ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ПЛЕНКАМИ

*Глущенко А.Г., Захарченко Е.П., Кнохинова Н.А.

Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

*gag@pgati.da.ru

Физические процессы в периодических структурах используются во многих устройствах микро и оптоэлектроники (дифракционные решетки, лазеры с распределенным брегговским отражением, направленные ответвители, фильтры на периодических структурах и др.). Физика процессов в этих структурах имеет много общего с квантовой физикой движения электронов в кристаллах, что позволяет пользоваться понятиями блоховских зон. Основной проблемой для практического использования периодических структур является сложность технологии их изготовления с необходимыми допусками на параметры сред и размеров. Кроме того, необходимо производство целого ряда элементов с различными параметрами для реализации устройств с различными характеристиками. В настоящей работе показана возможность создания периодической структуры с перестраиваемыми параметрами. Перестройка параметров может осуществляться уровнем поступающего сигнала, что обеспечивает высокую скорость перестройки. Задача о нахождении коэффициентов отражения и прохождения волны любой природы, падающей на ограниченную многослойную периодическую структуру, может быть решена при помощи различных модификаций матричного метода. Однако, получаемые решения хотя и точны по форме, но громоздки, что не позволяет провести детальный анализ физических свойств. Имеется лишь один вид двухслойных периодических структур с линейными параметрами сред - безграничные, для которых получено точное дисперсионное уравнение при любых соотношениях параметров волн и структуры. В данной работе методом построения волн Флоке-Блоха получены аналитические решения для коэффициентов отражения и прохождения волн от двухслойной периодической ограниченной диэлектрической структуры с учетом нелинейности параметров одного из слоев для плоской электромагнитной волны. Двухслойная периодическая прозрачная немагнитная среда с диэлектрическими проницаемостями слоев ε_1 и $\varepsilon_2=\varepsilon_2+\chi(|E|^2)$, и толщинами d_1 и d_2 занимает область пространства $0 \le z \le N(d_1+d_2) \equiv Nd$, где N- число периодов структуры, $d_1+d_2=d$ - период функции $e(z)$. Диэлектрическая проницаемость сред кусочно-неоднородная, но однородная внутри каждого из слоев. Для $\mathbf{E}$ (H_x,E_y,H_z) волн (при $\partial/\partial y=0$) поле может быть представлено как $\mathbf{E}(x,z,t)=\mathbf{E}(z)\exp(ik_x x)\exp(iwt)$, где k_x проекции волнового вектора $\mathbf{k}$ на ось 0x. Функция E(z) описывается уравнением:

$$\frac{d^2\mathbf{E}(z)}{dz^2}+\left[k_0^2 e(z)-\mathrm{k}_\mathrm{x}^2\right]\mathbf{E}(z)=0$$

Это уравнение является уравнением Хилла, общее решение которого согласно теории Флоке-Ляпунова есть суперпозиция волн Флоке-Блоха:

$E(z)=C_1E_1(z)+C_2E_2(z)$, $E_{1,2}(z)=F_{1,2}(z)\exp(is)$; $F_{1,2}(z)=F_{1,2}(z+d)$, $S_{1,2}$ - характеристические показатели решения. Для нахождения точных аналитических выражений для волн $E_{1,2}(z)$, представим их в слоях с ε_1, ε_2 первого периода в виде:

$$E_{1,2}(z)=A_{1,2}\sin\left(k_{z1}z+j_{1,2}\right)$$
$$E_{1,2}(z)=B_{1,2}\sin\left(k_{z2}(z-d_1)+y_{1,2}\right)$$

где $k_{z1,2} = \sqrt{k_0^2 e_{1,2} - k_x^2}$. Фазы $j_{1,2}$ и $y_{1,2}$ в общем случае комплексные и их введение отличает используемый метод от классического способа решения данной задачи, путем представления поля в виде суперпозиции экспонент с неопределенными коэффициентами. Используя граничные условия в плоскостях z=0, z=d_1 и теорему Флоке для периодических коэффициентов решения, сдвинутых на период, $E_1(z) = \exp(is_1)E_1(z-d)$, получена система, определяющую параметры φ_1, ψ_1, A_1, B_1 волны Флоке-Блоха. Дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\cos s = \frac{1}{1-m^2}\cos\Delta_+ - \frac{m^2}{1-m^2}\cos\Delta_-$$

Параметры (частота, уровень сигнала и др.) периодической структуры, необходимые для обеспечения режима пропускания определяются из соотношения: cos s<1. Теорема Флоке позволяет записать искомое поле в N-ом слое:

$$E_{1,2}(z) = \exp[is_{1,2}(N-1)]\sin\{k_{z1}[z-(N-1)d] + j_{1,2}\}$$

Полное электрическое поле в областях $z < 0$ и как $z > Nd$

$$E(z) = \exp\left(ik_0\sqrt{e_{01}}z\right) + R\exp\left(-ik_0\sqrt{e_{01}}z\right),\ E(z) = T\exp\left[ik_0\sqrt{e_{02}}(z-Nd)\right].$$

Учет граничных условий непрерывности поля на границах разделов сред позволяет получить аналитические соотношения для расчета коэффициентов отражения и прохождения:

$$R = \frac{(1-b)\sin\Delta_+ + m(1+b)\sin\Delta_- - 2m\sqrt{\dfrac{b}{(1-m^2)}}(\cos\Delta_+ - \cos\Delta_-)i}{-[(1+b)\sin\Delta_+ + m(1-b)\sin\Delta_-] \pm 2\sqrt{b\dfrac{g^2-(1-m^2)^2}{1-m^2}}ctg(Ns)}$$

$$T = \frac{\pm\dfrac{2}{\sin(Ns)}\sqrt{b\dfrac{g^2-(1-m^2)^2}{1-m^2}}}{-[(1+b)\sin\Delta_+ + m(1-b)\sin\Delta_-] \pm 2\sqrt{b\dfrac{g^2-(1-m^2)^2}{1-m^2}}ctg(Ns)}$$

где $m = \dfrac{\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2} - \sqrt{e_1 m_1}}{\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2} + \sqrt{e_1 m_1}}$ характеризует глубину оптической модуляции двухслойной периодической структуры, $b = \dfrac{e_{01}\cdot e_{02}}{\sqrt{e_1 m_1}\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}}$ - взаимодействие электромагнитной волны с границами структуры, параметр $\Delta_+ = k_0\left(\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}\,d_2 + \sqrt{e_1 m_1}\,d_1\right)$, - усредненный по периоду волновой вектор света внутри структуры, $\Delta_- = k_0\left(\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}\,d_2 - \sqrt{e_1 m_1}\,d_1\right)$ - оптическая разность фаз электромагнитных волн в базовых слоях структуры, N - число периодов.

В запрещенных зонах коэффициент отражения $R(\Delta_+)$ близок к единице. В разрешенных зонах его зависимость является осциллирующей с амплитудой, увеличивающейся при приближении к границам с запрещенными зонами. При $\Delta_-=0$ присутствуют только нечетные запрещенные зоны, т.е. зоны с центрами при $\Delta_+ = (2n+1)p$, где $n = 0,1,2...$. При значении параметра $\Delta_- = \frac{p}{2}$ ширины четных и нечетных запрещенных зон сравниваются, а при $\Delta_- = \pi$ нечетные запрещенные зоны исчезают совсем, в то время как ширины четных достигают своего максимума. Увеличение параметра b в разрешенных зонах увеличивает амплитуду осцилляции. В запрещенных зонах характер зависимости практически не меняется. При малом значении параметра m ширина разрешенных зон увеличивается, а коэффициент отражения в них стремится к нулю. При любой значении параметра модуляции m коэффициент отражения может достигать единицы при достаточно большом числе периодов. Изменение уровня сигнала E приводит к перестройке частотных характеристик, в частности, сдвигу полос пропускания. Указанное свойство открывает возможность использования двухслойной диэлектрической периодической структуры в качестве структуры, управляемой уровнем сигнала, на основе которой возможно создание большого числа управляемых устройств.