

СТРОГАЯ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИФРАКЦИОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛОСКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

В. М. Сердюк, И. А. Титовицкий

Институт прикладных физических проблем

им. А. Н. Севченко БГУ, Минск

E-mail: serdyukvm@bsu.by

При волноводном возбуждении плоских диэлектрических структур дифракционный элемент частично преобразует внешнее падающее электромагнитное излучение в направляемое поле, которое распространяется вдоль границ направляющей структуры, а за ее пределами затухает в поперечном направлении. В этой области электродинамики теория сильно отстает от практики. До сих пор практически отсутствуют теоретические модели, позволяющие более-менее строго рассчитать эффективность дифракционного возбуждения плоских диэлектрических направляющих структур. В настоящей работе рассматривается строгое решение простейшей модельной задачи такого возбуждения, когда плоская волна падает на плоский прозрачный диэлектрический слой с тонкой идеально проводящей полосой на поверхности (рис. 1). Строго говоря, подобная схема дифракции более характерна для электродинамики СВЧ, однако она может быть непосредственно реализована и в оптическом диапазоне с помощью наноразмерного проводящего слоя.

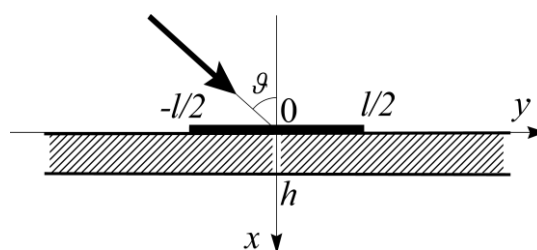


Рис. 1. Дифракция плоской волны на полосе и диэлектрическом слое

Искомое решение для рассеянного поля строится аналогично решению более простой задачи дифракции на полосе без диэлектрического слоя [1] в виде суперпозиции множества плоских волн с непрерывным спектром пространственных частот, т. е. в виде дифракционного интеграла Фурье. Чтобы учесть отражение и преломление каждой плоско-волновой компоненты на границах диэлектрического слоя, в этих интегралах при амплитудах вводятся дополнительные коэффициенты, которые пропорциональны соответствующим коэффициентам отражения и преломления. При наличии двух и более параллельных диэлектрических границ эти коэффициенты могут обращаться в бесконечность. Чтобы

вычислить такие дифракционные интегралы с полюсами, предложена специальная процедура регуляризации с явным выделением полюсных слагаемых, которые соответствуют волноводным модам диэлектрического слоя. При этом остатки дифракционных интегралов, которые описывают неволноводное рассеянное поле, уже могут вычисляться с помощью простых приемов численного интегрирования. Таким методом можно строго рассчитать как возбуждаемое поле каждой волноводной моды в отдельности, так и суммарное поле дифракции во всех точках пространства.

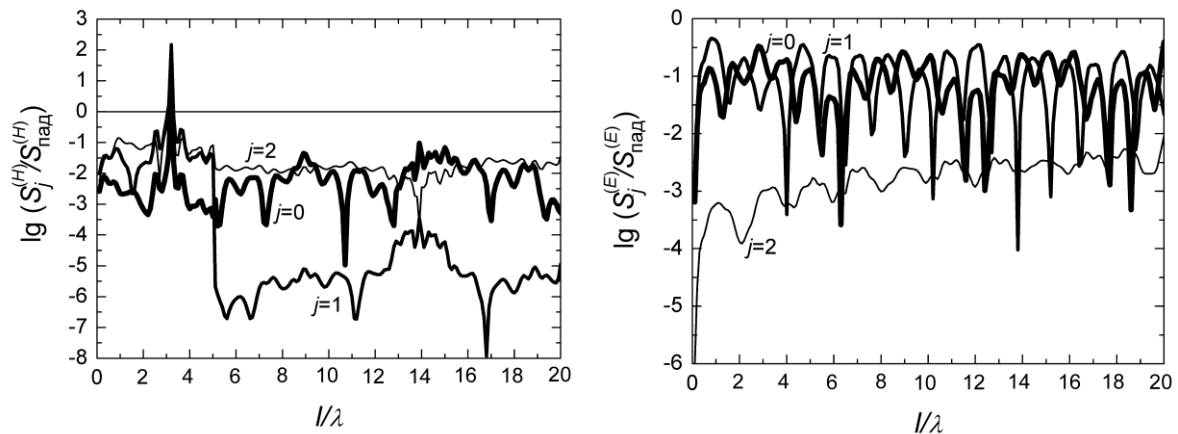


Рис. 2. Относительная плотность среднего потока энергии разных волноводных мод диэлектрического слоя в зависимости от ширины полосы l для H -поляризованной (слева) и E -поляризованной (справа) дифрагирующей плоской волны

На рис. 2 показаны вычисленные таким образом значения относительной плотности потока энергии S_j разных волноводных мод плоского прозрачного диэлектрического слоя толщиной $h=0.95\lambda$ с показателем преломления $n=1.5$ в зависимости от ширины проводящей полосы для двух разных поляризаций плоской волны, падающей под углом $\vartheta=30^\circ$. Как и следовало ожидать, средняя плотность потока энергии волноводных мод в несколько раз, а то и на несколько порядков меньше плотности потока энергии падающей волны $S_{\text{пад}}$ (логарифм меньше нуля). Однако имеется узкая область изменения ширины полосы от $l=3.16\lambda$ до $l=3.26\lambda$, где для волноводных мод H -поляризации величина потока всех трех волноводных мод больше плотности потока падающей волны и в максимуме даже превышает ее на один-два порядка. Этот эффект аномально сильного волноводного возбуждения в очень узкой полосе может быть использован в интегральной оптике и оптической спектроскопии.

1. Serdyuk V. M. // Int. Journ. Electron. Comm. (AEÜ). 2011. Vol. 65, № 3. P. 182–189.