف انتقال سیستم به روش *FDTD* ، برای حالتی که دو تا موج ورودی با تاخیر زمانی وارد شوند ۷۵

پیشینه پژوهش و بررسی منابع

فصل اول

مقدمه

۱-۱. کلیات

پلاسمون ها یکی از سحر آمیز ترین شاخه های نانو فوتونیک است که می تواند میدان های مغناطیسی را به ابعاد کوچکتر از طول موج محدود کند. بر هم کنش نور با شکاف های نازک^۱ و کوچک فلزی باعث ایجاد پدیده های جالبی همچون افزایش انتقال نور از میان این شکاف های کوچک می شود. این پدیده ها ناشی از پیچیدگی بر هم کنش نور^۲ با سازه های کوچک فلزی است. در سطح فلز مجموعه ای از الکترون های نوسانی وجود دارند که می توانند انرژی الکترومغناطیسی را حمل و جا بجا کنند.

بر هم کنش امواج الکترومغناطیسی با این الکترون های آزاد در سطح فلز باعث ایجاد پدیده های جالبی همچون افزایش انتقال نور میدان نزدیک و نیز ایجاد رزونانس در نواحی مختلف سطح فلز می شود. برای بررسی و شناخت این پدیده ها کار های زیادی انجام شده است که با شناخت این پدیده ها

¹ slit

² Interaction

می توان نور را در نواحی مختلف سطح فلز کنترل کرد و در انتها می توان سوئیچ تمام نوری را با استفاده از این خاصیت های پلاسمونی طراحی کرد.

امروزه سوئیچ های تمام نوری در ارتباطات و پردازش اطلاعات به دلیل سرعت بالا و توان مصرفی کم سهمی مهم و حیاتی دارند. به عنوان مثال می توان به موارد زیر به عنوان بعضی از کاربرد های سوئیچ ها اشاره کرد :

۱. پردازش و کنترل سیگنال های فوتونیک در سیستم های تمام نوری.

۲. کاربرد گسترده در زیر ساخت شبکه های مخابراتی و ارتباطی از جمله در مسیر یابی.

۳. استفاده از سوئیچ های تمام نوری برای ایجاد ارتباطات سریع در ابر رایانه ها.

۴. کاربرد گسترده در سیستم های دیجیتالی.

توجه به سوئیچ های نوری^۱ برای اولین بار در دهه ۸۰ بوجود آمد و در دهه ۹۰ با توسعه استفاده از فیبرهای نوری توسعه یافت در بین سال های ۱۹۹۰-۱۹۹۹ مطالعات زیادی در زمینه سوئیچ های نوری صورت گرفت که منجر به توسعه زیرساخت های ارتباطات نوری و پردازش نوری شد. بدون شک انتقال تکنولوژی سوئیچینگ از حوزه الکترونیک به حوزه نوری مزیت های زیادی در بر داشته است. از جمله این مزیت ها می توان به سرعت سوئیچینگ بالا، افزایش قابلیت اطمینان و افزایش پهنای باند اشاره کرد.

¹ optical switch

سوئیچ های نوری دارای دو قسمت اصلی هستند:

۱. قسمت پسیو که کار جداسازی و ترکیب پرتوهای نوری را بر عهده دارد.

۲. قسمت اکتیو که برای مدیریت و کنترل فاز نور به کار می رود.

قسمت کنترلی فاز نور می تواند با روشهای متعددی از جمله استفاده از اثر *electro-optic*، کریستال های مایع، کوانتوم دات و غیره تحقق یابد. می توان برای تحقق قسمت اکتیو از ویژگی های گسترده پلاسمون های سطحی نیز استفاده کرد.

آنچه که امروزه در ساخت سوئیچ های نوری اهمیت دارد سرعت سوئیچینگ است. در این پروژه سعی خواهد شد برای ساخت سوئیچ های نوری از پدیده پراش در محیط های پلاسمونی استفاده شود. همانطور که می دانیم سرعت واکنش پلاسمون ها بسیار بالا بوده به حدی که زمان ریکاوری^۱ آن در حدود فمتو ثانیه است. هدف این است که با کنترل و مدیریت امواج حاصل از پراش و پلاسمون های سطحی بتوان سوئیچ تمام نوری با سرعت بالا ساخت. آخرین سوئیچ گزارش شده ای که با کوانتوم دات ساخته شده دارای سرعتی در حدود ۲.۵ ترا بایت بر ثانیه است یعنی دارای زمان ریکاوری در حدود ۴. پیکو ثانیه که در مقایسه با پلاسمون ها انتظار می رود که بتوان سرعت سوئیچ را تا چندین برابر بهبود داد. در ادامه به طور خلاصه توضیحاتی را در مورد محیط های پلاسمونی و پلاسمون های سطحی ارائه خواهیم داد.

¹ Recovery

۲-۱. پلاسمون های سطحی^۱

بر هم کنش فلز ها با امواج الکترومغناطیس را می توان با استفاده از چهارچوب کلاسیک معادلات ماکسول کاملا فهمید و اثبات کرد. پس هر نوع ساختار نانو فلز را می توان بدون استفاده از مکانیک کوانتوم بررسی کرد. قبل از آنکه به ویژگی نوری فلزات بپردازیم به طور خلاصه معادلات پایه ماکروسکوپی ماکسول را یادآوری می کنیم. معادلات ماکسول به این صورت بیان می شوند :

$$\nabla \cdot D = \rho_{ext} \quad (1-1)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2-1)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3-1)$$

$$\nabla \times H = J_{ext} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (4-1)$$

در این معادلات چهار میدان ماکروسکوپی D (جابه جایی دی الکتریک) ، E (میدان الکتریکی) ، H (میدان مغناطیسی) و B (چگالی شار مغناطیسی) همراه با بار الکتریکی خارجی و چگالی جریان خارجی که بترتیب به صورت ρ_{ext} و J_{ext} نمایش داده می شوند ، وجود دارند.

درحالتی که محیط خطی ، ایزوتروپیک و غیر مغناطیسی است می توان جابجایی دی الکتریک و

چگالی شار مغناطیسی را چنین تعریف کرد :

$$D = \epsilon_0 \epsilon E \quad (5-1)$$

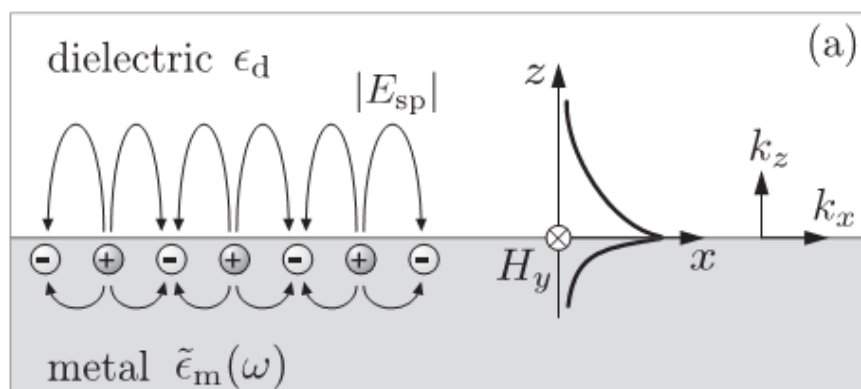
¹ surface plasmon

$$B = \mu_0 \mu H \quad (6-1)$$

در اینجا ϵ_0 و μ_0 به ترتیب ثابت دی الکتریک و نفوذپذیری مغناطیسی در خلأ است. بطور مشابه ϵ ثابت دی الکتریک است، در اینجا مقدار μ برابر یک است زیرا ثابت نفوذ پذیری در محیط غیر مغناطیسی مقداری برابر یک دارد.

در ادامه با استفاده از معادلات بالا روابط حاکم بر امواج مغناطیسی در محیط فلزی را بررسی می کنیم.

نوسان به هم پیوسته و دسته جمعی الکترون های آزاد سطح فلز در سطح مشترک فلز و دی الکتریک را به نام پلاسمون های سطحی می شناسند به این معنی که پلاسمون های سطحی، امواج الکترومغناطیسی تحریک شده ای هستند که در سطح مشترک فلز با دی الکتریک انتشار می یابند. این امواج الکترومغناطیس سطحی، از کوپلینگ^۱ میان میدان مغناطیسی و نوسان الکترون های فلز به وجود می آیند که در شکل (۱-۱) نمایش داده شده است.



شکل ۱-۱. طرحی از توزیع الکترون های آزاد در سطح پلاسمون که به امواج الکترومغناطیس وابسته است.

¹ coupling

۱-۲-۱. معادلات موج

برای بررسی ویژگی های فیزیکی پلاسمون های سطحی در سطح مشترک ما بین فلز و دی الکتریک از معادلات ماکسول استفاده می کنیم. با ترکیب نمودن معادلات (۱-۳ ، ۱-۴) در شرایطی که بار و جریان خارجی وجود ندارد به رابطه زیر می رسیم [۱]:

$$\nabla \times \nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} \quad (۷-۱)$$

که با استفاده از رابطه $\nabla \times \nabla \times E = \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E$ و همچنین رابطه $\nabla \cdot (\epsilon E) \equiv E \cdot \nabla \epsilon + \epsilon \nabla \cdot E$ و یادآوری اینکه هیچ گونه محرک خارجی وجود ندارد، یعنی $\nabla \cdot D = 0$ می توان نوشت:

$$\nabla \left(-\frac{1}{\epsilon} E \cdot \nabla \epsilon \right) - \nabla^2 E = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (۸-۱)$$

که برای تغییرات ناچیز و قابل اغماض ثابت دی الکتریک، ساده شده رابطه (۸-۱) همان تئوری معادله موج الکترومغناطیس است.

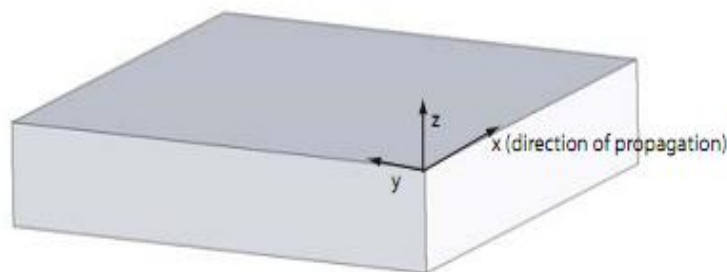
$$\nabla^2 E - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (۹-۱)$$

این معادله را در نواحی مختلف به صورت جداگانه حل می کنیم و در انتها این جواب ها را با استفاده از شرایط مرزی به هم تطبیق می دهیم. بیان محدودیت انتشارموج در هر ناحیه را توسط معادله (۹-۱) را در دو مرحله انجام می دهیم. در مرحله اول فرض می کنیم که میدان الکتریکی عموماً دارای هارمونیک زمانی است به این معنی که $E(r, t) = E(r) e^{-i\omega t}$ ، که با وارد کردن آن در معادله (۹-۱) داریم:

$$\nabla^2 E + K_0^2 \varepsilon E = 0 \quad (1-10)$$

که در آن $K_0 = \frac{\omega}{c}$ ، بردار موج، موجی است که در خلأ انتشار می یابد. معادله (1-10) را به نام معادله هلم هولتز می شناسند.

در مرحله دوم محیط و فضای انتشار موج را تعریف می کنیم. برای سادگی ما فرض می کنیم فضای انتشار یک بعدی است یعنی ثابت دی الکتریک (ε) فقط به یک مختصات فضایی وابسته است. فرض می کنیم موج در راستی x مختصات کارتیزین انتشار می یابد و هیچ گونه دگرگونی و اعوجاجی در راستی عمود بر آن یعنی در راستای y مشاهده نمی شود، شکل (1-2) را ببینید، بنابراین $\varepsilon = \varepsilon(z)$ یعنی ثابت دی الکتریک فقط به مولفه z وابسته است. موج انتشار یافته در سطح $z = 0$ ، سطح الکترومغناطیس موجود در فصل مشترک بین فلز و دی الکتریک (خلأ) را می توان چنین بیان کرد: $E(x, y, z) = E(z)e^{i\beta x}$. پارامتر مختلط $\beta = k_x$ را ثابت انتشار موج عبوری می نامند که به مولفه بردار موج در راستای انتشار وابسته است.



شکل 1-2. تعریف صفحه هندسی موج بر. موج در راستای x مختصات کارتیزین انتشار می یابد.

با وارد کردن مقدار E در رابطه (۱۰-۱) به معادله موج مطلوب زیر می‌رسیم :

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2)E = 0 \quad (11-1)$$

به طور طبیعی برای میدان مغناطیسی H نیز معادله ای شبیه معادله بالا وجود دارد.

معادله (۱۱-۱) نقطه شروع آنالیز عمومی مدهای الکترومغناطیس موجود در موجبرها است که در این زمینه بحث‌های گسترده‌ای در گذشته صورت گرفته است. در ادامه ما از معادلات موج برای تعیین کردن مشخصات میدان و پراکندگی انتشار موج استفاده می‌کنیم. ما نیاز داریم که مولفه‌های مختلف میدان‌های E ، H را به صورت روشن بیان کنیم برای این کار می‌توان از معادلات کرل (۱-۳)، (۱-۴) استفاده کرد.

می‌توان برای مولفه‌های وابسته به هارمونیک زمانی در حوزه فرکانس از $(\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega)$ استفاده

کرد. پس می‌توان به معادلات کوپل شده زیر رسید :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x \quad (12-1)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \quad (13-1)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z \quad (14-1)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x \quad (15-1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y \quad (16-1)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_z \quad (17-1)$$

برای انتشار در راستای x داریم که $(\frac{\partial}{\partial x} = i\beta)$ و همچنین انتشار در راستای y همگن است پس
 $(\frac{\partial}{\partial y} = 0)$ ، پس معادلات بالا را می توان به صورت زیر خلاصه کرد :

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x \quad (18-1)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y \quad (19-1)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z \quad (20-1)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\epsilon_0\epsilon E_x \quad (21-1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_y \quad (22-1)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_z \quad (23-1)$$

این معادلات به آسانی نشان می دهند که می توان جواب ها را به دو دسته موج پایدار با ویژگی های قطبی متفاوت تقسیم کرد : (۱) مد TM (۲) مد TE ، در مدهای TM (مغناطیس عرضی) فقط مولفه های E_x ، E_z و H_y میدان غیر صفر است. همچنین در مدهای TE (الکتريکی عرضی) فقط مولفه های H_x ، H_z و E_y میدان غیر صفر است.

برای مد TM معادله های (۱۸-۱) تا (۲۳-۱) به معادلات زیر کاهش می یابند :

$$E_x = -i \frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (24-1)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_y \quad (25-1)$$

و معادله موج برای مد TM به این صورت است :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0 \quad (26-1)$$

برای مد TE به طور مشابه داریم :

$$H_x = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (27-1)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (28-1)$$

و معادله موج برای این مد به این صورت است :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0 \quad (29-1)$$

که از معادلات موج بدست آمده در ادامه استفاده خواهد شد .

لازم به ذکر است که ما تنها می توانیم از امواج مد TM در پلاسمون های سطحی استفاده کنیم. این

نکته با استفاده از شرایط مرزی قابل اثبات است به همین منظور ما از یک ساختمان ساده که شامل یک

دی الکتریک و یک هادی است استفاده می کنیم (شکل ۱-۳). این ساختمان تنها دارای یک مرز تخت ما

بین دی الکتریک غیر جذب کننده در نصف فضا ($z > 0$) با ثابت دی الکتریک ε_2 و در نصف فضای

مجاور آن ($z < 0$) یک هادی که تابع دی الکتریک آن به صورت $\varepsilon_1(\omega)$ تعریف شده است می باشد