



گروه اتمی و مولکولی

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد در رشته فیزیک لیزر

عنوان

مطالعه اثر نقص بر جابه‌جایی گوس-هانچن در بلورهای فوتونی

یک‌بعدی در حضور متاماده

استاد راهنما

پروفسور عبدالرحمن نامدار

استاد مشاور

دکتر صمد روشن‌انتظار

پژوهشگر

هدایت پور آسیاب

زمستان ۱۳۹۲

نام خانوادگی: پورآسیاب دیزج

نام: هدایت

عنوان پایان نامه: مطالعه‌ی اثر نقص بر جابه‌جایی گوس- هانچن در بلورهای فوتونی یک بعدی در حضور متماده

استاد راهنما: دکتر عبدالرحمن نامدار

استاد مشاور: دکتر صمد روشن انتظار

مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد

رشته: فیزیک

گرایش: لیزر

دانشگاه: تبریز

دانشکده: فیزیک

تاریخ فارغ التحصیلی: ۱۳۹۲/۱۱/۱۶

تعداد صفحات: ۹۶

کلید واژه‌ها: بلور فوتونیک، امواج سطحی، متمواد چپگرد، جابه‌جایی گوس-هانچن.

چکیده:

متمواد چپگرد مواد مصنوعی هستند که ضرایب گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی آنها به طور همزمان منفی بوده و دارای ضریب شکست منفی هستند. حضور این مواد در ساختارهای بلورهای فوتونیک سبب پدیده‌های اپتیکی جالبی شده است. به همین خاطر در این پایان نامه اثر لایه نقص در ساختار شامل متماده را بر جابجایی گوس هانچن مطالعه نمودیم. بلور فوتونیک مورد مطالعه به شکل یک بعدی نیمه بینهایت، و تمامی لایه‌ها بصورت همسانگرد، همگن و بدون اتلاف در نظر گرفته شده است. مطالعات ما در در ناحیه فرکانسی ریز موجی انجام گرفته است که برای این ناحیه فرکانسی، مرتبه مقداری ثابت شبکه بلور فوتونی از مرتبه سانتی متر است. ابتدا با استفاده از تحریک امواج سطحی پسر و پیشرو در بلور فوتونیک بدون نقص و با حضور متماده، وجود جابه‌جایی گوس-هانچن مثبت و منفی را مشاهده کردیم. سپس با اعمال یک لایه نقص در ساختار تناوبی و ثابت ماندن تمامی پارامترها، جابجایی‌های گوس-هانچن را برای محل‌های مختلف نقص و همچنین ضخامت‌های متفاوت لایه نقص بررسی نمودیم. مشاهده کردیم که به ازای محل‌های مختلف لایه نقص بیشینه جابجایی گوس-هانچن در زوایای تابش متفاوت باریکه گوسی رخ می‌دهد. به طوری که این زوایای تابش در مورد امواج پیشرو با دور شدن لایه نقص از سطح بلور از مقادیر بزرگ کاهش یافته و به مقدار نظیر بدون نقص میل می‌کند و در مورد امواج پسر و با دور شدن لایه نقص از سطح بلور از مقادیر کم افزایش یافته و به مقدار نظیر بدون نقص میل می‌کند.

فهرست مطالب

فصل اول- بررسی منابع

- ۱ - ضریب شکست و متاماده ۲
- ۱ - اصول بنیادین متاماده ۴
- ۱-۲-۱- پدیده چپگردی متاماده ۴
- ۱-۲-۲- قانون اسنل معکوس و شکست منفی ۸
- ۱-۲-۳- جابه‌جایی دوپلر معکوس ۱۲
- ۱-۲-۴- ضرایب فرنل ۱۲
- ۱-۲-۵- زاویه منفرجه برای تابش چرنکوف (اثر واویلوو-چرنکوف) ۱۳
- ۱-۲-۶- جابه‌جایی گوس-هانچن منفی ۱۴
- ۱ - فلزات و پلاسماها در فرکانس اپتیکی ۱۵
- ۱ - ساختار توری سیم‌ها در زیر فرکانس پلاسمائی ۱۷
- ۱-۴-۱- ساختار متناوب سیم‌های نازک گسسته ۲۲
- ۱ - توده‌ای از استوانه‌های فلزی ۲۳
- ۱ - ۵ - ۱ - مشددهای حلقه-شکاف ۲۵
- ۱ - ۵ - ۴ - ساختار رولت مانند در فرکانس‌های رادیویی ۲۷
- ۱ - ۶ - ساختارهایی باضریب شکست منفی ($\epsilon_{\text{real}} < 0, \mu_{\text{real}} < 0$) ۲۸
- ۱ - ۷ - ساختارهای لایه‌ای یا بلورهای فوتونیک ۲۹
- ۱ - ۷ - ۱ - ابعاد ساختار لایه‌ای ۳۰

فصل دوم- مبانی و روشها

- ۱-۲-۱- انتشار امواج الکترومغناطیسی در لایه‌های متناوب ۳۴
- ۱-۲-۱- روش ماتریس انتقال برای انتشار امواج الکترومغناطیسی در لایه‌های متناوب ۳۴
- ۱-۲-۲- موج‌های بلاخ و ساختار گاف نوارها ۳۸

- ۳-۲- انتشار موج با قطبش TE در بلور فوتونی نقص‌دار با حضور متاماده... ۴۱.....
- ۴-۲- پلاسمون‌های سطحی ۴۶.....
- ۵-۲- امواج سطحی. ۴۷.....
- ۱-۵-۲- شرایط تشکیل امواج سطحی..... ۴۷.....
- ۲-۵-۲- شارش انرژی امواج سطحی در مرز دو محیط. ۴۹.....
- ۶-۲- مدهای نقص در بلور فوتونی..... ۵۰.....
- ۷-۲- جابه‌جایی گوس-هانچن در ساختارهای لایه‌ای..... ۵۱.....

فصل سوم-نتایج و بحث

- ۳-۱- ساختار لایه‌ای شامل متامواد ۶۲.....
- ۱-۳-۱- ساختار لایه‌ای $L - (R_1 R_2)^N$ ۶۲.....
- ۳-۲- گاف نوارها و منحنی پاشندگی..... ۶۳.....
- ۳-۳- ضریب بازتاب در ساختار $L - (R R)^N$ ۶۷.....
- ۴-۳- اثر محل لایه نقص بر جابه‌جایی گوس-هانچن پرتو بازتابیده از ساختار لایه‌ای..... ۶۹.....
- ۱-۴-۳- اثر محل لایه نقص با ضخامت $0.5cm$ در لایه اول سلول‌ها با تحریک امواج سطحی پیشرو..... ۶۹.....
- ۲-۴-۳- اثر محل لایه نقص با ضخامت $0.5cm$ در لایه اول سلول‌ها با تحریک امواج سطحی پسرو..... ۷۵.....
- ۳-۴-۳- اثر محل لایه نقص با ضخامت $0.25cm$ در لایه اول سلول‌ها با تحریک امواج سطحی پیشرو..... ۸۰.....
- ۴-۴-۳- اثر محل لایه نقص با ضخامت $0.25cm$ در لایه اول سلول‌ها با تحریک امواج سطحی پسرو..... ۸۳.....
- ۸۸..... نتیجه‌گیری
- ۸۹..... پیشنهادات
- ۹۰..... مراجع

فهرست شکل‌ها

- شکل (۱-۱): انتشار انرژی و بردار موج در محیط‌های الف) چپگرد ب) راستگرد..... ۴
- شکل (۲-۱): حجم محدود شده توسط سطح..... ۷
- شکل (۳-۱): الگوی تابش پرتوهای ۱-تابش ۲- بازتاب ۳- شکست منفی ۴- شکست مثبت..... ۹
- شکل (۴-۱): شکست در دو سطح ماده بوسیله تطبیق فازی..... ۱۰
- شکل (۵-۱): عبور پرتو تخت، ۱- همگرا کننده سطوح تخت() ۲- عدسی محدب ($n < 0$) ۳- عدسی مقعر ($n < 0$)..... ۱۱
- شکل (۶-۱): اثر دوپلری در محیط راستگرد و متاماده..... ۱۲
- شکل (۷-۱): زاویه مخروط تابش چرنکوف برای بردار فاز عکس شده است، فاز جبهه های موج گسیل شده در نقاط A, B, C مشخص شده است. شکل سمت راست گسیل در یک محیط با $K < 0$ و شکل سمت چپ گسیل در یک محیط با $K > 0$ را نشان می‌دهد..... ۱۴
- شکل (۸-۱): جابه‌جایی گوس-هانچن..... ۱۵
- شکل (۹-۱): قسمت حقیقی و موهومی ضریب گذردهی الکتریکی برای پلاسما ایده‌آل..... ۱۷
- شکل (۱۰-۱): آرایشی از سیم‌های نازک فلزی با شعاع r و ثابت شبکه a می‌باشد..... ۱۸
- شکل (۱۱-۱): الف) ساختار دو سیم با یک نوار توقف ب) انبوهی از سیم‌های گسسته متناوب که روی صفحات مدار چاپی قرار گرفته‌اند..... ۲۲
- شکل (۱۲-۱): آرایشی از استوانه‌های فلزی رسانا که تحت تابش میدان مغناطیسی در راستای محور استوانه‌ها را نشان می‌دهد..... ۲۶
- شکل (۱۳-۱): ساختار حلقه-شکاف: ظرفیت ما بین حلقه‌ها باعث حالت تشدید ساختار می‌شوند..... ۲۶
- شکل (۱۴-۱): نمودار تراوایی مغناطیسی بر حسب فرکانس است که با توجه به نمودار، ضریب تراوایی در $\omega_0 < \omega < \omega_{mp}$ مقدار منفی خواهد داشت..... ۲۷

- شکل (۱-۱۵): ساختار رولت مانند: ظرفیت بزرگتر برای کاربرد فرکانسی پایین تر ۲۷
- شکل (۱-۱۶): ساختار متامواد مرکب که ترکیبی از سیمها و مشددهای شکاف-حلقه به صورت منظم در راستای محور Z قرار گرفته اند ۲۹
- شکل (۱-۱۷): ساختار بلورهای فوتونیکی یک، دو و بعدی ۳۱
- شکل (۲-۱): محیط متناوب با ضرایب n_1 و n_2 ۳۵
- شکل (۲-۲): دامنه های موج تخت در n امین سلول، به همراه سلول های مجاور ۳۶
- شکل (۲-۳): ساختار نوار موجهای TE در صفحه ی ω, β (E موازی فصل مشترک است) ۴۰
- شکل (۲-۴): ساختار نوار موجهای TM در صفحه ی ω, β (H موازی فصل مشترک است). نقطه چین بیانگر $\beta = \left(\frac{\omega}{c}\right)n_2 \sin \theta_B$ است. مناطق تیره نشان دهنده نوارهای مجاز است ۴۰
- شکل (۲-۵): رابطه ی پاشندگی بین ω و K وقتی که $\beta = 0$ (فرود عمود) ۴۱
- شکل (۲-۶): ساختار بلور فوتونی شامل لایه نقص با حضور متاماده ۴۲
- شکل (۲-۷): نواحی وجود امواج سطحی در صفحه ی X - Y ۵۰
- شکل (۲-۸): طرحواره ای از تحریک امواج سطحی در ساختار سه لایه ای ۵۲
- شکل (۲-۹): نمودار جابه جایی گوس-هانچن بر حسب قسمت موهومی ضریب گذردهی الکتریکی متاماده برای پرتو باریک ۵۴
- شکل (۲-۱۰): نمودار شدت میدان موج بازتابی برای نقاط روی نمودار جابه جایی گوس-هانچن، برای پرتو باریک ۵۵
- شکل (۲-۱۱): نمودار جابه جایی گوس-هانچن بر حسب قسمت موهومی ضریب گذردهی الکتریکی متاماده برای پرتو عریض ۵۵
- شکل (۲-۱۲): نمودار شدت میدان موج بازتابی برای نقاط روی نمودار جابه جایی گوس-هانچن، برای پرتو عریض ۵۶

- شکل (۲-۱۳): ساختار بلور فوتونی تحریک کننده امواج سطحی ۵۶
- شکل (۲-۱۴): نمودارهای جابه‌جایی گوس-هانچن منفی (b) و مثبت (a) بر حسب ضخامت لایه چپگرد ۵۷
- شکل (۲-۱۵): جابه‌جایی گوس-هانچن نسبی مثبت برای $a)L = 3\text{cm}$ و منفی برای $(b)L = 5.7\text{cm}$ ۵۸
- شکل (۲-۱۶): میدان الکتریکی بازتابی بر حسب عرض پرتو برای امواج سطحی پیشرو (a) و امواج سطحی پسرو (b) ۵۸
- شکل (۲-۱۷): توزیع میدان امواج سطحی در حالت پسرو (a) و حالت پیشرو (b) ۵۹
- شکل (۱-۳): ساختار $L - (R_1 R_2)^N$ ، که در آن ضخامت لایه ها $d_1 = 1\text{cm}$ ، $d_2 = 1.65\text{cm}$ و ضرایب شکست لایه‌ها $n_1 = 2$ ، $n_2 = 1.5$ انتخاب شده است. ۶۳
- شکل (۲-۳): نمودار گاف نوارها در بلور فوتونیکي ۶۴
- شکل (۳-۳): نمودار منحنی پاشندگی امواج سطحی در اولین گاف نوار
- با مقادیر $d_c = 0.01\text{cm}$ ، $d_1 = 1\text{cm}$ ، $d_2 = 1.65\text{cm}$ ، $n_1 = 2$ ، $n_2 = 1.5$ ۶۵
- شکل (۳-۴): پروفایل امواج سطحی پسرو با $d_c = 0.01\text{cm}$ ، $\beta = 1.131$ ، $k = 0.845\text{cm}^{-1}$ و امواج سطحی پیشرو با $d_c = 0.01\text{cm}$ ، $\beta = 1.016$ ، $k = 0.845\text{cm}^{-1}$ ۶۶
- شکل (۳-۵): ساختار بلور فوتونی نقص دار با حضور متماده ۶۶
- شکل (۳-۶): نمودار ضریب بازتاب بر حسب زاویه فرودی ۶۷
- شکل (۳-۷): نمودار ضریب بازتاب در فواصل کوچک ۶۸
- شکل (۳-۸): جابه‌جایی گوس-هانچن مثبت با تاثیر لایه نقص با ضخامت 0.5cm در تناوب‌های متوالی (P) در شکل‌ها نشان دهنده تناوبی است که لایه نقص در آن قرار دارد) ۷۳
- شکل (۳-۹): نمودار زاویه‌ای که بیشینه جابه‌جایی گوس-هانچن در حضور لایه نقص رخ می‌دهد بر حسب مکان لایه نقص در بلور فوتونی ۷۴

شکل (۳-۱۰) : نمودار بیشینه جابه‌جایی گوس-هانچن بر حسب مکان لایه نقص در بلور فوتونی.....۷۴

شکل (۳-۱۱): جابه‌جایی گوس-هانچن منفی با تاثیر لایه نقص با ضخامت 0.5cm در تناوب های متوالی (P) در شکل‌ها نشان دهنده تناوبی است که لایه نقص در آن قرار دارد).....۷۸

شکل (۳-۱۲): نمودار زاویه ای که بیشینه جا به جایی گوس-هانچن در حضور لایه نقص رخ می دهد بر حسب مکان لایه نقص در بلور فوتونی۷۹

شکل (۳-۱۳): نمودار بیشینه جابه‌جایی گوس-هانچن بر حسب مکان لایه نقص در بلور فوتونی.....۷۹

شکل (۳-۱۴): جا به جایی گوس-هانچن مثبت با تاثیر لایه نقص با ضخامت 0.25cm در تناوب های متوالی (P) در شکل‌ها نشان دهنده تنوبی است که لایه نقص در آن قرار دارد).....۸۳

شکل (۳-۱۵): جابه‌جایی گوس-هانچن منفی با تاثیر لایه نقص با ضخامت 0.25cm در تناوب های متوالی (P) در شکل‌ها نشان دهنده تناوبی است که لایه نقص در آن قرار دارد)۸۷

مقدمه:

یکی از جنبه‌های قابل توجه تمدن بشری تمایل برای ایجاد یا ساخت چیزی است که در طبیعت نمی‌توان به آن دسترسی داشت. از لحاظ تاریخی، در ابتدا مردم به بازچیدن اشیاء اطرافشان اقدام کردند. سپس شروع به تغییر شکل ساختار ماده موجود در طبیعت یا به عبارتی به بهره‌برداری از آنها پرداختند. در این میان تعداد زیادی ساز و کارها توسعه یافت تا توانستند مواد مفیدی را از طریق منابع طبیعی استخراج کنند. سنتز مواد و علوم و فنون پیشرفته‌تری ظاهر می‌شد تا اینکه به دستکاری مواد در سطح مولکولی و حتی آرایش اتمهای مجزا از هم رسید. بدین ترتیب هر چه بیشتر بتوان مواد را دستکاری کرد، بهتر می‌توان خواص آنها را تغییر داد و انواع متعدد مواد جدید و غیرمعمول را به دست آورد. با این حال به وضوح یک بن بست وجود دارد و آن این است که گامی فراتر از دستکاری اتم وجود ندارد و هر آنچه که می‌توان با اتمها انجام داد، همه آنها شناخته شده اند و نامشان در جدول تناوبی آمده است. لذا باید راهی فراتر از سلسله مراتب ساختاری یافته شود و همین ما را به مفهوم متماده^۱ رهنمون می‌سازد. مواد چپگرد، چیدمان مصنوعی عناصر ساختاری است که برای دستیابی به خواص سودمند و غیرمتعارف طراحی شده است.

در اواخر دهه ی ۱۹۶۰ وی جی وسلایگو^۲ به صورت تئوری به مطالعه موادی پرداخت که در آنها گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی در فرکانس های خاصی به طور همزمان دارای مقادیر حقیقی منفی هستند، و انتشار امواج تخت را در این مواد بررسی کرد [۱]. وی نشان داد در چنین موادی، بردار موج در خلاف جهت بردار پوئین تینگ بوده و سه بردار میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و بردار انتشار، یک دستگاه چپگرد را تشکیل می‌دهند و از اینرو این مواد را چپگرد نامید. وی همچنین زاویه ی شکست منفی در قانون اسنل، عکس شدن اثر دوپلر، مخروطی با زاویه ی منفرجه برای تابش چرنکوف را در مواد چپگرد پیش بینی کرد. در اواخر دهه ی ۱۹۹۰ جی.بی.پندری^۳ و همکارانش ساختارهایی که می‌توانند در فرکانس‌های پایین واقع در ناحیه گیگا هرتز، گذردهی الکتریکی منفی و تراوایی مغناطیسی منفی داشته باشند پیشنهاد دادند [۲-۳]. به دنبال آن دی.آر.اسمیت^۴ و همکارانش چنین ساختارهایی را در آزمایشگاه تولید کردند [۴-۵].

در مرز محیط های فیزیکی مختلف، امواج جایگزیده ای می‌توانند منتشر شوند که امواج سطحی نامیده می‌شود [۶]. تا قبل از پیدایش متماده، امکان ایجاد امواج سطحی با قطبش الکتریکی عرضی به دلیل عدم وجود

¹Metamaterial

²V.G.veselago

³J. B Pendry

⁴ D. R.Smith

ماده‌ای با تراوایی مغناطیسی منفی میسر نبود، تا اینکه با ساخت متاماده امکان وجود امواج سطحی با هر دو نوع قطبش الکتریکی عرضی و مغناطیسی عرضی فراهم شد [۶]. این امواج در نزدیکی فصل مشترک محدود می‌شوند و دارای یک مولفه میدان الکتریکی است که با افزایش فاصله از فصل مشترک به صورت نمایی کاهش می‌یابد [۷]. همان طور که می‌دانیم بلور فوتونی آرایه‌ای متناوب از لایه‌های دی‌الکتریک با ضرایب شکست متفاوت است. این بلورها فقط با آن دسته از امواج الکترومغناطیسی اندرکنش می‌کنند که طول موجشان در حدود تناوب شبکه باشد. چنین امواجی در مرز لایه‌ها دچار بازتاب‌های متعدد می‌شوند و اگر شرط براگ برقرار شود امواج بازتابیده باهم تداخل سازنده کرده، موج از محیط بازتاب خواهد شد و منجر به تشکیل گاف نوار در بلور فوتونی می‌شود [۸].

امواج سطحی را می‌توان به دو صورت پیشرو و پسرو تحریک کرد. امواج سطحی پیشرو انرژی پرتو فرودی را در راستای سطح، رو به جلو (در جهت انتشار پرتو) انتقال می‌دهند و باعث جابجایی گوس-هانچن^۱ مثبت می‌شوند. در حالیکه امواج سطحی پسرو انرژی پرتو فرودی را در راستای سطح، رو به عقب (در خلاف جهت انتشار پرتو) انتقال می‌دهند و باعث جابجایی گوس-هانچن منفی می‌شوند [۹]. برای تشکیل امواج سطحی مغناطیسی عرضی باید گذردهای الکتریکی دو محیط مختلف علامه باشند و برای تشکیل امواج سطحی الکتریکی عرضی باید تراوایی‌های مغناطیسی دو محیط مختلف علامه باشند.

از آنجا که موضوع این پایان‌نامه مربوط به جابجایی گوس-هانچن می‌باشد، اشاره‌ای مختصر به کارهای انجام شده در این زمینه می‌کنیم. این پدیده اولین بار توسط نیوتن پیش‌گویی شد و گوس-هانچن در سال ۱۹۴۷ در آزمایشگاه این اثر را مشاهده کردند. و در سال ۱۹۴۸ آرتمن^۲ این جابجایی را بر اساس بحث پایداری فاز فرمول‌بندی کرد و در سال ۱۹۵۵ فدروو^۳، جابجایی منفی را بیان کرد و ایمبرت^۴ این جابجایی را با استفاده از بحث شار انرژی محاسبه کرد [۱۰].

تحقیقات در مورد جابجایی گوس-هانچن وسعت یافت و به حوزه‌های دیگر فیزیک از جمله آکوستیک، اپتیک غیرخطی، فیزیک پلاسما و مکانیک کوانتومی راه یافت. در سال ۱۹۹۲ آلبرت-لی-فلوچ^۵ و همکارانش توانستند در آزمایشگاه، جابجایی گوس-هانچن را برای پرتو گاوسی لیزر اندازه‌گیری کنند [۱۱]. اخیراً جابجایی گوس-

¹ Goos-Hanchen shift

² Artmann

³ Fedorov

⁴ Imbert

⁵ A.Le Floch

هانچن در بلورهای فوتونیکی توجه زیادی را به خود جلب کرده است. فلباکو^۱ و اسمعیلی^۲ موفق به تخمین مقدار جابه‌جایی گوس-هانچن در بلورهای فوتونیکی یک بعدی، با پرتو فرودی گاوسی شدند. و به صورت تئوری، وجود جابه‌جایی گوس-هانچن را در گاف نوارهای بلور فوتونیکی، اثبات کردند [۱۲]. ونگ^۳ و زو^۴، جابه‌جایی گوس-هانچن را در موج عبوری، برای بلورهای فوتونیکی، با یک لایه نقص^۵ بررسی کردند [۱۳]. بعد از مدتی جابه‌جایی گوس-هانچن روی مواد چپگرد یا یک محیط نا محدود^۶، مورد توجه زیادی قرار گرفت [۱۶-۱۲]. برمن^۷ جابه‌جایی گوس-هانچن منفی را در سطح بین یک محیط معمولی و یک محیط چپگرد بررسی کرد [۱۵]، کرد [۱۵]، و پن^۸ و لی^۹ ثابت کردند که جابه‌جایی گوس-هانچن نور عبوری از یک تیغه متشکل از محیط چپگرد، چپگرد، می‌تواند منفی باشد [۱۴]. ونگ و زو به صورت تئوری نشان دادند که برای محیطی با ضریب شکست منفی و جذب کم، در نزدیکی عبور ماکزیمم، جابه‌جایی گوس-هانچن می‌تواند بزرگ و منفی باشد. همچنین نشان دادند که جابه‌جایی گوس-هانچن برای پرتو بازتابی، برای موج الکترومغناطیسی عرضی در نزدیکی زاویه بروستر، بزرگ و مثبت (یا منفی) می‌باشد [۱۷]. گروه ونگ جابه‌جایی گوس-هانچن را در یک لایه نازک از مواد چپگرد ناهمسانگرد با دقت شرح دادند و در مورد علامت جابه‌جایی گوس-هانچن، در بازتاب کلی و بازتاب امواج از سطح اول، بحث کردند [۱۸]. خیانگ^{۱۰} و همکارانش جابه‌جایی گوس-هانچن را در پرتو عبوری از یک تیغه حاوی مواد نامحدود بررسی کردند. جابه‌جایی گوس-هانچن منفی یا مثبت، وابسته به زاویه برخورد و پارامترهای فیزیکی محیط نامحدود می‌باشد [۱۹].

در این پایان نامه اثر محل لایه نقص بر جابه‌جایی گوس-هانچن در حضور متماده در بلور فوتونی یک بعدی مورد بررسی قرار گرفته است.

ترتیب مطالب پایان‌نامه به این صورت است: فصل اول به معرفی متماده و بلورهای فوتونی اختصاص یافته است. در فصل دوم روش‌های به کار رفته در محاسبات عددی و اشاره ای کوتاه بر جابه‌جایی گوس-هانچن بیان شده است. در فصل سوم نیز نتایج مورد بحث و بررسی قرار گرفته است.

¹ Felbacq

² Smaali

³ Wang

⁴ Zhu

⁵ defect layer

⁶ indefinite medium

⁷ Berman

⁸ Chwn

⁹ Li

¹⁰ Xiang

فصل اول

بررسی منابع

مقدمه:

با پیشرفت کردن علم، در بازه ای از فرکانس ها موادی طراحی و ساخته شدند که دارای ضریب گذردهی الکتریکی و ضریب تراوایی مغناطیسی منفی هستند. دسترسی به این مواد راهگشای نتایجی تازه در علم فیزیک و فتونیک بود. در این فصل ویژگی ها و رفتار اپتیکی این مواد مصنوعی (متمواد^۱) مورد مطالعه قرار می گیرد. ما ساختارهایی که به طور همزمان دارای ϵ و μ منفی باشند را به عنوان مواد چپگرد معرفی می کنیم [۲۰]. در این مواد به دلیل منفی بودن ضریب شکست، سرعت فاز و سرعت گروه امواج الکترومغناطیسی در خلاف جهت هم منتشر می شوند. همچنین راستای انشار امواج الکترومغناطیسی در خلاف جهت شارش انرژی می باشد، که این یکی از تفاوت های اساسی بین مواد معمولی و مواد با ضریب شکست منفی است. وسلاگو خصوصیات اپتیکی مختلفی از ساختارهای ضریب شکست منفی بدست آورد.

سیم های نازک میله ای که به طور متناوب کنار هم قرار گرفته اند در بازه فرکانسی میکروویو خاصیت گذردهی منفی از خود نشان می دهند [۲۰، ۲۱]، اما بدلیل عدم وجود بار مغناطیسی در مقایسه با بار الکتریکی بسختی می توان موادی بدست آورد که دارای ضریب تراوایی مغناطیسی منفی باشد.

پندری مدلی ارائه کرد که در آن ساختارهای منظم مصنوعی که به طور متناوب کنار هم قرار گرفته اند در فرکانسی نزدیک فرکانس تشدید دارای ضریب تراوایی منفی می باشند [۳]. وی آنها را مشددهای شکاف-حلقه^۲ (SRR) نامید. اسمیت^۳ با کنار هم قرار دادن مشددهای حلقه و سیم های نازک به صورت منظم در ابعاد ابعاد مختلف توانست به اثبات تجربی مواد چپگرد پی برد. بدین صورت نشان داده شد برای حالتی که ϵ و μ به

¹ Left-Handed Material

² Split-Ring Resonator

³ Smith

طور همزمان منفی هستند ضریب شکست منفی حاصل می شود. این مواد، ساختار کاملاً مصنوعی دارند و به خاطر پاسخ ماورای طبیعی شان به موج الکترومغناطیسی به تمام مواد معروف هستند.

۱-۱ - ضریب شکست و متاماده

در اپتیک، خواص نوری مواد توسط ضریب شکست تعیین می شود $(n = \frac{c}{v})$. که c سرعت نور در خلا و v سرعت موج الکترومغناطیسی در محیط است. با استفاده از $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ و $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$ ضریب شکست را می توان به صورت زیر در نوشت:

$$n^2 = \epsilon \mu \quad (1-1)$$

که ϵ_r و μ_r به ترتیب ضریب نسبی گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی محیط هستند. همانطور که می دانیم ضریب شکست محیط های مختلف، متفاوت است. مثلاً ضریب شکست یک محیط جاذب به شکل کمیت مختلط و برای محیط غیر همسانگرد کمیت تانسوری در نظر گرفته می شود.

در همه این موارد علامت ضریب شکست مثبت در نظر گرفته می شود اما اگر علامت ضریب شکست، منفی شود پاسخ ماده به میدان موج الکترومغناطیسی چگونه خواهد شد؟ پاسخ این سوال در سال ۱۹۶۸ بطور نظری توسط وسلانو^۱ داده شد. وی برای اولین بار بطور نظری الکترودینامیک محیطی را که دارای گذردهی الکتریکی منفی و نفوذپذیری مغناطیسی منفی هستند را بررسی کرد [۱]. می دانیم گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی کمیت های اساسی هستند که انتشار امواج الکترومغناطیسی را در مواد تعیین می کنند زیرا این کمیات تنها پارامترهای ماده هستند که در معادله پاشندگی ظاهر می شوند:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij} \mu_{ij} - k^2 \delta_{ij} + k_i k_j = 0 \quad (2-1)$$

که در یک محیط همسانگرد معادله (۲-۱) به شکل زیر در می آید:

$$n^2 = \epsilon \mu k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \quad (3-1)$$

اگر از اتلافات صرف نظر شود، ϵ و μ و n کمیات حقیقی خواهند شد. با توجه به معادله های (۳-۱) ملاحظه می شود که تغییر همزمان علامت های ϵ و μ هیچ کدام از این روابط را تغییر نمی دهند. چنانچه در بخش های

¹Veselago

بعدی این فصل خواهیم دید موادی که به طور همزمان دارای ϵ و μ منفی هستند، خواص فیزیکی منحصر به فردی دارند که آنها را از مواد معمولی که دارای ϵ و μ مثبت هستند متمایز می‌سازد. به منظور درک اثر تغییر علامت های ϵ و μ ، باید معادلات اولیه ماکسول را که ϵ و μ به تنهایی ظاهر شده‌اند در نظر بگیریم. معادلات اساسی ماکسول عبارت اند از:

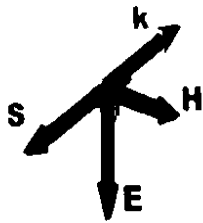
$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases} \quad \begin{cases} \vec{B} = \mu \vec{H} \\ \vec{D} = \epsilon \vec{E} \end{cases} \quad (4-1)$$

برای موج تخت تک‌رنگ که تمامی کمیات متناسب با $e^{i(kz - \omega t)}$ است روابط (4-1) به شکل زیر در می‌آید:

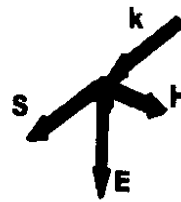
$$\begin{cases} \vec{K} \times \vec{E} = +\frac{\omega}{c} \mu \vec{H} \\ \vec{K} \times \vec{H} = -\frac{\omega}{c} \epsilon \vec{E} \end{cases} \quad (5-1)$$

در نگاه اول می‌توان فهمید که اگر $\epsilon > 0$ و $\mu > 0$ باشند، $(\vec{H}, \vec{K}, \vec{E})$ دستگاه راستگرد تشکیل می‌دهند. و همین دلیل نامگذاری مواد راستگرد است. نکته جالبی که از این معادلات می‌توان فهمید این است که با تغییر همزمان علامت های ϵ و μ دستگاه چپگرد تشکیل می‌دهند $(\vec{H}, \vec{K}, \vec{E})$ و همین دلیل نامگذاری مواد چپگرد است.

اگر قسمت حقیقی ϵ و μ منفی باشد $(\vec{H}, \vec{K}, \vec{E})$ دستگاه راستگرد تشکیل نمی‌دهند. ضریب شکست در چنین محیطی باید منفی باشد چون انرژی، در نتیجه بردار پوئین تینگ در جهت انتشار حرکت نمی‌کند و بردار پوئین تینگ نیز با سرعت گروه هم جهت است. در نتیجه در متماده سرعت فاز و سرعت گروه در خلاف جهت هم هستند [۲۱]. پس بردارهای $(\vec{H}, \vec{K}, \vec{E})$ در متماده تشکیل سه تایی چپگرد را می‌دهند در حالیکه در مواد معمولی، این سه بردار تشکیل سه‌تایی راستگرد می‌دهند (شکل (1-1)).



شکل ۱-۱: الف
مواد چپگرد



شکل ۱-۱: ب
مواد راستگرد

شکل (۱-۱): انتشار انرژی و بردار موج در محیط‌های الف) چپگرد ب) راستگرد [۲۱].

۱-۴ اصول بنیادین تماماده

در این قسمت به برخی از ویژگی‌های منحصر به فرد تماماده که اولین بار وسلاگو به آنها اشاره کرده است، می‌پردازیم.

۱-۲-۱- پدیده چپگردی تماماده

یک ماده چپگرد به ماده‌ای اطلاق می‌شود که در آن ϵ و μ ، همزمان منفی شوند. منفی بودن همزمان دو کمیت ϵ و μ ، باعث می‌شود که سرعت‌های فاز و گروه در خلاف جهت هم قرار گیرند. با استفاده از معادلات ماکسول خواهیم داشت:

$$\nabla \times \vec{E}(t) = -\frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t} - \vec{M}_s(t) \quad (۶-۱)$$

$$\nabla \times \vec{H}(t) = \frac{\partial \vec{D}(t)}{\partial t} - \vec{J}_s(t) \quad (۷-۱)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(t) = \sigma_m(t) \quad (۸-۱)$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(t) = \sigma_e(t) \quad (۹-۱)$$

که در آن \vec{M}_s چگالی سطحی جریان مغناطیسی، \vec{J}_s چگالی سطحی جریان الکتریکی، σ_e چگالی بار الکتریکی و σ_m چگالی بار مغناطیسی می‌باشد. اگر ماده خطی مستقل از فرکانس باشد، ϵ و μ وابسته به میدانها و فرکانس نباشد) خواهیم داشت [۲۲]:

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 \vec{E}(t) + \vec{p}(t) = \epsilon_0(1 + \chi_e) \vec{E}(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}(t) = \epsilon \vec{E}(t) \quad (10-1)$$

$$\vec{B}(t) = \mu_0 \vec{H}(t) + \vec{M}(t) = \mu_0(1 + \chi_m) \vec{H}(t) = \mu_0 \mu_r \vec{H}(t) = \mu \vec{H}(t) \quad (11-1)$$

که در آن بردارهای \vec{p} و \vec{M} بیانگر قطبش الکتریکی و مغناطیسی، χ_e و χ_m به ترتیب پذیرفتاری الکتریکی و مغناطیسی، ϵ_r و μ_r گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی ماده مورد نظر است.

$$\epsilon_r = (1 + \chi_e) \quad (12-1)$$

$$\mu_r = (1 + \chi_m) \quad (13-1)$$

با در نظر گرفتن وابستگی زمانی میدانها به شکل $e^{i\omega t}$ معادلات بالا به شکل زیر در می‌آیند:

$$\nabla \times \vec{E}(t) = -i\omega \mu \vec{H} - \vec{M}_s(t) \quad (14-1)$$

$$\nabla \times \vec{H}(t) = i\omega \epsilon \vec{E} - \vec{J}_s(t) \quad (15-1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \mu \vec{H} \cdot \nabla = \sigma_m(t) \quad (16-1)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \nabla \cdot \vec{D}(t) = \sigma_e(t) \quad (17-1)$$

می‌دانیم بر اساس سری فوریه، هر کمیت فیزیکی با استفاده از امواج تخت، قابل بیان هست. لذا با در نظر گرفتن امواج تخت به شکل زیر و جاگذاری آن در معادلات ماکسول بالا، اطلاعات کافی راجع به پاسخ اساسی ماده به دست می‌آید:

$$\vec{H} = \frac{\vec{E}_0}{\eta} \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{r}) \quad ; \quad \vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{r}) \quad (18-1)$$

که در آن \vec{K} معرف بردار موج انتشار و $\eta = \frac{E}{H}$ امپدانس موج است.

برای سادگی فرض می‌شود که ماده بدون اتلافات هست. برای ماده راستگرد که $\epsilon > 0$ و $\mu > 0$ هست معادله ماکسول به شکل زیر در می‌آید:

$$\begin{cases} \vec{K} \times \vec{E} = +\mu\omega \vec{H} \\ \vec{K} \times \vec{H} = -\epsilon\omega \vec{E} \end{cases} \quad (19-1)$$

که بردارهای سه‌گانه راستگرد را که در شکل (۱-۱) نشان داده شده است را تشکیل می‌دهد. اما برای متماده که ϵ و μ به طور همزمان منفی می‌شوند، از آنجایی که $|\epsilon| = -\epsilon > 0$ و $|\mu| = -\mu > 0$ معادلات ماکسول به شکل زیر در می‌آیند:

$$\begin{cases} \vec{K} \times \vec{E} = -|\mu|\omega\vec{H} \\ \vec{K} \times \vec{H} = +|\epsilon|\omega\vec{E} \end{cases} \quad (۲۰-۱)$$

که بردارهای سه‌گانه غیر معمول چپگرد $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{K})$ را تشکیل می‌دهد. می‌دانیم سرعت فاز عبارت است از:

$$\vec{K} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \vec{V}_p = \frac{\omega}{k} \vec{K} \quad (۲۱-۱)$$

از آنجایی که فرکانس همیشه کمیت مثبتی است، لذا سرعت فاز برای متماده در جهت مخالف آن در یک ماده راستگرد است. از طرف دیگر چون جهت انتشار بردار موج برای یک ماده راستگرد به طرف خارج منبع است، بنابراین در متماده، جهت انتشار بردار موج به طرف منبع خواهد شد.

$$RH: \quad V_p > 0 \quad K > 0 \quad (۲۲-۱)$$

$$LH: \quad V_p < 0 \quad K < 0 \quad (۲۳-۱)$$

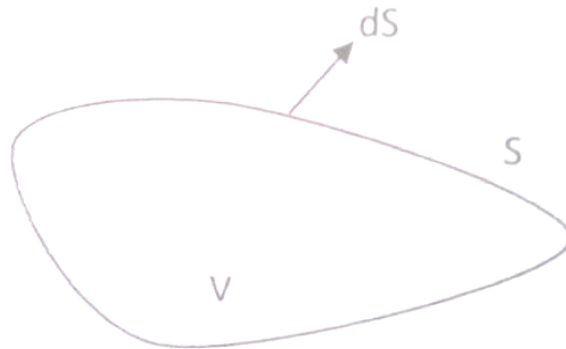
از معادله (۲۰-۱) برمی‌آید که در متماده، سرعت فاز به طرف عقب منبع حرکت می‌کند که در خلاف جهت حرکت توان منبع می‌باشد که به نوعی به سرعت گروه موج مربوط می‌شود. با فرض اینکه توان در جهت مثبت متغیر فضایی z ، منتشر می‌شود، این انتشار فاز به سمت عقب منبع دلالت دارد که میدانها دارای وابستگی زمانی-مکانی به صورت زیر می‌باشند:

$$\vec{H}, \vec{E} \approx \exp[i(\omega t + |\vec{n}| \vec{K}_0 \cdot \vec{r})] \quad (۲۴-۱)$$

در این رابطه، انتشار موج الکترومغناطیسی، در یک محیط همگن و همسانگرد در نظر گرفته شده است. بطوریکه ثابت انتشار (K) تنها مولفه بردار موج می‌باشد که معادل عدد موج K_n در این ماده می‌شود.

$$n = \mp \sqrt{\epsilon_r \mu_r} K = K_n = n K_0 = n \frac{\omega}{c} \quad (۲۵-۱)$$

چون در یک متاماده، $K < 0$ است، لذا از معادله (۱-۲۵) نتیجه می‌گیریم که ضریب شکست در این ماده باید منفی باشد [۱]. برای درک مطالب ذکر شده، نظریه پوئین تینگ را در فضای نشان داده شده در شکل (۱-۲) را بررسی می‌کنیم [۲۲].



شکل (۱-۲): حجم محدود شده توسط سطح S [۲۲].

$$P_s = P_0 + P_1 + 2j\omega(W_e - w_m) \quad (۲۶-۱)$$

$$P_s = -\frac{1}{2} \int (\vec{E} \cdot \vec{j}_s^* + \vec{H}^* \cdot \vec{M}_s) dv \quad (۲۷-۱)$$

$$p_0 = \frac{1}{2} \oint \vec{E} \cdot \vec{H}^* ds \quad (۲۸-۱)$$

$$P_l = \frac{\sigma_e}{2} \int E^2 dv + \frac{\sigma_e}{2} \int H^2 dv + \frac{\omega}{2} \int (\epsilon'' E^2 + \mu'' H^2) dv \quad (۲۹-۱)$$

$$W_m = \frac{1}{4} \text{Re} \int \vec{H} \cdot \vec{B}^* dv; W_e = \frac{1}{4} \text{Re} \int \vec{E} \cdot \vec{D}^* dv \quad (۳۰-۱)$$

در این نظریه توان تحمیلی P_0 در حجم V ، توسط منابع M_s و J_s را به صورت مجموع توان خروجی P_0 خارج شونده از سطح بسته محدود کننده حجم V یعنی S ، متوسط زمانی توان تلف شده P_l در حجم V به دلیل هدایت الکتریکی و مغناطیسی و تلفات دی‌الکتریک و مغناطیسی و متوسط انرژی الکتریکی و مغناطیسی ذخیره شده در حجم V یعنی W_m و W_e بیان می‌کند. شارش توان P_0 بصورت زیر به بردار پوئین تینگ مربوط می‌شود.

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^* \quad (۳۱-۱)$$

بردار پوئین تینگ \vec{S} که توسط معادله (۲۸-۱) به توان خروجی P_0 مربوط می شود هم جهت با سرعت گروه قرار می گیرد.

$$\vec{v}_g = \nabla_{\vec{k}} \omega \quad (۳۲-۱)$$

که عموماً همان سرعت سیگنال مدوله شده در محیط است. بنابراین در مقایسه با سرعت فاز، بردار پوئین تینگ به مقادیر ϵ و μ محیط بستگی نداشته و فقط به مقادیر H و E بستگی دارد. بنابراین با فرض اینکه انرژی در جهت مثبت منتشر می شود، خصوصیات محیط های راستگرد و متماده را می توان به صورت زیر طبقه بندی کرد [۳۰-۳۳]:

$$\text{RH: } V_g > 0 \quad V_p > 0 \quad K > 0 \quad (۳۳-۱)$$

$$\text{LH: } V_g > 0 \quad V_p < 0 \quad K < 0 \quad (۳۴-۱)$$

این واقعیت که سرعت فاز منفی است در نگاه اول ممکن است اشکال داشته باشد. با این وجود این موضوع کاملاً قابل قبول است. زیرا باید توجه کرد که سرعت فاز، نشان دهنده پیشروی آشفتگی ایجاد شده در محیط است (نه در انتشار انرژی).

۱-۲-۲- قانون اسنل^۱ معکوس و شکست منفی

با استفاده از معادلات ماکسول^۲ به چگونگی انتشار موج الکترومغناطیسی درون متماده می پردازیم. با ترکیب معادلات ماکسول به معادله انتشار موج می رسیم که به صورت زیر می باشد:

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial t^2} \quad (۳۵-۱)$$

یک دسته از جوابهای معادله (۳۴-۱) به صورت تابع نمایی $\exp[i(nkd - \omega t)]$ می باشد که در آن $n = \sqrt{\epsilon \mu}$ تعریف می شود. با توجه به علامت های ϵ , μ دو حالت مجزا برای پرتو نوری تخت در نظر می گیریم. حالت اول زمانی است که $\epsilon > 0$, $\mu > 0$ است در نتیجه جواب پیشنهادی مربوط به محیطی با ضریب شکست مثبت است و حالت دوم زمانی است که $\epsilon < 0$, $\mu < 0$ است در نتیجه جواب پیشنهادی مربوط به محیطی با ضریب شکست منفی است.

¹Esnel

²Maxwell