Лопатенко Георгий М32021

2. Что такое метаматериалы? Какими свойствами они характеризуются? Где находят применение? Почему современные исследования метаматериалов сложно вести в оптическом диапазоне?

метаматериалы достаточно нетривиальные, так как представляют из себя композитные объекты с искусственно изменённой структурой. Соответственно при разработке правил таких вмешательств необходимо учитывать, как новая структура будет вести себя с точки зрения диэлектрической и магнитной восприимчивости. Изменение структуры происходит на наноуровне, а топология композитов может варьироваться, привнося новые свойства в изменяемый материал. Примером таких материалов является суперлинза, которая способна создавать изображения с деталями более мелкими, чем допускает дифракционный предел разрешения (который применим для материалов с положит. показателем преломления). Как раз отрицательный показатель преломления – одно из основных чудесных свойств метаматериалов, которое достигается при одновременной отрицательности диэлектрической и магнитной проницаемости (2004 Toronto Uni A.Grbic, G.V. Eletheriades). Господа из Торонто доказали этот факт, однако появляется проблема масштабируемости на короткие (оптич.) волны (исследование было проведено в диапазоне радиочастот). В сопутствующей статье я вычитал, что для оптического диапазона (400-700 нм) разработчики метаматериалов сталкиваются не только с проблемой точности изготовления, но и с проблемами плохой проводимости металлов (на высоких частотах, соответствующим коротковолновому излучению). Выкладки, подкрепляющие теорию приводить не буду, однако замечу, что исследования в данной сфере обещают воплотить в жизнь некоторые оптические концепты: возможность экранировать преграды и „видеть" сквозь стены и ещё, наоборот, маскирующие панели. Также очень перспективным кажется создание оптических квантовых генераторов (лазеров) с мощным световым импульсом.

3. Что называют первым и вторым приближением дисперсии? В каких волноводах наименьшие потери информации?

В продолжение к рассуждениям о дисперсионных уравнениях можем принять $\psi(x,t)=a(x,t)e^{-i(\omega_0 t-k_0 x)}$ по главной гармонике за общее решение волнового уравнения волнового цуга с огибающей $a(x,t)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\underbrace{S(\Delta\omega)}_{\text{спектр}}e^{-i(\Delta\omega t+k_0x-k\Delta\omega x)}d(\Delta\omega)$, тогда на самом деле по всем канонам дельта-функции нас интересует лишь ширина в пределах определённой окрестности частот, тогда $k(\omega)\underset{\omega\to\omega_0}{=\!=}k(\omega_0)+k'(\omega_0)\Delta\omega+\ldots+\frac{\partial^n k}{\partial\omega^n}\Big|_{\omega_0}\cdot\frac{\Delta\omega^n}{n!}+\ldots$ в ряде Тейлора можно рассматривать с заданной точностью. Как раз первое приближение применимо в высокочастотных случаях, тогда запись $k(\omega)$ рассматривается до второго слагаемого $k_{I}(\omega)\Big|_{\omega_0}=k(\omega_0)+k'(\omega_0)\Delta\omega+\bar{O}(\Delta\omega^2)$, при этом $a(x,t)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}S(\Delta\omega)e^{-i\Delta\omega\left(t-\frac{x}{v_{гр}}\right)}d(\Delta\omega)$, далее предлагается ввести $\tau=t-\frac{x}{v_{гр}}$ $\Rightarrow\left\{\begin{array}{l}\frac{\partial a}{\partial x}=\frac{\partial a}{\partial\tau}\frac{\partial\tau}{\partial x}=-\frac{1}{v_{гр}}\frac{\partial a}{\partial\tau}\\ \frac{\partial a}{\partial t}=\frac{\partial a}{\partial\tau}\end{array}\right\}\longrightarrow\frac{\partial a}{\partial x}+\frac{1}{v_{гр}}\frac{\partial a}{\partial t}=0\longrightarrow$ то есть энергия переносится с групповой скоростью в линейном случае, это является упрощенным „укороченным" уравнением распространения монохромат. волн

Второе приближение учитывает следующий член разложения, выкладки приводить не стану, ведь как верно было подмечено на лекции: „Важно уметь объяснить суть, формулы лишь инструмент". Во всех случаях важно отметить, что рассматривается область вблизи главной частоты волнового пакета. Запишем лишь общее решение для огибающей во втором приближении $a(x,t)=\frac{1}{2\sqrt{\pi x\frac{\partial}{\partial\omega}(v_{гр})^{-1}\big|_{\omega_0}}}\cdot\int a(t,x=0)\cdot e^{\frac{(\tau-t)^2}{4Dx}}dt$

По волноводам всё тоже оказалось неочевидным: например, потери в основном возникают по причинам 1) неровности границ раздела в конструкции; 2) поглощения; 3) излучения. Соответственно, существуют некоторые способы решения проблем: 1) изготовление низкопримесных материалов – отпор поглощению; 2) создание лазерных диодов и различных усилителей. То есть хороший волновод должен обладать низкими показателями поглощения и рассеяния излучения. Также стоит учитывать изгибы, ведь очевидно, что прохождение излучения по дуге несинфазно (мы всегда имеем ограничение в виде скорости света или времени Планка при устремлении радиуса изгиба в бесконечность).

1. Вывод формулы Лоренца-Лоренца

на лекции был разобран вывод зависимости показателя преломления от частоты для иллюстрации явления дисперсии. Повторим в общем виде: квазиупруго связанные электроны совершают вынужденные колебания под действием ЭМ-волн, тогда $\ddot{r}+2\beta\dot{r}+\omega_0^2 r=\frac{eE(t)}{m}$ и $r_m=\frac{e/m}{\omega_0^2-\omega^2+2i\beta\omega}E(t)$, при этом дипольный момент $p(t)=er_m\longrightarrow\underbrace{\vec{P}=\frac{\Sigma\vec{p}}{\Delta V}}_{\text{поляризованность}}$

$$P=\frac{Ne^2/m\;E(t)}{\omega_0^2-\omega^2+2i\beta\omega}$$

то есть $P=\chi\varepsilon_0E$; $\chi(\omega)=\frac{N\alpha(\omega)}{1-\frac{4\pi}{3}N\alpha(\omega)}\longrightarrow\alpha(\omega)=\frac{3\cdot\chi}{N(3+4\pi\chi)}=\frac{3(\varepsilon-1)}{4\pi N(\varepsilon+2)}$. Значит

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi N}{3\varepsilon_0}\left[\frac{e^2/m}{\omega_0^2-\omega^2+2i\beta\omega}\right]$$