

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.8

ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОДНОПОЛОСНЫЙ
МОДУЛЯТОР

Козел С. М., Листвин В. Н., Шаталин С. В.

При разработке волоконных кольцевых датчиков угловой скорости возникла проблема создания однополосного модулятора (ОМ). Применение ОМ в таких датчиках позволяет осуществить цифровой вывод данных и измерять угловые скорости в широком динамическом диапазоне [1].

Известны ОМ на двойном поперечном эффекте Поккельса [2]. Используя этот эффект, можно независимо модулировать состояние поляризации света с помощью двух напряжений, приложенных к граням кристалла. В ОМ напряжения подбираются так, что действие устройства описывается вращающейся полуволновой фазовой пластинкой. На языке связанных волн вращение пластинки соответствует изменению по гармоническому закону в квадратуре постоянной распространения и коэффициента связи двух ортогонально линейно поляризованных волн. Таким образом, для моделирования ОМ, действующего на основе двойного эффекта Поккельса, необходимо иметь возможность независимо управлять постоянной распространения и коэффициентом связи.

В нашей работе мы покажем, что ОМ может быть создан последовательным набором разработанных в настоящее время в интегральной оптике фазовых модуляторов и поляризационных преобразователей [3]. Действие фазового модулятора на состояние поляризации света описывается матрицей фазовой пластинки \hat{P} в базисе ее собственных векторов, а действие поляризационного преобразователя — матрицей \hat{M} фазовой пластинки, развернутой на 45° по отношению к оси пластинки \hat{P} . Пусть сдвиг фаз в пластинках \hat{P} составляет $\cos \Omega t$, а сдвиг фаз в пластинках \hat{M} — соответственно в квадратуре. Найдем матрицу, описывающую действие последовательности из N элементов $\hat{P}\hat{M}$ при $N \gg 1$, и определим искажения, обусловленные конечной величиной N

$$(\hat{P}\hat{M})^N = \begin{pmatrix} \cos \Omega t & \sin \Omega t \\ \sin \Omega t & -\cos \Omega t \end{pmatrix} + \frac{\pi^2}{2N} \begin{pmatrix} 1 + \sin^2 \Omega t & \sin 2\Omega t \\ -\sin 2\Omega t & -1 + \sin^2 \Omega t \end{pmatrix} + O(N^{-2}), \quad (1)$$

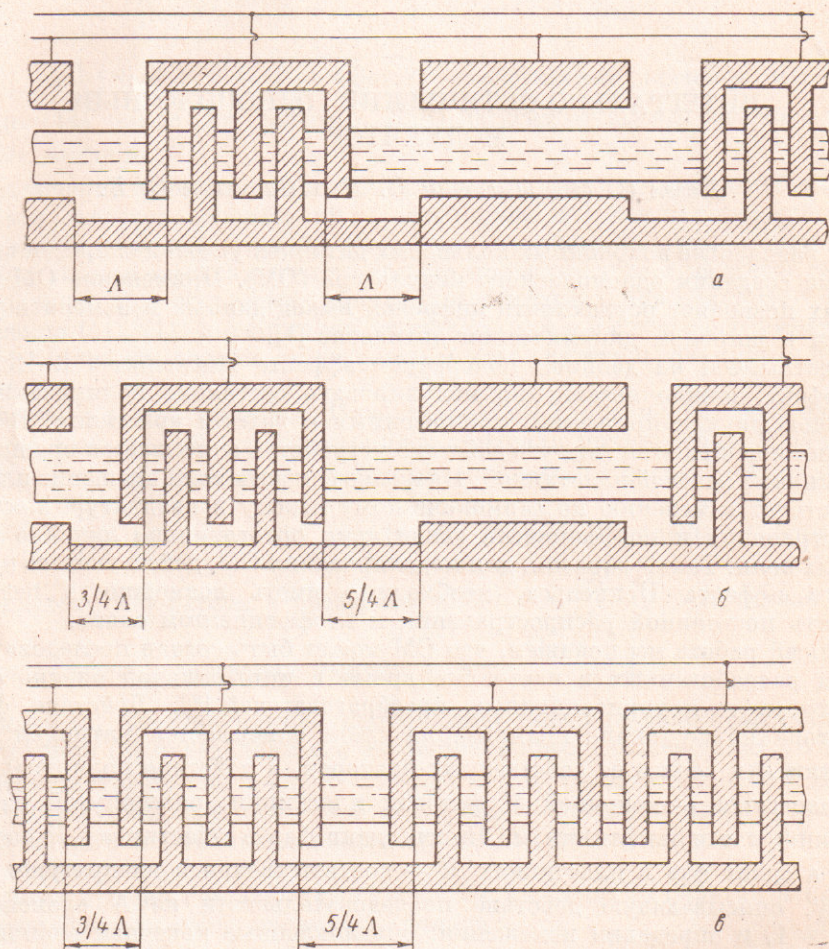
где сделана замена $(\hat{I} + \frac{\hat{a}}{N})^N = \exp \hat{a} + \frac{\hat{a}^2}{2N} + O(N^{-2})$.

Если на вход модулятора подать волну, поляризованную по кругу ($+i$), то в нулевом приближении по N^{-1} мы получим волну, также поляризованную по кругу ($-i$), но сдвинутую по частоте на Ω , т. е. в нулевом приближении устройство функционирует как ОМ.

Действие членов первого и более высоких порядков малости по N^{-1} приводит к тому, что в спектре промодулированного сигнала, кроме смещенной частоты $\omega + \Omega$, появятся с весом $\sim N^{-1}$ «паразитные» составляющие на частотах ω , $\omega \pm 2\Omega$ и т. д. Перейдя в базис векторов, поляризованных по кругу, мы найдем, что сдвиг частоты также осуществляется устройством, описываемым матрицей $(\hat{R}\hat{M})^N$, где \hat{R} — матрица вращателя. Это устройство сдвигает частоту для

света, линейно поляризованного вдоль оси пластинки \hat{P} . Аналогично можно показать, что устройство, описываемое матрицами $(\hat{R}\hat{P})^N$, является ОМ для света, плоскость поляризации которого составляет с осью пластинки \hat{P} угол в 45° .

Предложенные ОМ представляют непосредственный интерес в связи с тем, что вращатель \hat{R} может быть реализован комбинацией устройств, описываемых матрицами \hat{P} и \hat{M} . По теореме эквивалентности для эллиптических фа-



Интегрально-оптические схемы ОМ, описываемые разными матрицами.

$$a - (\hat{P}\hat{M})^N, \quad б - (\hat{R}\hat{P})^N, \quad в - (\hat{R}\hat{M})^N.$$

зовых пластинок оптический вращатель эквивалентен фазовой пластинке, помещенной между двумя четвертьволновыми пластинками, главные оси которых развернуты на 45° относительно осей фазовой пластинки и на 90° относительно друг друга [4]

$$\hat{R}(a) \equiv \hat{P}(3\pi/4) \hat{M}(a) \hat{P}(\pi/4) \quad (2)$$

и, следовательно, может быть реализован в интегральной оптике.

Схема ОМ, описываемого матрицей $(\hat{P}, \hat{M})^N$, представлена на рисунке, а. В устройстве используется диффузионный двухмодовый волновод в кристалле LiNbO_3 x -среза, направленный вдоль оси y с двумя типами электродов. Напряжение, приложенное к первой паре электродов, изменяет сдвиг фаз между ТЕ и ТМ модами волновода, а напряжение, приложенное ко второй паре элект-

тродов, выполненных в форме «гребенки», определяет связь между модами [3]. Период «гребенки» равен межмодовой длине биений $\Lambda=7$ мкм.

Для уменьшения вклада «паразитных» составляющих в спектр выходного сигнала число секций N выбирается равным числу поперечных электродов в «гребенке» и для устройства длиной 10 мм $N=30$. При этом следует ожидать [3, 5], что напряжение, необходимое для работы ОМ, составит ~ 6 В, а верхняя граничная частота будет ~ 1.7 ГГц.

На рисунке, б, в приведены схемы ОМ, описываемые матрицами $(\hat{R} \hat{P})^N$ и $(\hat{R} \hat{M})^N$. В этих схемах пластинки \hat{P} ($\pi/4$) и \hat{M} ($3\pi/4$), формирующие вращатели \hat{R} , реализуются за счет разности фазовых скоростей ТЕ и ТМ мод. Отметим, что ОМ, представленный на рисунке, в, совпадает с предложенным в [6].

Литература

- [1] Курицкий М., Голдштейн М. — ТИИЭР, 1983, т. 17, № 10, с. 47—72.
- [2] Kaminov I., Turner I. — Appl. Opt., 1966, v. 5, N 10, p. 1621—1629.
- [3] Alferness R. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 6, p. 965—972.
- [4] Marathay A. — JOSA, 1965, v. 55, N 8, p. 969—981.
- [5] Alferness G., Buhl L. — Opt. Lett., 1982, v. 7, N 10, p. 500—503.
- [6] Heisman F., Ulrich R. — IEEE J. Quant. Electron., 1982, v. QE-18, N 4, p. 767—775.

Поступило в Редакцию 13 июня 1985 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕОНА НА ЛАЗЕРНОМ ПЕРЕХОДЕ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Зейликович И. С., Пулькин С. А., Гайда Л. С.

Разность поляризуемостей возбужденных состояний атомной системы, находящейся в интенсивном световом поле, определяет штарковский сдвиг линии поглощения и вклад в нелинейную восприимчивость среды, ответственную за эффекты самовоздействия волн, участвующих в резонансных взаимодействиях. В связи с этим измерения поляризуемостей возбужденных состояний атомов представляют несомненный интерес. Впервые интерферометрические измерения разности поляризуемостей возбужденного и основного колебательных состояний молекулы водорода были проведены в [1]. Они показали хорошее согласие экспериментальных данных с квантово-механическим расчетом. В [1] возбуждение молекул H_2 производилось в процессе усиления стоксовой компоненты ВКР ($\lambda_c=0.68$ мкм). Такая методика не позволяет исследовать поляризуемости состояний в широкой области спектра.

Разность поляризуемостей в широкой области спектра может быть измерена методом голографической интерференционной спектроскопии [2]. Метод позволяет получить дисперсионный ход показателя преломления вблизи линий поглощения атомарной среды, соответствующий действительной части восприимчивости. Для описания восприимчивости использовалась модель обобщенной двухуровневой системы [3]. Согласно этой модели, при однофотонном резонансе действительная часть восприимчивости определяется выражением

$$n(\Delta) - 1 = (N_1 - N_2) fAT \frac{IK(\theta - 1) + \Delta}{1 + (\Delta - IK)^2 + I/I_n}, \quad (1)$$

где $\Delta = (\omega_0 - \omega)I$ — расстройка от линии поглощения (ω — текущая частота, ω_0 — частота линии поглощения), $I = E^2$ — интенсивность излучения, $I_n = E_n^2$ — интенсивность насыщения, $(N_1 - N_2)$ — разность населенностей уров-