И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер

МОДАНЫ - ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ АНАЛИЗА И ФОРМИРОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНО-МОДОВОГО СОСТАВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение

МОДАНЫ - это новый класс элементов компьютерной оптики, предназначенный для анализа и формирования поперечно-модового состава лазерного излучения. Первые такие элементы были созданы в 1982 г. [1] для мод Гаусса-Эрмита и Гаусса-Лагерра и представляли собой амплитудные пространственные фильтры, в которых для кодирования отрицательных значений модовых функций вводилось постоянное смещение. В 1983 г. [2] были проведены успешные эксперименты по тестированию этих элементов. С помощью синтезированных фильтров-формирователей создавался эталонный многомодовый пучок с заданным поперечно-модовым составом, далее применялись синтезированные фильтры-анализаторы для разделения мод с последующим измерением их интенсивностей. При этом анализ осуществлялся с помощью набора пространственных фильтров, каждый из которых согласован с соответствующей модовой функцией. Далее в 1984 г. [3] с применением методов цифровой голографии удалось получить голографические пространственные фильтры, каждый из которых был согласован с набором поперечных мод и позволял разделять их под различными углами, определяемыми соответствующими пространственными несущими. По существу, при этом был создан новый оптический элемент - амплитудный МОДАН - аналог амплитудной дифракционной решетки, но в отличие от нее позволяющей разделять излучение в выходной плоскости не по длинам волн, а по поперечным модам.

Таким образом открылась возможность принципиально новых спектральных приборов - анализаторов спектра поперечных мод излучения. Также важно отметить, что если обычной дифракционной решетке соответствует призма, которая может быть изготовлена по традиционной оптической технологии, то поставить в соответствие МОДАНУ какой-либо известный оптический элемент невозможно и он может быть создан лишь по технологии компьютерной оптики. Были созданы также соответствующие модовые формирователи. Недостаток амплитудных МОДАНОВ заключается в их низкой дифракционной эффективности, составляющей в первом порядке дифракции величину около 0,3%. В последнее время созданы фазовые МОДАНЫ [4], имеющие дифракционную эффективность примерно в 10 раз выше, чем амплитудные.

Голографическая запись поперечно-модовых функций на физическую среду

Для получения оптического элемента, согласованного с модовым пучком $w(\vec{x})$, $\vec{x}\in G$, содержащим одну или несколько поперечных мод $\psi_k \vec{x}$, предложено применить методы цифровой голографии.

Амплитудные моданы представляют собой голограммы с функцией пропускания

$$\Gamma_a(\vec{u}) = T_o + 2\Delta T \frac{|w(\vec{u})|}{wmax} \cos[2\pi\vec{\nu}\vec{u} + \arg w/\vec{u}], \qquad (1)$$

где

$$T_o = A_o + \Delta A/2;$$

$$\Delta T = \beta_a \frac{\Delta A}{4}\ ;\ \beta_a \in [0,1];$$

$$[A_o,\ A_o + \Delta A] \in [0,1],$$

используемый диапазон амплитудного пропускания

$$wmax = \max_{\vec{u}\in D} w(\vec{u}).$$

Выражение (1) описывает нерегулярную синусоидальную решетку со средним периодом $1/|\vec{\nu}|$.

Для получения фазового МОДАНА производится фазовая модуляция, обеспечивающая функцию комплексного пропускания вида

$$\Gamma(\vec{u}) = \exp\{i \frac{\varphi max}{2} \beta Q(\frac{|w(\vec{u})|}{wmax}) \times \cos[2\pi\vec{\nu}\vec{u} + \arg w(\vec{u})]\}, \qquad (2)$$

описывающую нерегулярную фазовую дифракционную решетку с синусоидальным профилем штриха, где φmax - максимально возможный сдвиг фазы, вносимый элементом; обычно $\varphi max = \pi$; $\beta\in[0,1]$ - коэффициент, определяющий диапазон изменения фазового пропускания конкретного элемента; функция $Q(t)$ описывает нелинейное предыскажение, ниже выбираемое так, чтобы скомпенсировать нелинейность перехода от амплитуды к фазе, и удовлетворяет условиям $0\le Q(t)\le 1$ при $0\le t\le 1$, причем $Q(0)=0$, $Q(1)=1$.

Фазовая модуляция (2) может обеспечиваться как пропускающим, так и отражательным оптическим элементом.

Пропускающий оптический элемент M естественно располагать в плоскости $\vec{u}=(\vec{u}, v)$, перпендикулярной оптической оси. При этом фазовый рельеф выполняется из прозрачного материала с высотой, изменяющейся от 0 до $\frac{\lambda}{2\Delta n} \frac{\varphi_{max}}{\pi}$ пропорционально фазе выражения (2); Δn - разница показателя преломления материала рельефа и показателя преломления среды.

Отражательный оптический элемент удобно располагать с наклоном под углом Θ к оси $\vec{u}$. При этом отражающий фазовый рельеф выполняется с высотой, изменяющейся в интервале от 0 до $\frac{\lambda}{4\cos\Theta} \frac{\varphi_{max}}{\pi}$ пропорционально фазе функции $\Gamma(u_o \cos\Theta,\ v_o)$, где $(u_o,\ v_o)$ - декартовы координаты в плоскости отражательного элемента. Такой элемент является аналогом отражательной дифракционной решетки с периодом $\frac{1}{|\vec{v}|\cos\Theta}$, увеличенным в $\frac{1}{\cos\Theta}$ раз в связи с наклонным падением лучей. При этом скорость изменения функции $w(\vec{u})$ предполагается много меньшей частоты $\vec{\nu}$.

Все выведенные ниже соотношения в равной степени применимы как для пропускающего, так и для отражающего фазовых модовых оптических элементов, описываемых моделью (2).

Как уже отмечалось, МОДАНЫ используются для селекции поперечных мод. При этом МОДАН должен разделять по углам различные поперечные моды. Голографическая запись легко позволяет осуществить такое разделение. Каждая модовая функция $\psi_k(\vec{x})$, $k = 1,2...L$, записывается на физическую среду со своей пространственной несущей частотой $\vec{\nu}_k$. При этом на одном оптическом элементе - МОДАНЕ - содержится L нерегулярных дифракционных решеток. Дифракция модового пучка на МОДАНЕ приводит к разделению различных поперечных мод под различными углами, соответствующими различным значениям $\vec{\nu}_k$. Количество L модовых функций, которое может быть записано на одном голографическом МОДАНЕ, приближенно оценивается величиной

$$L \le [\nu^{\mu}/\nu^{\psi}],$$

где

ν^{μ} - наивысшая пространственная частота, обеспечиваемая при регистрации модовых функций на физическую среду;

ν^{ψ} - ширина пространственного спектра регистрируемых модовых функций.

На сегодня практически достижимая величина L составляет 2-3 десятка.

Взаимодействие модового оптического элемента со световым пучком

Для теоретического исследования модового оптического элемента (2) представим его функцию пропускания в виде разложения

$$\Gamma(\vec{u}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n I_n\left[\frac{\varphi max}{2}\,\beta Q\left(\frac{|w(\vec{u})|}{wmax}\right)\right] \times$$
$$\times\ \exp\{i[n2\pi\vec{\nu}\vec{u} + n\arg w(\vec{u})]\}, \qquad (3)$$

где $I_n(\cdot)$ - функция Бесселя n-го порядка, основанного на известной формуле из теории бесселевых функций.

Члены ряда (3) соответствуют различным дифракционным порядкам фазовой дифракционной решетки, полезная информация содержится в данном случае в первом порядке (n=1):

$$\Gamma^{(1)}(\vec{u}) = iI_1\left[\frac{\varphi max}{2}\,\beta Q\left(\frac{|w(\vec{u})|}{wmax}\right)\right] \times \exp[i2\pi\vec{\nu}\vec{u} + i\arg w(\vec{u})]. \qquad (4)$$

Поскольку функция Бесселя $I_1(t)$, нелинейно искажающая w, монотонна лишь на интервале $t\in[0;\ 1,84]$, то $\varphi max \le 3,68$. Выберем $\varphi max=\pi<3,68$ так, чтобы не использовать небольшой горизонтальный участок кривой $I_1(t)$.

Для компенсации нелинейности фазовой модуляции выберем предыскажение Q из уравнения линеаризации

$$I_1\left[\frac{\varphi max}{2}\,\beta Q\left(\frac{|w(\vec{u})|}{wmax}\right)\right] = c|w(\vec{u})|, \qquad (5)$$

где c=const.

Рассматривая точку, где функция $|w(\vec{u})|$ принимает максимальное значение wmax, из (5) получаем

$$C = I_1\left(\frac{\varphi max}{2}\,\beta\right)/wmax. \qquad (6)$$

Подставляя (5) в (4), получаем

$$\Gamma^{(1)}(\vec{u}) = icw(\vec{u})\exp(i2\pi\vec{\nu}\vec{u}). \qquad (7)$$

Легко видеть, что для амплитудного модового фильтра (1) формула для $\Gamma_a^{(1)}(\vec{u})$ имеет тот же вид, что и (7), но с коэффициентом

$$C_a = \Delta T/\omega max. \qquad (8)$$

Значения коэффициентов C, C_a определяют масштаб значений световых полей, прошедших через оптические элементы.

Оценка энергетической эффективности модовых оптических элементов

Поскольку модовые оптические элементы являются аналогами дифракционных решеток, то в полезный первый дифракционный порядок направляется лишь часть ε_1 светового потока $\varepsilon_{пад.}$, падающего на модовый оптический элемент. Для оценки ε_1 рассмотрим оптическую схему, в которой модовый элемент M освещается плоской нормально падающей волной, а световой поток регистрируется фотоприемником с большой апертурой D_1 в плоскости Π_1. Для плоской освещающей волны имеем

$$\frac{E_1}{E_{пад.}} = \frac{1}{|D|}\int_D |\Gamma^{(1)}(\vec{u})|^2 d^2\vec{u}, \qquad (9)$$

$$\frac{E}{E_{\text{пад.}}} = \frac{1}{|D|}\int_D |\Gamma(\vec{u})|^2 d^2\vec{u},$$

где

$$|D| = \int_D d^2\vec{u};$$

ε - световой поток, пропущенный модовым оптическим элементом.

Для фазового оптического элемента из формул (2), (7) получаем

$$\varepsilon/\varepsilon_{\text{пад.}} = 1; \tag{10}$$

$$\varepsilon/\varepsilon_{\text{пад.}} = c^2\bar{\omega}^2, \tag{11}$$

где

$$\bar{\omega}^2 = \frac{1}{|D|}\int_D |w(\vec{u})|^2 d^2\vec{u}. \tag{12}$$

Для амплитудных пространственных фильтров из формул (1), (7) получим аналогично

$$\varepsilon_a/\varepsilon_{\text{пад.}} = T_o^2 + 2C_a^2\bar{w}^2; \tag{13}$$

$$\varepsilon_{a_1}/\varepsilon_{\text{пад.}} = c_a^2\bar{w}^2. \tag{14}$$

Сравнивая формулы (11), (14), нетрудно получить соотношение энергетической эффективности фазовых и амплитудных фильтров

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{a_1}} = \frac{c^2}{c_a^2} = \left[\frac{I_1\left(\frac{\varphi_{max}}{2}\beta\right)}{\frac{\Delta A}{4}\beta_a}\right]^2. \tag{15}$$

Заметим, что при $w(\vec{u})$ = const полученные формулы (10)-(15) переходят в известные соотношения [5] для дифракционной эффективности синусоидальных амплитудных и фазовых решеток

$$\frac{\varepsilon_{a_1}\text{реш.}}{\varepsilon_{\text{пад.}}} = \left(\frac{\Delta A}{4}\beta_a\right)^2; \quad \frac{\varepsilon_1\text{реш.}}{\varepsilon_{\text{пад.}}} = I_1^2\left(\frac{\varphi_{max}}{2}\beta\right), \tag{16}$$

глубина модуляции в которых выбрана той же, что и в модовых фильтрах.

Анализ формул (15) и (16) позволяет сделать важный вывод: модовые фазовые оптические элементы по сравнению с амплитудными обеспечивают тот же энергетический выигрыш, что дает фазовая дифракционная решетка по сравнению с амплитудной.

Оптические элементы, согласованные с модами Гаусса-Лагерра

В случае мод Гаусса-Лагерра [6], характерных для градиентных световодов с квадратичным профилем показателя преломления и резонаторов с круглыми зеркалами, удается получить простые расчетные формулы для всех величин, рассмотренных выше.

Наличие быстро убывающего гауссова множителя позволяет рассматривать функции $\psi_{pl}(\vec{x})$ в ограниченной области размера D порядка нескольких радиусов перетяжки σ. Возьмем область D в виде круга диаметра d.

Пользуясь формулами для комплексной амплитуды мод Гаусса-Лагерра [6], асимптотикой полиномов Лагерра и численными расчетами, получим следующие соотношения:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon пад.} = I_1^2\left(\frac{\varphi max}{2}\right)\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma}{d/2}\right)^2; \quad \frac{\varepsilon}{\varepsilon пад.} = 1; \tag{17}$$

$$\frac{\varepsilon_{a_1}}{\varepsilon пад.} = \left(\frac{\Delta A}{4}\right)^2\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma}{d/2}\right)^2; \quad \frac{\varepsilon}{\varepsilon пад.} = T_o^2 + 2\frac{\varepsilon_{a_1}}{\varepsilon пад.})^2; \tag{18}$$

$$\frac{\varepsilon_1 реш.}{\varepsilon пад.} = I_1^2\left(\frac{\varphi max}{2}\right); \quad \frac{\varepsilon_{a_1} реш.}{\varepsilon пад.} = \left(\frac{\Delta A}{4}\right)^2; \tag{19}$$

$$\frac{c^2}{c_a^2} = \left[\frac{4I_1(\varphi max/2)}{\Delta A}\right]^2. \tag{20}$$

Причем величина c^2/c_a^2 (20) выражает энергетический выигрыш фазовых модовых оптических элементов по сравнению с амплитудными как по энергетической эффективности $\varepsilon_1/\varepsilon_{a_1}$, так и по световому потоку на выходе формирователя поперечно-модового состава, а также по масштабу измеряемых значений мощности мод в анализаторе поперечно-модового состава.

Например, при σ=0,65 мм; d=5 мм; $\varphi max=\pi$; A_0=0,1; ΔA=0,7; 1=0 получаем c^2/c_a^2=10,66.

Быстрое убывание модовых функций Гаусса-Лагерра приводит к тому, что формирование полезного светового поля в первом дифракционном порядке выполняется лишь центральной частью модовых оптических элементов, имеющей большую глубину модуляции штрихов синусоидальной дифракционной решетки. При этом модовые оптические элементы становятся чувствительными к таким факторам, как неравномерность освещающего пучка $E/\vec{u}$ и нелинейность передачи синусоидального амплитудного и фазового пропускания.

Результаты экспериментов

Амплитудные и фазовые голографические МОДАНЫ практически реализованы в виде пропускающих и отражательных оптических элементов. Тестирование [4] подтвердило их работоспособность и близость реализованных характеристик к расчетным. Использование МОДАНОВ позволило провести ряд экспериментов с градиентными волоконными световодами. В эксперименте [7] исследовалось градиентное световолокно с близким к параболическому профилем показателя преломления, которому соответствуют моды Гаусса-Лагерра. Ставилась задача измерения мощности четырех мод в зависимости от радиуса возбуждающего пучка при отсутствии смещения и наклона пучка относительно оси волокна. Сравнение с теоретическими выводами [8] показало достаточно близкое соответствие основных результатов.

В работе [9] МОДАНЫ использовались для разделения мод на выходе градиентного волоконного световода, подвергнутого периодическим микроизгибам. Экспериментально исследовались коэффициенты связи различных мод в зависимости от амплитуды изгибов. Полученные при этом результаты позволяют создать высокочувствительные акусто-оптические преобразователи и датчики физических величин на основе многомодовых градиентных волокон.

Литература

1. Квантовая электроника, 1982, т. 9, с. 1986.
2. Квантовая электроника, 1983, т. 10, с. 1700.
3. 5^{th} Iutern. Conference on Lasers and Their Applications. Abstract. Dresden, GDR, 1985, p. 23.
4. Квантовая электроника, 1988, т. 3, с. 15
5. K o g e l n i c H. BSTI, 1969, v. 48, p. 2909.
6. Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. -М.: Советское радио, 1978, т. 2, с. 20.
7. Квантовая электроника. 1984, т. 11, с. 1869.
8. Opt. and Quant. Electronics, 1979, v. 11, p. 393.
9. Opt. Communications, 1985, v. 55, p. 403.