

Нелинейный интерферометр Фабри-Перо со встроенной внутрь синусоидальной дифракционной решеткой

А.В.КАЗБЕРУК, Г.В.СИНИЦЫН

Нелинейные и бистабильные интерферометры Фабри-Перо приобретают дополнительные возможности управления световыми потоками при формировании в промежуточном слое интерферометров фазовой дифракционной решетки. Такая решетка, в частности, может быть создана при падении на интерферометр двух когерентных световых пучков, направленных на рассматриваемую среду под углом друг к другу. Для направленного на решетку светового информационного сигнала накладывающиеся друг на друга угловые условия максимумов дифракции и интерференции могут приводить к существенной асимметрии и перераспределению интенсивностей дифрагированных пучков. При этом характер перераспределения зависит как от угла падения и интенсивности информационного пучка, так и от интенсивностей двух когерентных потоков, формирующих решетку.

Будем считать, что бесконечно-протяженный плоскопараллельный слой **III** толщиной d , перпендикулярный направлению x , диэлектрическая проницаемость которого промодулирована по закону

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 \left(1 + \alpha \cos \frac{2\pi}{N\lambda} z \right), \quad (1)$$

помещен между двумя другими плоскопараллельными слоями **II** и **IV** с диэлектрической проницаемостью ε_R и толщиной h (зеркала интерферометра). Здесь ε_0 – среднее значение $\varepsilon(z)$, α – глубина и $N\lambda$ – период модуляции, $N4$ – число длин волн λ , укладываемых на одном периоде модуляции. Данная система помещена в воздух (диэлектрическая проницаемость ε в областях **I** и **V** равна 1). Предполагаем также, что характеристики среды не зависят от светового поля и что поглощение или усиление света в системе отсутствует. Плоская волна падает из области **I** под углом θ на интерферометр, возбуждая в нем электромагнитное поле. Также будем считать, что вектор **E** параллелен оси y (H-мода) и $E_y(x, z, t) = E_y(x, z) \exp(i\omega t)$, а магнитная проницаемость $\mu = 1$ во всех областях. Тогда $E_x = E_z = H_y = 0$, в области **III** **E** и $\text{grad}\varepsilon$ взаимно перпендикулярны, а в остальных областях $\varepsilon = \text{const}$. В этом случае волновое уравнение для модулированного слоя

$$\nabla^2 E_y^{\text{III}} + \varepsilon_0 k^2 \left(1 + \alpha \cos \frac{kz}{N} \right) E_y^{\text{III}} = 0 \quad (2)$$

содержит коэффициенты, которые являются функциями только z . Его решение можно представить в виде [1]

$$E_y^{\text{III}}(x, z) = \sum_{n=L_1}^{L_2} [E_n^{\text{III}f} \exp(-ikA_n x) + E_n^{\text{III}b} \exp(ikA_n x)] \sum_{l=L_1}^{L_2} \beta_{l,n} \exp \left[ik \left(s + \frac{l}{N} \right) z \right], \quad (3)$$

где $s = \sin \theta$, $iA_n = \sqrt{\gamma_n}$, γ_n и β_l, n – соответственно, собственные значения и собственные вектора известной алгебраической задачи

$$\mathbf{D}\beta = \gamma\beta, \quad (4)$$

для бесконечной матрицы \mathbf{D} с элементами

$$\begin{aligned} d_{l,m} &= -\varepsilon_0 + (s + l/N)^2 & l = m, \\ d_{l,m} &= -\alpha\varepsilon_0/2 & l = m + 1, \quad l = m - 1, \\ d_{l,m} &= 0 & l > m + 1, \quad l < m - 1, \end{aligned} \quad (5)$$

Легко показать, что электрическое поле в остальных областях можно представить в виде

$$E_y^{\text{II,IV}}(x, z) = \sum_{l=L_1}^{L_2} \left[E_l^{\text{II,IV}f} \exp(-ikC_l x) + E_l^{\text{II,IV}b} \exp(ikC_l x) \right] \exp \left[ik \left(s + \frac{l}{N} \right) z \right], \quad (6)$$

$$E_y^{\text{I}}(x, z) = E_0 \exp(-ikK_0 x) \exp(iks z) + \sum_{l=L_1}^{L_2} E_l^{\text{I}b} \exp(ikK_l x) \exp \left[ik \left(s + \frac{l}{N} \right) z \right], \quad (7)$$

$$E_y^{\text{V}}(x, z) = \sum_{l=L_1}^{L_2} E_l^{\text{V}f} \exp(-ikK_l x) \exp \left[ik \left(s + \frac{l}{N} \right) z \right], \quad (8)$$

где $C_l = \sqrt{\varepsilon_R - (s + l/N)^2}$, $K_l = \sqrt{1 - (s + l/N)^2}$.

Из (3), (6)–(8) нетрудно получить выражения для соответствующих магнитных полей.

Учет граничных условий (непрерывность тангенциальных составляющих электрических и магнитных полей во всех точках на границах раздела сред) приводит к системе линейных алгебраических уравнений для определения коэффициентов $E_l^{\text{I-V}}$, которые можно трактовать как амплитуды волн различных дифракционных порядков в соответствующих областях рассматриваемой модулированной интерференционной системы. В качестве меры интенсивности дифрагированного света l -го порядка мы будем использовать квадрат модуля соответствующего коэффициента $E_l^{\text{I}b}$ или $E_l^{\text{V}f}$ в выражении для поля в области \mathbf{I} или \mathbf{V} , нормированный на интенсивность падающего света.

Для численных расчетов использовались величины ε_R и h , соответствующие максимальному пропусканию реального интерферометра Фабри-Перо в отсутствие модуляции ($\alpha = 0$). Величина ε_R определяется требуемым коэффициентом отражения зеркал интерферометра R и величиной ε_0 . Толщина d промежуточного слоя при заданном R определяется желаемой настройкой интерферометра на требуемый уровень пропускания.

Для случая, когда начальная отстройка интерферометра (при отсутствии модуляции) соответствует максимальному пропусканию, увеличение глубины модуляции вызывает увеличение отстройки интерферометра и при очень малых α поведение кривых $I_0^{\rho,\tau}(\alpha)$ (кривые 1 и 4 рис. 1а)

соответствует поведению кривых, построенных по обычным формулам Эйри: резкое (вследствие высокого коэффициента отражения зеркал R) падение интенсивности прошедшего света и столь же резкое увеличение интенсивности отраженного. При дальнейшем возрастании глубины модуляции монотонный характер кривых нарушается и

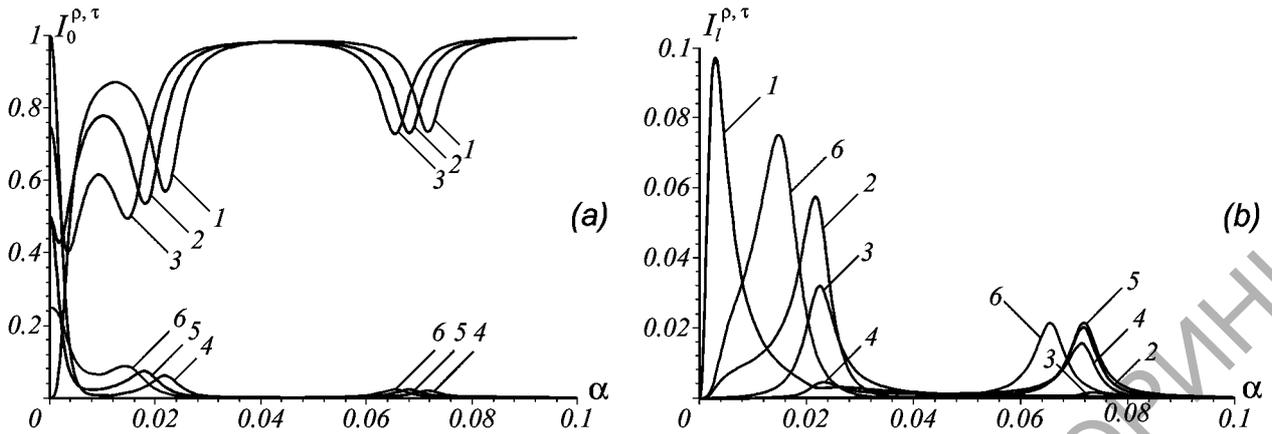


Рис. 1: Зависимости интенсивностей дифрагированных лучей от глубины модуляции для: (а) – нулевого порядка в отраженном (кривые 1–3) и прошедшем (4–6) свете при начальной настройке пропускания интерферометра на максимальное (кривые 1, 4), на половину максимального (2, 5), на четверть максимального (3, 6); (б) – l -тых порядков в отраженном и прошедшем свете при начальной настройке пропускания интерферометра на максимальное (кривые 1–5) и на четверть максимального (6): 1 – $l = \pm 1$; 2, 6 – $l = \pm 2$; 3 – $l = \pm 3$; 4 – $l = \pm 4$; 5 – $l = \pm 5$. $N = 10$; $R = 0,99$; $\theta = 0$.

появляются провалы на кривых $I_0^p(\alpha)$ и пики на кривых $I_0^r(\alpha)$. При значениях α , соответствующих этим провалам и пикам, существенно возрастают интенсивности света дифракционных порядков с $|l| \geq 2$ (рис. 1б). Рассматривая все кривые рис. 1 вместе можно сделать вывод, что если в отраженном свете при $\alpha > 0,003$ преобладают волны нулевого порядка, то в прошедшем в некоторых диапазонах α интенсивности волн более высоких порядков дифракции становятся сравнимыми с интенсивностью волны нулевого порядка и даже превышают ее. Из рис. 1а также видно, что различия в форме модуляционных кривых при различных начальных настройках интерферометра существенны лишь при малых α . При возрастании α отклонение начальной настройки от настройки на максимальное пропускание приводит практически лишь к уменьшению эффективной глубины модуляции.

Очевидно, отмеченные провалы и пики связаны с дифракцией на неоднородностях диэлектрической проницаемости в промежуточном слое интерферометра. Это следует также из зависимости количества провалов и пиков на модуляционных кривых от периода решетки (величины N) (рис. 2).

С увеличением периода решетки практически пропорционально возрастает частота появления провалов и пиков. Увеличение периода приводит к уменьшению углового расстояния между дифрагировавшими пучками соседних порядков и увеличению количества наблюдаемых порядков дифракции. Также меняется дифракционная эффективность. Чем меньше период, тем выше интенсивность дифрагированных пучков.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности использования описываемого интерферометра в качестве амплитудно-фазового модулятора и пространственного переключателя нового типа. Рассмотрим, в частности, один из примеров пространственного переключателя на интерферометре-решетке. Как видно из кривых 1 и 2 рис. 1б, при включении управляющих пучков с интенсивностью, обеспечивающей коэффициент модуляции $\alpha_1 = 0,003$, информационный сигнал расщепляется в основном на четыре равных пучка первого порядка ($I_{\pm 1}^{p,\tau}$), а при $\alpha_1 = 0,0215$ – на четыре пучка второго порядка ($I_{\pm 2}^{p,\tau}$) с контрастом соответственно $I_{\pm 1}^{p,\tau}(\alpha_1)/I_{\pm 2}^{p,\tau}(\alpha_1) \approx 30$ и

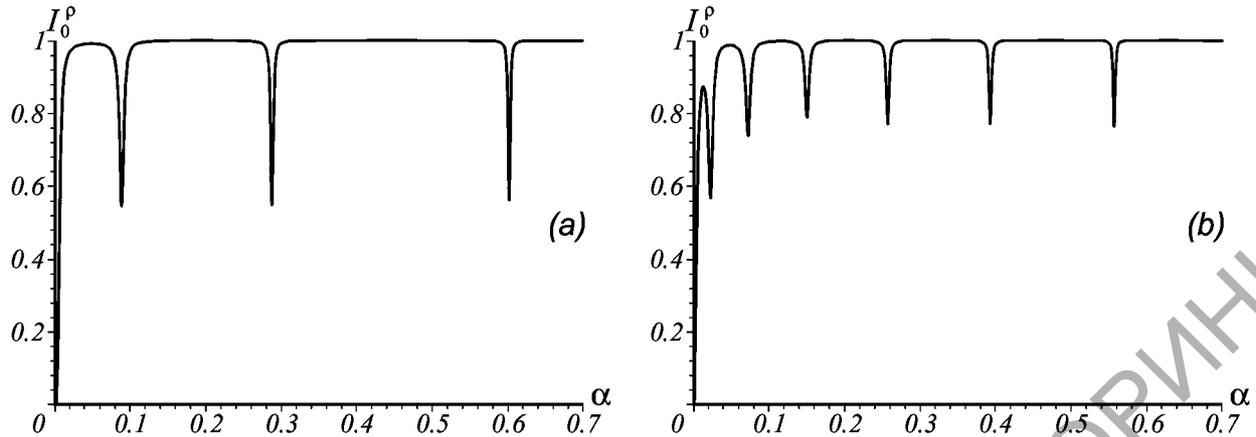


Рис. 2: Зависимость интенсивностей дифрагированных пучков нулевого порядка в отраженном свете от глубины модуляции при начальной настройке пропускания интерферометра на максимальное: (a) — $N = 5$, (b) — $N = 10$. $R = 0,99$; $\theta = 0$.

$I_{\pm 2}^{\rho, \tau}(\alpha_2)/I_{\pm 1}^{\rho, \tau}(\alpha_2) \approx 20$. Если за направления коммутации выбрать 1-ый и 5-ый порядки и изменить α скачком от $\alpha_1 = 0,003$ до $\alpha_3 = 0,072$, то расчетный контраст переключения уже составит $I_{\pm 1}^{\rho, \tau}(\alpha_1)/I_{\pm 5}^{\rho, \tau}(\alpha_1) \approx 10^{12}$ и $I_{\pm 5}^{\rho, \tau}(\alpha_3)/I_{\pm 1}^{\rho, \tau}(\alpha_3) \approx 60$ (см. кривые 1 и 5 рис. 1b). Наконец, удерживая глубину модуляции неизменной в окрестностях некоторых значений и изменяя начальную отстройку путем асимметричного увеличения интенсивности одного из управляющих пучков, можно модулировать четыре дифрагированных информационных пучка выбранного порядка дифракции (сравни, например, кривые 2 и 6 рис. 1b второго порядка дифракции вблизи значения $\alpha_4 = 0,0655$). Если для этих же порядков дифракции выбрать $\alpha_3 = 0,072$, то закон модуляции будет инверсным по отношению к предыдущему случаю при $\alpha_4 = 0,0655$.

Таким образом, можно сделать вывод, что рассматриваемый интерферометр-решетка позволяет существенно видоизменить структуру полей дифрагированных пучков даже в том случае, когда характеристики промежуточного слоя не зависят от светового поля. Такого рода дифракционные решетки могут обладать набором амплитудно-пространственных характеристик, существенно отличающих их как от бистабильных интерферометров в некогерентных пучках, так и от обычных голограмм без зеркальных покрытий. Такая система представляет интерес для оптических межсоединений и оптической обработки информации с точки зрения изучения возможности создания пространственных коммутаторов и устройств ввода-вывода информационных сигналов.

Abstract. The theoretical investigations of diffraction of light beams on phase sinusoidal diffraction grating placed between parallel mirrors of a Fabry-Perot interferometer are carried out. The problem is solved on the basis of Maxwell equations in the approximation of plane waves. The numerical analysis indicates that the power of beam incident on interferometer with a built-in diffraction grating undergoes strong redistribution between diffraction orders depending on such parameters as angle of incidence, initial detuning from the interference maximum and index of phase modulation. This feature provides the opportunity to use such grating-interferometer as an amplitude-phase modulator and a spatial switch of a new type. If non-linear optical media are used as an intermediate layer and grating is formed by interfering light beams, then the parameters of such a modulator can be changed and controlled optically.

Литература

- [1] *A.V.Kazberuk, G.V.Sinitsyn*, Diffraction gratings on a thin-layer Fabry-Perot interferometer with modulation of a refractive index of intermediate layer for spatial optical switches, in *Optics in Computing 2000*, Roger A. Lessard, Tigran Galstian, Editors, SPIE Vol. 4089, pp. 927–938

Отдел оптических проблем
информатики НАН Беларуси
ул. Купревича 1/2
220141 Минск, Беларусь

Поступило 15.06.2001

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ