نگاه فیزیـــکی بر فرامواد چپگرد با ضـــریب شکست منفی

هادی رحیمی / دانشیار گروه فیزیک دانشگاه آزاد اسلامی واحد شبستر

مهین درویشی / دبیر فیزیک آموزش‌وپرورش شهرستان‌شبستر

چکیده

به‌تازگی نتایج پژوهش‌های نظری و تجربی نشان داده است که امکان تهیهٔ انواع جدیدی از مواد وجود دارد که در طبیعت یافت نمی‌شوند و به همین جهت به آن‌ها فرامواد می‌گویند. این فرامواد به دلیل دارا بودن ویژگی‌های منحصربه‌فرد، به‌عنوان حوزهٔ جدید فیزیک و مهندسی مطرح شده‌اند. فرامواد این قابلیت را دارند که با هر دو مؤلفه میدان الکتریکی و مغناطیسی برهم‌کنش کنند به همین دلیل استفاده از فرامواد، روش قدرتمندی را برای کنترل میدان‌های نوری و ریزموجی عرضه می‌کند. فرامواد را می‌توان براساس ضرایب گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی، به دو صورت فرامواد چپگرد با ضرایب شکست منفی و فرامواد تک منفی دسته‌بندی کرد. فرامواد چپگرد موادی هستند که در آن‌ها ضرایب گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی هر دو همزمان منفی هستند، در حالی که در فرامواد تک منفی، فقط یکی از ضرایب گذردهی الکتریکی یا نفوذپذیری مغناطیسی منفی هستند. فرامواد تک منفی به دلیل ساخت راحت نسبت به فرامواد چپگرد اخیراً در ساختارهای بلور فوتونی، مورد توجه ویژه‌ای قرار گرفته‌اند.

کلیدواژه‌ها: فرامواد، ضریب شکست منفی، ضرایب گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی

مقدمه

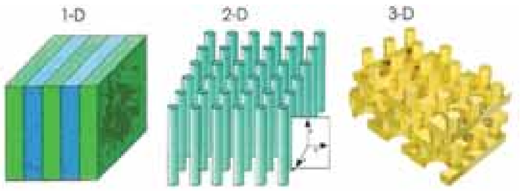
در اپتیک ضریب شکست مواد، نسبت سرعت نور در خلأ به سرعت نور در محیط مادی است. تمام مواد طبیعی موجود مانند آب، شیشه، هوا، بلورها (شکل ۱) و غیره دارای ضریب شکست مثبت هستند. مواد اپتیکی، نفوذپذیری ناچیزی را در بسامدهای نوری دارند لذا اغلب مواد اپتیکی، غیرمغناطیسی هستند. در این مواد ویژگی‌های نوری به‌وسیله گذردهی الکتریکی بیان می‌شود. گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی، واکنش ماکروسکوپی یک محیط به میدان الکتریکی و مغناطیسی است. واکنش دستگاه به معنی ایجاد دوقطبی‌های الکتریکی و مغناطیسی است [۲-۱].

در حالت کلی دستگاه‌های نوری را برحسب اندازه ساختار شبکه (a) و طول موج اعمالی (λ) به سه دسته تقسیم‌بندی می‌شود. در حالت اول، اندازه ساختار شبکه خیلی کوچک‌تر از طول موج است یعنی ($a<<\lambda$) این وضعیت در بلورهای نوری معمولی و فراموادها (شکل ۲) اتفاق می‌افتد.

▲ شکل ۱: نوعی بلور معمولی

▲ شکل ۲: ساختار فرامواد

در حالت دوم اندازه ساختار شبکه تقریباً برابر با طول موج نور است یعنی ($a\sim\lambda$) پراش، تداخل و بلورهای فوتونی مثال‌هایی از این وضعیت هستند [۴-۳].



▲ شکل ۳: مثال‌های ساده از بلورهای فوتونی یک و دو و سه بعدی

حالت سوم در اپتیک هندسی مطرح است که در آن اندازه ساختار شبکه خیلی بزرگ‌تر از طول موج نور است یعنی ($a>>\lambda$). تشکیل سایه و ایجاد تصویر در عدسی‌ها مثال‌هایی از این حالت هستند (شکل ۳).

۲. انتشار امواج تخت

معادله‌های حاکم بر شکست نور در فصل مشترک دو محیط با ویژگی‌های دی الکتریکی متفاوت، از معادله‌های ماکسول و با در نظر گرفتن شرایط مرزی به‌دست می‌آید. ابتدا معادله‌های ماکسول را برای موج رونده در یک محیط بدون بار می‌نویسیم:

$$\nabla.D=0,\quad \nabla\times E=-\frac{\partial B}{\partial t},$$

$$\nabla.B=0,\quad \nabla\times H=\frac{\partial D}{\partial t},$$

E میدان الکتریکی، B میدان مغناطیسی نور، ε گذردهی نسبی الکتریکی و μ نفوذپذیری نسبی مغناطیسی است.

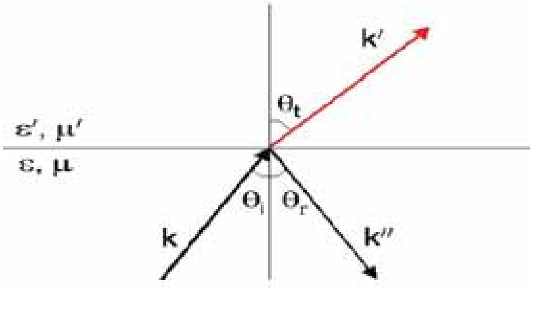
یک راه حل برای معادله موج $\nabla^2E+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)E=0$ به‌صورت $A=e^{i(kx-\omega t)}$ است که در آن k عدد موج است. مؤلفه‌های فضایی و زمانی موج نیز با رابطه پاشندگی به یکدیگر مربوط می‌شوند.

$$\frac{n}{c}=\frac{k}{\omega}=\sqrt{\mu\varepsilon}$$

در مواد شفافی که در آن‌ها ε و μ هر دو مثبت $\varepsilon>0$ و μ یا هر دو منفی $\varepsilon<0$ و μ باشد، ضریب شکست ($n=\sqrt{\varepsilon\mu}$) مثبت یا عدد موج (k) حقیقی می‌شود و در نتیجه موج منتشر خواهد شد. ولی موادی که دارای $\varepsilon<0$ و $\mu>0$ یا $\varepsilon>0$ و $\mu<0$ هستند برای امواج الکترومغناطیسی مات‌اند و نور در آن‌ها منتشر نمی‌شود [۵].

۳. شکست

موج تختی را در نظر می‌گیریم که به فصل مشترک دو محیط با گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی ε، μ و 'μ، 'ε بتابد. ضرایب شکست دو محیط $n=\sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}}$ و $n'=\sqrt{\frac{\varepsilon'\mu'}{\varepsilon_0\mu_0}}$ هستند (شکل ۴).



▲ شکل ۴: شکست نور

تغییرات فضایی و زمانی میدان‌های تابشی و بازتابشی و شکستی در فصل مشترک باید یکسان باشد و لذا فاز آن‌ها باید برابر باشد.

$$(k.x)_{interface}=(k'.x)_{interface}=(k''.x)_{interface}$$

$$k\sin\theta_i=k'\sin\theta_t=k''i\sin\theta_r$$

رابطه اسنل برابر است با

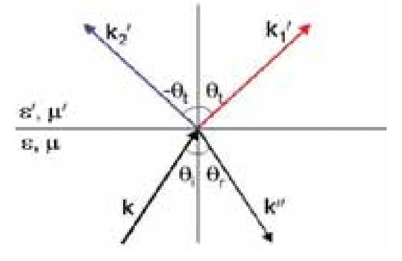
$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t}=\frac{k'}{k}=\sqrt{\frac{\varepsilon'\mu'}{\mu\varepsilon}}$$

θ_i، θ_r و θ_t زوایای تابش، بازتابش و شکســـت و k، k'، k'' بردارهای موج تابشی، بازتابشی و شکست هستند [۵].

۴. ضریب شکست منفی

ساخت موادی با ضریب شکســـت منفی را اولین بار فیزیک‌دان اوکراینی **ویکتور وسلاگو**[۱] در سال ۱۹۶۸ به‌صورت نظری مطرح کرد، ولی دستیابی به موادی با ضریب شکست منفی به‌طور تجربی تا سال ۲۰۰۰ امکان‌پذیر نشد [۶].

با توجه به رابطه اســـنل ($\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t} = \frac{n'}{n}$) برای ضریب شکست مثبت، نسبت $\frac{n'}{n}$ مثبت است پس زاویه شکست نیز مثبت می‌شود و زاویه‌های تابش و شکســـت در دو طرف خط عمود واقع‌اند ولی برای ضریب شکست منفی این نسبت به‌صورت $-\frac{n'}{n}$ در می‌آید و لذا زاویه شکست منفی می‌شود و در نتیجه زاویه تابش و شکست مطابق شکل (۵) هر دو در یک طرف خط عمود بر فصل مشترک قرار می‌گیرند.

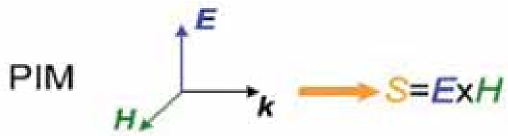


شکل ۵: شکست منفی

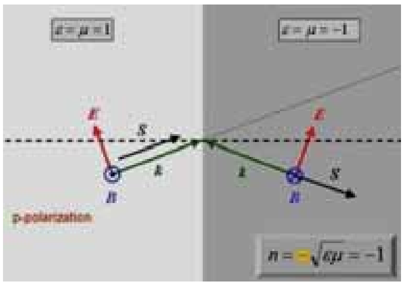
در شکل بالا k_1' بردار موج عبوری در محیطی با ضریب شکست مثبت و k_2' بردار موج عبوری در محیطی با ضریب شکست منفی قرار دارند. موادی با ضریب شکســـت مثبت را اصطلاحاً RHM[۲] و PIM[۳] نیز می‌گویند.

RHM = مادهٔ راستگرد
PIM = مادهٔ با ضریب شکست مثبت

در مـــواد معمولی با $n>0$، میدان‌هـــای الکتریکی در دو محیط، هم‌جهت خواهند شد و بردار موج K، میدان الکتریکی E و میدان مغناطیســـی H مطابق شکل زیر تشـــکیل یک مجموعه راستگرد (RHM) را می‌دهند. بنابراین بردار پوئینتینگ[۴] $(S' = E' \times H')$ با بردار K' موازی و هم‌جهت خواهد شـــد یا به عبارتی سرعت فار و سرعت گروه در این مواد هم‌راستا هستند (شکل ۶).



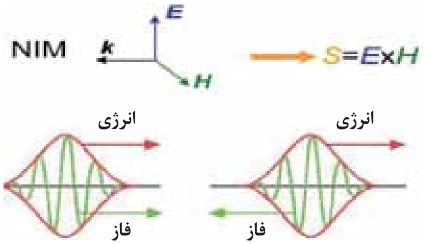
شـــکل زیر دو محیط با ضریب شکســـت مثبت و منفی را نشان می‌دهد که در آن‌ها نوری با قطبش P منتشر می‌شود. مطابق شکل محیط‌هایی که در آن‌ها $\varepsilon' < 0$ و μ' است، K' و S' با هم موازی ولی در خلاف جهت هم هستند یا به عبارتی سرعت گروه و سرعت فاز در خلاف جهت هم هستند.



شکل ۶: انتشار نور در RHM/LHM

در موادی با ضریب شکســـت منفی (NIM) بردار موج K، میدان الکتریکی E و میدان مغناطیســـی H مطابق شکل زیر تشکیل یک مجموعه چپ‌دست (LHM)[۵] را می‌دهند.

LHM = مادهٔ چپگرد



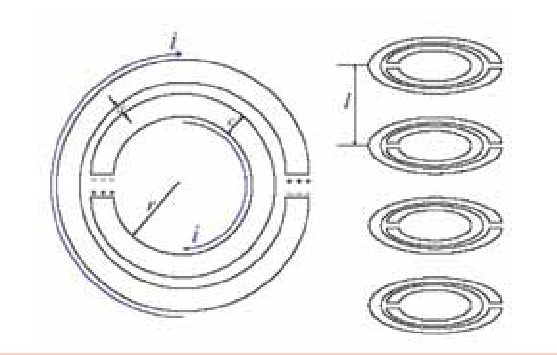
به امواجی که در محیط LHM منتشـــر می‌شوند امواج پس‌تاب و به امواجی که در محیط RHM منتشـــر می‌شوند امواج پیش‌تاب می‌گویند.

به موادی با ضریب شکســـت منفی، فرامادہ نیز می‌گویند. فرامواد دارای ویژگی ساختاری (ثابت شبکه‌ای) کوچک‌تر از طول موج نور فرودی است بنابراین میدان نوری یک محیط همگن را خواهید دید. برای نورهای مرئی ثابت شبکه از مرتبه نانومتر و برای امواج ریزموج از مرتبه دســـی‌متر اســـت. تنها فرا ماده به‌طور طبیعی در دسترس اوپال یک نوع ســـنگ سیلیس است که در ناحیه مرئی کار می‌کند. فرامواد در بسامد ریزموج همیشه به‌طور مصنوعی ساخته می‌شوند و اصلاً در طبیعت وجود ندارد. برخی فلزات موجود در طبیعت مانند نقـــره، طلا و آلومینیم در ناحیه نـــوری دارای گذردهی الکتریکی ε منفی هستند و برخی در بسامدهای کم دارای μ منفی هستند. لذا هیچ‌گونه ماده حجیمی که دارای ε و μ منفی باشند در بسامد یکسان یافت نمی‌شود. لذا شلبی اخیراً ساختاری را گزارش داد که در آن ε و μ می‌تواند همزمان در گســـترهٔ باریکی حول ناحیه ریزموج ایجاد شود. این ساختار شامل آرایهٔ متناوبی از سیم‌های مسی و مشددهای حلقه‌ای شـــکافته بود که در آن‌ها ε و μ همزمان در ناحیه ریزموج منفی می‌شـــود [۱۴-۷]. گذردهی مجموعه‌ای از سیم‌ها می‌تواند

به‌صورت زیر بیان شود:

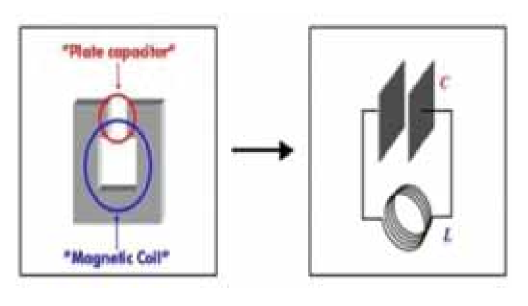
$$\varepsilon(\omega)=۱-\frac{\omega_p^{۲}}{\omega^{۲}}$$

ω بسامد میدان تابشی و ω_p بسامد پلاسمای مربوط به هندسه سیم‌هاست و با تنظیم آرایه سیم‌ها می‌توان ناحیه‌ای با گذردهی منفی را به‌دست آورد. از رابطه بالا مشخص است که در بسامدهای تابشی کمتر از بسامد پلاسما، گذردهی الکتریکی منفی می‌شود. مشددهای حلقه‌ای شکافته[۶] (SRR) نیز شامل دو حلقه هم‌مرکز با یک گاف معین به شکل C هستند [۱۴-۷].



▲ شکل ۷: مشددهای حلقه‌ای شکافته (SRR)

میدان مغناطیسی یک موج قطبیده تابشی که عمود بر حلقه‌هاست می‌تواند یک جریان نوسانی القایی در حلقه تولید کند و در نتیجه یک خازن بین دو شکاف تشکیل می‌شود و به این ترتیب یک مدار Lc مطابق شکل زیر ایجاد خواهد شد. در بسامدهای نزدیک به بسامد تشدید مدار ($\omega_{۰}=\sqrt{\frac{۱}{LC}}$) نفوذپذیری منفی خواهد شد.



▲ شکل ۸: مشدد حلقه‌ای شکافته معادل با یک مدار Lc

نفوذپذیری مغناطیسی با تابع بسامدی زیر مشخص می‌شود:

$$\mu(\omega)=۱-\frac{\omega_b^{۲}-\omega_{۰}^{۲}}{\omega^{۲}-\omega_{۰}^{۲}+i\gamma\omega}$$

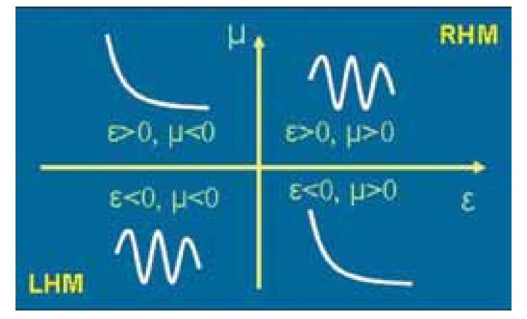
ω_b بسامد پلاسمای مربوط به آرایهٔ حلقه‌ها، $\omega_{۰}$ بسامد تشدید مدار و γ ثابت میرایی است. ضریب شکست چنین مواد مرکب به‌صورت $n=\sqrt{\varepsilon\mu}$ است. در گسترهٔ بسامد بین $\omega_{۰}$ و ω_b یعنی $\omega_b>\omega>\omega_{۰}$ هر دو کمیت ε و μ منفی می‌شود. اگر سیم‌ها و مشددهای حلقه‌ای هیچ‌گونه برهم‌کنشی با هم نداشته باشند، با قرار دادن روابط ε و μ در رابطه ضریب شکست خواهیم داشت:

$$n(\omega)=\frac{۱}{\omega}\sqrt{\frac{(\omega^{۲}-\omega_b^{۲})(\omega^{۲}-\omega_p^{۲})}{(\omega^{۲}-\omega_{۰}^{۲})}}$$

رابطه بالا فقط برای آرایه سیم‌ها و SRRها صادق است. همان‌طور که می‌دانیم در مواد طبیعی تشکیل دوقطبی‌های الکتریکی و مغناطیسی اتمی عامل انتشار نور است ولی در موادی که ضریب شکست منفی دارند اتم‌ها، اتم‌های واقعی نیستند در این ساختارهای ترکیبی مصنوعی نقش دو قطبی‌های الکتریکی را سیم‌ها و نقش دو قطبی‌های مغناطیسی را مشددهای حلقه‌ای باز (SRR) بازی می‌کنند [۱۴-۷].

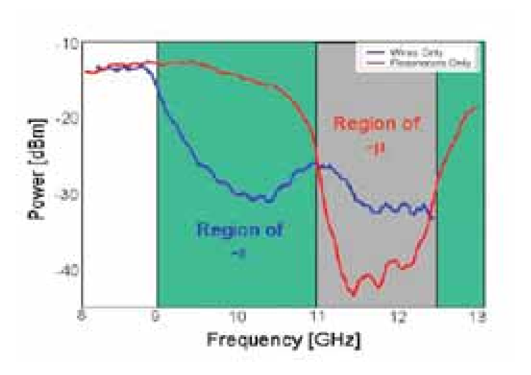
۵. پیش‌بینی‌های نظری

همان‌طور که می‌دانیم علامت‌های ε و μ انتشار یا عدم انتشار نور در داخل محیط‌ها را مشخص می‌کند. نور تابشی به موادی با $\varepsilon<۰$ و $\mu>۰$ یا $\varepsilon>۰$ و $\mu<۰$ باز می‌تابد و منتشر نمی‌شود و مطابق شکل زیر به سرعت میرا می‌شود بنابراین در ربع دوم و چهارم به‌دلیل موهومی شدن بردار موج (k)، تابع موج رونده در جهت X در این محیط‌ها به شکل Exp (-kx-iωt) خواهد شد. در ربع اول و سوم هر دو پارامتر ε و μ مثبت یا منفی هستند. در چنین محیط‌هایی بردار موج حقیقی است و موج Exp (-ikx-iωt) می‌تواند به راحتی منتشر شود.



▲ شکل ۹: صفحه ε و μ

حال اگر در یک محیط با ضریب شکست منفی میزان عبور را اندازه‌گیری کنیم، می‌توان ناحیه‌ای با ضریب شکست منفی را مشخص کرد. در همپوشانی دو ناحیه، ε و μ هر دو منفی خواهد شد و این هدف مورد انتظار ماست. ناحیه‌ای با ε و μ منفی دارای پهنای کمی است که با نواحی $\varepsilon<۰$ و $\mu>۰$ یا $\varepsilon>۰$ و $\mu<۰$ احاطه شده است. در ناحیه‌ای که ε و μ منفی است عبور بالا و برای بقیه نواحی مورد آزمایش عبور خیلی کمی خواهیم داشت. همان‌طور که در شکل مشخص است فقط برای سیم‌های مسی، ناحیه بسامدی که در آن گذردهی الکتریکی منفی می‌شود بالای ۹ GHz و برای آرایش حلقه‌های شکافته (SRR) نفوذپذیری مغناطیسی در گسترهٔ بسامدی بین ۱۲/۵-۱۱ GHz منفی است [۱۴-۷].

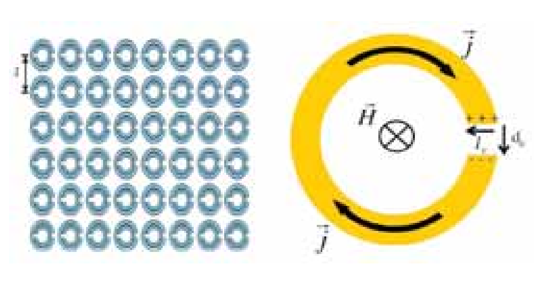


شکل ۱۰: واکنش بسامدی حلقه‌های شکافته (SRR)

با توجه به شکل، ناحیه همپوشانی گسترهٔ بسامدی بین GHz ۱۲/۵-۱۱ ظاهر می‌شود.

۶. نوسانگرهای حلقوی باز به‌عنوان فراماده مغناطیسی

یک فلز حجیم هیچ واکنش مغناطیسی به امواج الکترومغناطیسی ندارد، اما اگر به شکل حلقه درآورده شود میدان مغناطیسی متغیر با زمان موج الکترومغناطیسی که عمود بر سطح حلقه است می‌تواند یک جریان نوسانی القائی در حلقه تولید کند. لذا حلقه پاسخ مغناطیسی ضعیفی به میدان مغناطیسی موج خواهد داشت. برای اینکه پاسخ به حالت تشدیدی در بیاید حلقه به شکل C در نظر گرفته می‌شود. این شکافتگی در حلقه باعث ایجاد خازن می‌شود و به این ترتیب یک مدار نوسانگر LC به وجود می‌آید. برای این منظور، حلقه‌هایی به شعاع r را در یک شبکه به ثابت a>> r در نظر می‌گیریم. به این ساختار، امواج الکترومغناطیسی با طول موج λ>>α>>r می‌زنیم. حالتی را در نظر می‌گیریم که در آن میدان مغناطیسی موج تابشی عمود بر سطح حلقه‌ها باشد.



شکل ۱۱: آرایه‌ای از سیم‌های فلزی بی‌نهایت بلند و نازک به شعاع r که در یک شبکه به ثابت a>>r

این میدان مغناطیسی متغیر با زمان، طبق قانون القای فاراده نیروی محرکه القایی و در نتیجه جریان القایی در حلقه‌ها تولید می‌کند. بنابراین می‌توان برای این حلقه‌های حامل جریان، یک دو قطبی مغناطیسی القایی تعریف کرد یعنی:

$$m = \pi r^۲ j$$

همچنین تعداد دوقطبی‌های مغناطیسی در واحد حجم (مغناطش) برابر است:

$$M = \frac{m}{a^۲} = \frac{\pi r^۲}{a^۲} j$$

قانون القای فاراده برای حلقه‌هایی به سطح A به‌صورت رابطه زیر است:

$$\oint E.dl = -\frac{d\phi_B}{dt} \rightarrow ۲\pi r E = i\omega BA$$

با فرض اینکه ρ، j و C به ترتیب مقاومت ویژه، جریان القایی و ظرفیت مؤثر خازن در واحد طول باشد خواهیم داشت:

$$۲\pi r \rho j - \frac{j}{i\omega C} = i\omega \pi r^۲ \mu_\circ (H_{eff} + j)$$

عبارت دوم در طرف اول رابطه (۳۵-۱) افت پتانسیل در خازن است. همچنین H_{eff} میدان مغناطیسی مؤثر محوری در حلقه‌هاست.

از طرفی می‌دانیم که $M = \chi_m H_{eff}$ و $\mu_{eff} = (۱+\chi_m) = ۱ + \frac{M}{H_{eff}}$ لذا نفوذپذیری مغناطیسی مؤثر حلقه‌ها مطابق رابطه زیر خواهد بود:

$$\mu_{eff}(\omega) = \frac{B_{eff}}{\mu_\circ H_{eff}} = ۱ - \frac{f\omega^۲}{\omega^۲ - \omega_\circ^۲ + i\Gamma\omega}$$

که‌درآن $f = \frac{\pi r^۲}{a^۲}$ ضریب پرشدگی، $\Gamma = \frac{۲\rho}{\mu_\circ r}$ ضریب اتلاف‌های اهمی، $\omega_\circ = \sqrt{\frac{۱}{\mu_\circ \pi r^۲ C}}$ بسامد تشدید مدار و $C = \frac{\varepsilon_\circ \varepsilon \pi l_c}{۲d_c}$ ظرفیت مؤثر خازن در واحد طول است در نتیجه بسامد تشدید مدار که به ویژگی‌های هندسی حلقه‌ها بستگی دارد به‌صورت زیر در می‌آید:

$$\omega_\circ = \frac{۱}{\sqrt{LC}} = c\left(\frac{۲d_c}{\varepsilon l_c \pi r^۲}\right)^{\frac{۱}{۲}}$$

C سرعت نور در خلأ است. در بسامدهای بالاتر از بسامد تشدید مدار $\omega_\circ$، واکنش دستگاه میدان مغناطیسی موج تابشی در فاز مخالف است و در نتیجه نفوذپذیری منفی خواهد شد [۱۴-۷].

۷. کاربردهای فراmواد

ویژگی‌های جالب توجه فراmواد، باعث به‌کارگیری گسترده آن‌ها در موجبرها، آنتن‌های هوشمند، حسگرها، صافی‌ها، عدسی‌ها و دستگاه‌های ریزموج و ... شده است. در زمینه نظامی نیز فراmواد در نامرئی‌سازی پرنده‌های پهپادی و موشک و ... مورد استفاده قرار می‌گیرند.

پی‌نوشت‌ها

1. Victor Veselago
2. Right Handed Material
3. Positive Index Material
4. Poynting vector
5. Left Handed Material
6. Split- ring resonators

منابع

1. M. Born and E. Wolf, (1999). Principles of optics. Cambridge university press, cambridge, UK, 7th edition.
2. J.A. Kong, (1986). Electromagnetic Wave Theory ~John Wiley & Sons, New York.
3. Charles Kittel, (1996). Introduction to solid state physics. John Wiley & Sons, New York, 7th edition. ISBN 0-471-11181-3.
4. K. Sakoda, (2005). Optical properties of photonic crystals, Springer, Berlin.
5. P. Yeh, A. Yariv, (1988). Optical waves in layered media (John willey & sons).
6. V. g. Veselago, (1968). The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ, Sov. Phys. Usp.10, 509.
7. J. Pendry, A. J. Holden.et al, (1998). Low frequency plasmons in thin– wire structures, J. Phys: Condens. Matter 10, 4785.
8. D. Bayindir et al., (2002). Transmission properties of composite meta-materials in free space, Appl. phys. Lett. 81, 120.
9. J. Pendry and D. Brien, (2002). Very-low frequency magnetic plasma, J. Phys. Condens. Matter 14, 7409.
10. J. B. Pendry, (2000). Negative refraction makes a perfect lens, Phys. Rev. Lett. 85, 966.
11. J. B. Pendry, (2000). Negative refraction makes light run backward in time, Phys. world.13, 27.
12. D. R. Smith, J. B. Pendry, (2004). Metamaterial and negative refraction index, Science.305, 788.
13. R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz, (2001). Experimental Verification of a Negative Index of Refraction, Science 292, 77.
14. A. Alù and N. Engheta, (2003). Single-negative, double-negative, and low-index metamaterials, IEEE, 51, 2558.