

Экспериментальные точки в координатах $\ln [K - K_0] / \sqrt{\tau}$; $\ln (n_N)$ представлена на рис. 3, б; видно, что они достаточно хорошо ложатся на прямую линию, которая описывается формулой (2). Отметим также, что в этих координатах изменение T , D и σ приводит всего лишь к общему сдвигу кривой в целом по оси ординат на величину, соответствующую последнему члену для постоянной C . Таким образом, полученная кривая может быть использована и для других значений T и концентраций доноров, если в этих условиях будет известна одна калибровочная точка для величины n_N .

На основании полученной калибровочной кривой были также определены значения n_N для нескольких образцов, выращенных по другой технологии (жидкостная эпитаксия), которые с точностью до обозначенной на рис. 3, б экспериментальной ошибки совпали с данными, полученными масс-спектроскопическим методом.

Авторы выражают благодарность Р. Штегманну за предоставленные образцы и независимые данные по концентрации азота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Берг А., Дип П. Светодиоды. М.: Мир, 1979. [2] Нуртдинов Н. Р., Винников А. В. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, 22, № 6, с. 85. [3] Калинин Б. В. Канд. дис. Л., ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1980. [4] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию
08.02.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 535.417

РЕКУРРЕНТНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ МНОГОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СИСТЕМ

С. В. Виноградов, А. Е. Екжанов, Ю. А. Пирогов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Взаимодействие сверхкоротких импульсов излучений с многослойными интерференционными системами (МИС) приводит к задаче исследования их нестационарных характеристик. Применение в этом случае методов численного анализа Фурье требует, как правило, проведения значительных по объему расчетов на ЭВМ. В частности, при исследовании нестационарных характеристик многослойных систем с кратными оптическими толщинами слоев (т. е. оптические толщины β_j всех входящих в систему слоев пропорциональны $m_j \beta_0$, где m_j — целое число) более эффективным является метод, в основу которого положены рекуррентные соотношения между амплитудами полей в различных слоях системы. Суть его состоит в следующем.

Выделим в МИС слой с номером j (рис. 1) и обозначим амплитуду волны, падающей слева на правую границу j -го слоя, через A_j , отраженной от этой границы — D_j , прошедшей через левую границу — B_j , падающей справа на левую границу — C_j . Тогда система уравнений, связывающих указанные амплитуды в некоторые моменты времени τ , будет иметь вид [1]

$$\begin{aligned} B_j(\tau) &= A_{j-1}(\tau) t_{j-1,j} + C_j(\tau) r_{j,j-1}, \\ A_j(\tau + \Delta\tau_j) &= B_j(\tau) e^{i\Delta j}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$D_j(\tau) = A_j(\tau) r_{j,j+1} + C_{j+1}(\tau) t_{j+1,j},$$

$$C_j(\tau + \Delta\tau_j) = D_j(\tau) e^{i\Delta_j},$$

где $\Delta\tau_j = |\hat{n}_j| d_j / c$ — время распространения волны через j -й слой; $t_{j-1,j}$ и $r_{j-1,j}$ — френелевские коэффициенты пропускания и отражения от границы раздела слоев с комплексными показателями преломления \hat{n}_{j-1} и \hat{n}_j ; $\Delta_j = 2\pi\hat{n}_j d_j / \lambda_0$ (λ_0 — длина волны падающего излучения).

Если оптические толщины всех слоев одинаковы, решение системы (1) приводит к рекуррентным соотношениям, полагаемым в основу расчета на ЭВМ:

$$C_j(\tau) = -C_j(\tau - 2\Delta\tau) r_{j-1,j} r_{j,j+1} E_j^2 +$$

$$+ A_{j-1}(\tau - 2\Delta\tau) t_{j-1,j} r_{j,j+1} E_j^2 + C_{j+1}(\tau - \Delta\tau) t_{j+1,j} E_j,$$

$$B_{j+1}(\tau) = A_{j-1}(\tau - \Delta\tau) t_{j,j+1} t_{j-1,j} E_j - C_{j+1}(\tau) r_{j,j+1} -$$

$$- C_j(\tau - \Delta\tau) r_{j-1,j} t_{j,j+1} E_j,$$

$$D_{j-1}(\tau) = A_{j-1}(\tau) r_{j-1,j} + C_j(\tau) t_{j,j-1},$$

$$A_j(\tau + \Delta\tau) = B_j(\tau) E_j,$$

де $E_j = e^{i\Delta_j}$. Эти же соотношения могут быть использованы для расчета систем со слоями различной оптической толщины, каждая из которых кратна некоторой другой: $\beta_j = m_j \beta_0$ — для этого достаточно представить систему в виде набора слоев оптической толщины β_0 .

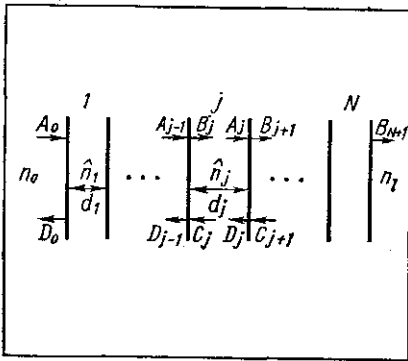


Рис. 1

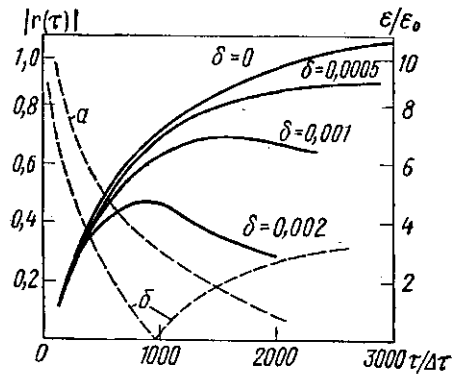


Рис. 2

Достоинствами данного метода являются произвольный вид входного воздействия $A_0(\tau)$ и то, что в результате расчета можно получить значение амплитуды волны в любом слое в любой момент времени, а следовательно, и величину поглощаемой энергии в каждом из слоев.

Разработанная методика была применена для исследования нестационарных характеристик многослойного интерференционного поглотителя (МИП), представляющего собой полуволновый ($\beta = \pi$) слабопоглощающий слой, обрамленный четвертьволновыми периодическими МИС ($\beta_1 = \beta_2 = \pi/2$) с числом слоев $2N_1$ и $2N_2$. Параметры системы выбирались следующие: $\hat{n} = 2,25 + i \cdot 2,22 \cdot 10^{-3}$, $\hat{n}_1 = 2,25$, $\hat{n}_2 = 1,45$, $2N_1 = 12$, $2N_2 = 16$ (к рабочему слою примыкают слои с показателем преломления \hat{n}_2).

В результате численного анализа были получены следующие выводы. Во-первых, уже при временах τ , лишь незначительно превышающих время прохождения волны через систему, форма распределения поля в МИП близка к стационарной, но по амплитуде меньше в $\alpha(\tau)$ раз. При $\tau \rightarrow \infty$ распределение поля совпадает со стационарным, приведенным в работе [2] для МИП с аналогичными параметрами. В резонансном случае ($\beta_j = \pi/2$) выход на стационарный режим происходит по экспоненциальному закону $\alpha(\tau) = 1 - \exp(-\tau/\tau_0)$, где $\tau_0 = QT/\pi$, T — период несущей падающего излучения, Q — добротность системы. При малой расстройке ($\beta_j = (1 + \delta)\pi/2$, $\delta \ll 1$) наблюдаются затухающие колебательные процессы (рис. 2, сплошные кривые $\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$ для $\delta = 0$; здесь \mathcal{E}_0 — амплитуда падающей волны), поэтому в ходе установления стационарного распределения полей поглощение в МИП проходит через максимум. Эта особенность обусловлена возникновением биений между падающим излучением и устанавливающимся в системе электромагнитным полем.

Несколько иным образом изменяется коэффициент отражения МИП. Согласно [3], при $\beta_j = \pi/2$ энергетический коэффициент отражения МИП может быть представлен в виде

$$R = (1 - k - x)^2 (1 + k + x)^{-2},$$

где $k = T_{2(0)}/T_{1(0)}$, $T_{1(0)}$ и $T_{2(0)}$ — энергетические коэффициенты пропускания обрамляющих зеркал в предположении отсутствия поглощения в них, параметр x учитывает поглощение в слоях МИП.

При значениях $(k + x) \geq 1$ величина $R(\tau)$ плавно спадает до значения, соответствующего стационарному режиму (пунктирная кривая *a* на рис. 2 для $k + x = 1,5$). Напротив, при $k + x < 1$ в процессе выхода на стационарный режим $R(\tau)$ обращается в нуль — в этой точке амплитудный коэффициент отражения $r(\tau)$ меняет знак (пунктирная кривая *b* на рис. 2 — для $k + x = 0,5$).

Физическая причина описанного явления заключается в следующем. Отраженная от МИП волна образуется в результате интерференции двух других волн: волны с амплитудой \mathcal{E}_1 , отраженной от предшествующего рабочему слою многослойного зеркала, и волны, выходящей из центральной области МИП. Амплитуда последней зависит от величины полей, установившихся в центральных слоях МИП [2], и в ходе нестационарного процесса сначала может достигнуть величины \mathcal{E}_1 (при этом $R(\tau) = 0$), а затем и превысить ее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бова Н. Т., Толстикова Ю. В. Изв. вузов. Радиотехника, 1972, 15, с. 1253. [2] Виноградов С. В., Пирогов Ю. А. Вести. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 4, с. 50. [3] Пирогов Ю. А., Тихонравов А. В. ЖТФ, 1980, 50, с. 673.

Поступила в редакцию
13.06.83