

Классификация их произведениями разностей соседних пикселей явилась менее чувствительной к неравномерности распределения неоднородностей в пространстве изображения. Однако, была выявлена слабая чувствительность этого метода при работе с изображением, в котором имеется локальный выброс значения пикселя хотя бы в одной из его цветowych матриц.

Использование дисперсионного критерия позволило четко провести различие между однородными и неоднородными изображениями, однако при этом наблюдаются сбои при работе с изображениями сильной и слабой неоднородности.

Предложен алгоритм, который позволяет классифицировать изображения по степени однородности/неоднородности на основе обобщения коэффициента однородности. При этом удается разделять изображения по диапазону изменения их коэффициентов однородности на: однородные, слабо неоднородные, неоднородные, сильно неоднородные.

Исследования проводились по трем цветовым матрицам (R, G, B) изображений, что позволяет реализовать адаптивное стеганографическое встраивание данных в любую из них.

Литература

1. *Пономарев К. И.* Некоторые математические модели стеганографии и их статистический анализ: Автореф. Дис. Москва, 2010.
2. *Барсуков В. С.* Компьютерная стеганография вчера, сегодня, завтра. Технологии информационной безопасности 21 века/ В. С. Барсуков, А. П. Романцов // "Специальная Техника" №4-5 1998 год.
3. *Грибунин В. Г.* Цифровая Стеганография./ В. Г. Грибунин, И. Н. Оков, И. В. Туринцев // М.:Солон-Пресс, 2002 – 272 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НЕЛИНЕЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ВОЛНОВОДАХ С МОДУЛИРОВАННЫМ ПРОФИЛЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

К. Б. Микитчук

Разработка компактных источников среднего и дальнего ИК диапазона в настоящее время является актуальной задачей. Подход к получению среднего и дальнего ИК излучения, который может обеспечить генерацию при комнатной температуре, состоит в использовании нелинейных эффектов в арсениде галлия [2], [3], [4].

Основная трудность для эффективной нелинейной генерации состоит в необходимости выполнения условия фазового синхрониз-

ма, так из-за нормальной дисперсии показателя преломления фазовая скорость волны нелинейной поляризации, как правило, оказывается меньше фазовой скорости разностной моды.

Выход из данной ситуации — использование нелинейных эффектов. Из-за нелинейности арсенида галлия в нем происходит усиление и ослабление электрического поля [1]. В случае, когда структура полупроводникового лазера выращена на плоскости (001), а высокочастотные моды имеют ТЕ-поляризацию, нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте ТМ-моду [5]. Решение уравнений для ТМ мод полагалось в виде суперпозиции основной и двух боковых гармоник:

$$H_y = H_y(z) \exp(ik_x x) + H_y^+(z) \exp(i(k_x + \beta)x) + H_y^-(z) \exp(i(k_x - \beta)x) \quad (1)$$

Здесь $H_y(z)$, $H_y^+(z)$, $H_y^-(z)$ - амплитуды гармоник магнитного поля: центральной, правой и левой соответственно. k_x - величина волнового вектора высокочастотных мод, β - частота гофрировки профиля диэлектрической проницаемости.

Пренебрегая членами второго порядка малости по амплитуде гофра профиля диэлектрической проницаемости, из уравнений для ТМ мод получили систему связанных уравнений.

Уравнение для основной гармоники:

$$\begin{aligned} & [\varepsilon(z) \frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{d}{dz} + \varepsilon(z) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2] H_y(z) \\ & + \frac{1}{2} [\kappa(z) \frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{d}{dz} - \varepsilon(z) \frac{d}{dz} \frac{\kappa(z)}{\varepsilon^2(z)} \frac{d}{dz}] (H_y^+(z) + H_y^-(z)) \quad (2) \\ & + \frac{1}{2} \beta \frac{\kappa(z)}{\varepsilon(z)} [(k_x - \beta) H_y^-(z) - (k_x + \beta) H_y^+(z)] = -2\varepsilon^{(2)} \frac{k_x \omega}{c} A_1^* A_2 \end{aligned}$$

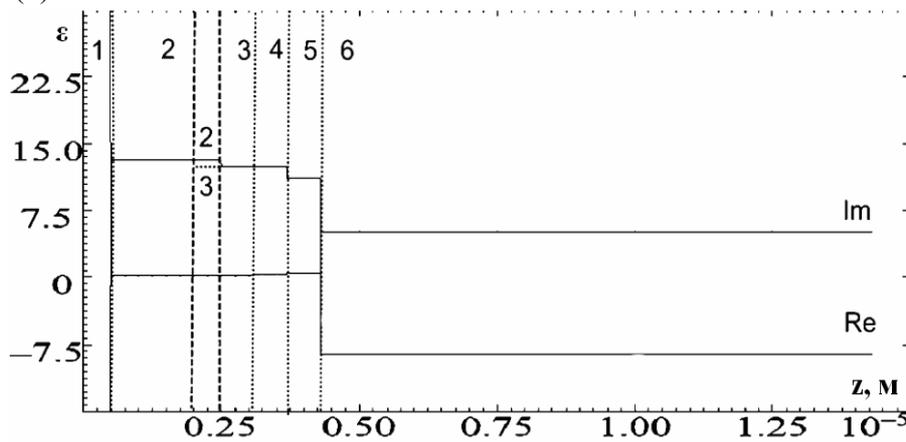


Рис. 1 Параметры слоев на профиле диэлектрической проницаемости: 1-металл, 2-GaAs, 2|3-слой с гофром вдоль перпендикулярной координаты, 3- InGaP, 4-GaAs, 5-InGaP, 6-GaAs

Здесь $\kappa(z)$ - амплитуда гофра диэлектрической проницаемости, A_1, A_2 - амплитуды электрического поля высокочастотных мод, при этом знак * означает комплексное сопряжение.

Уравнения для правой и левой гармоник соответственно:

$$\begin{aligned} & [\varepsilon(z) \frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{d}{dz} + \varepsilon(z) \frac{\omega^2}{c^2} - (k_x \pm \beta)] H_y^\pm(z) \\ & + \frac{1}{2} [\kappa(z) \frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{d}{dz} - \varepsilon(z) \frac{d}{dz} \frac{\kappa(z)}{\varepsilon^2(z)} \frac{d}{dz} \pm k_x \beta \frac{\kappa(z)}{\varepsilon(z)}] H_y(z) = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Поиск решений полученных уравнений проводился для структуры, изображенной на рис. 1.

С учетом кусочно-разностных аппроксимаций совокупность систем уравнений (2) – (3) для всей сетки точек на структуре (рис. 1) стала основой для матрицы связанных коэффициентов, где в каждой вертикальной группе из трех строк решалась система уравнений (2) – (3) в трех точках. Вектор неизвестных сформирован чередованием гармоник.

Для корректного определения показателя преломления на разностной частоте были учтены вклады в диэлектрическую проницаемость свободных носителей и оптических фононов (модель Друде).

Численное решение задачи с параметрами исследуемой структуры (рис. 1) дало зависимость напряженности магнитного поля от координаты (рис. 2).

В области длин волн предполагаемого квазисинхронизма амплитудные зависимости поля меняли свой вид: имели характер, близкий к стоячим волнам.

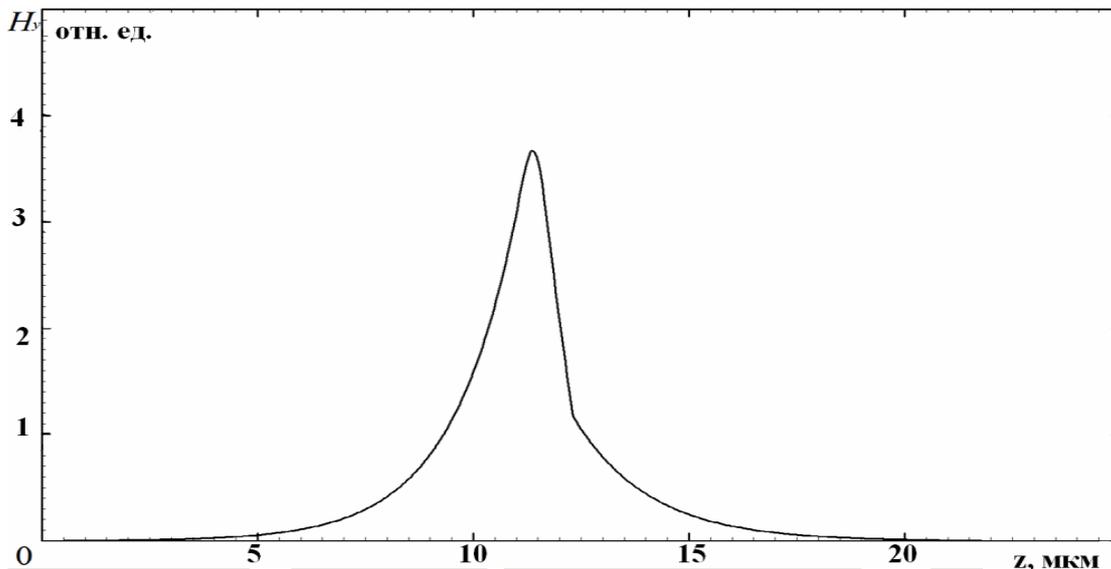


Рис. 2 Зависимость напряженности магнитного поля от координаты в одном из сечений структуры с гофрированным профилем диэлектрической проницаемости.

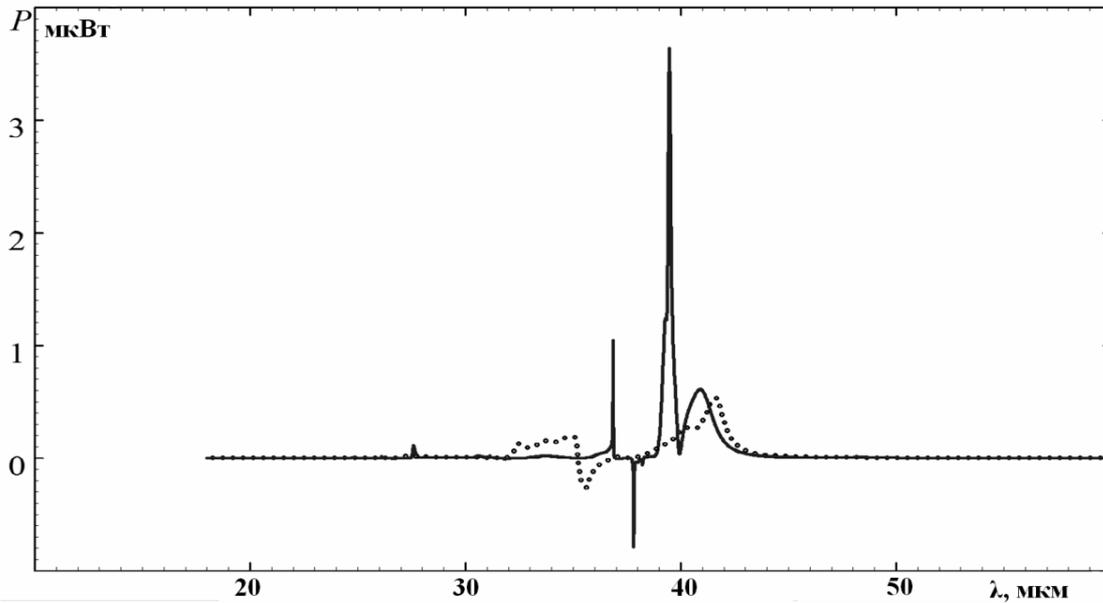


Рис. 3 Зависимость интеграла от потока мощности, генерируемой в волноводе с гофрированным профилем диэлектрической проницаемости, от длины волны (сплошная линия). Зависимость интеграла от потока мощности структуры с идентичными параметрами, но в отсутствии квазисинхронизма.

Правильность работы численной модели контролировалось рядом способов: проверялась непрерывность производных от полей и самих полей в моделируемой структуре.

Было замечено, что записанные ранее уравнения вырождаются при нулевой амплитуде гофра в уравнение для центральной ненулевой гармоники, что позволило проверить правильность работы численной модели по затуханию для слоев волноводной структуры.

После расчета зависимости мощности от длины волны была получена кривая (рис. 3), имеющая несколько резонансных всплесков. При ее рассмотрении следует учесть, что под мощностью подразумевается интеграл от потока мощности, который может быть как положительным, так и отрицательным в соответствии с направлением излучения мощности. Таким образом отрицательную мощность здесь следует рассматривать как мощность излучения, направленного в сторону убывания координатной оси в исследуемой структуре. Характерной особенностью явилось то, что наблюдалось изменение мощности во всплесках на один–два порядка в дальнем ИК диапазоне. Это явилось следствием того, что наблюдаемый эффект связан с квазисинхронизмом. Также была зафиксирована зависимость положения резонанса на кривой (рис. 3) от параметров гофра.

В результате была показана возможность реализации квазисинхронизма в структуре с модулированным диэлектрическим волноводом, что

позволило увеличить мощность нелинейной генерации на один-два порядка. Подбор параметров гофра и структуры в целом позволит разработать наиболее оптимальные характеристики волноводов для практической реализации.

Литература

1. *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика. М., Физматлит, 2004.
2. *Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б.* ФТП, 2001, 35 (10),1256.
3. *Афоненко А.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А.* ФТП, 2004, 38 (2),244.
4. *Afonenko A.A., Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A.* Semicond. Technol., 2005, 20 (5), 357.
5. *Алешкин В.Я., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Кочаровский Вл.В.* ФТП, 2005, 39 (1), 171.
6. *Faist J., Hofstetter D., Beck M. et al.* // IEEE J. Quantum Electron. 2002. Vol. 38. N 6. P. 533–546.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОКАПИЛЛЯРНОЙ АДИАБАТИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ

Д. В. Новиков, П. В. Петров, Н. Н. Кольчевский

Возможности управлять рентгеновским излучением с помощью той же техники, что и для видимой области спектра, ограничиваются особенностями взаимодействия рентгеновского излучения с веществом и техническими возможностями изготовления стабильных высокоточных микроструктур. В отличие от оптического диапазона, преломляющей линзой для рентгеновского излучения является двояковогнутая линза. Для сокращения фокусного расстояния такой линзы в 1996 г. было предложено использовать не одну, а большое количество (от 10 до 500) линз. Было выяснено, что диаметр линз не должен превышать сотен микрометров. В качестве материала для линзы должны использоваться слабопоглощающие рентгеновское излучение вещества, так как достижимые значения радиусов линз в основном зависят от коэффициента поглощения вещества. Для сокращения фокусного расстояния в составных линзах предлагалось использовать не одну, а большое количество (от 10 до 500) линз переменного радиуса. Такая линза, изготовленная на основе микрокапилляра, называется микрокапиллярной адиабатической рентгеновской линзой.

Целью данной работы является следующее: выяснить, при каких входных параметрах, составная преломляющая линза является адиабатической преломляющей линзой, а также найти оптимальные параметры адиабатической линзы. Критерием оптимальности будем считать минимальное фокусное расстояние F линзы. Расчеты выполнены с по