

гаемое описывает вращение, обусловленное эффектами оптической ориентации среды в магнитном поле.

В случае неоднородного уширения после усреднения по скоростям формула (1) принимает вид

$$\chi_{g, g'} = \delta_{g, g'} \frac{N}{V} \frac{|d^{10}|^2}{\hbar} \frac{\sqrt{\pi}}{kv_0} (1 - q\xi_2) \left\{ W(y_1) + W(y_2) + \frac{\gamma/2 - i\Omega(\xi_2 + 1q)}{\sqrt{(\gamma/2)^2 + \Omega^2(1 - \xi_2^2)}} \times \right. \\ \left. \times (W(y_1) - W(y_2)) \right\}. \quad (3)$$

Здесь N/V — плотность атомов, v_0 — тепловая скорость, $\xi_{12} = \xi/I(z, \Omega)$ — степень круговой поляризации, $W(y)$ — интеграл вероятности комплексного аргумента

$$W(y) = e^{-y^2} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{iy} e^{-t^2} dt \right), \\ y_{1, 2} = \delta + \Omega\xi_2 \pm i \sqrt{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + \Omega^2(1 - \xi_2^2)}.$$

Как видно из (3), анизотропная диэлектрическая восприимчивость и угол поворота сложным образом зависят от степени круговой поляризации и зеемановского расщепления частот и существенно отличаются от классических линейной восприимчивости и угла поворота в магнитном поле. Найденное выражение для $\chi_{g, g'}$ позволяет найти изменение поляризации волны при ее распространении. Однако ввиду громоздкости выражений эти результаты здесь не приводятся.

Литература

- [1] Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, 1979.
- [2] Казанцев А. П., Смирнов В. С., Тумайкин А. М., Ягофаров И. А. *Опт. и спектр.*, 1984, т. 57, в. 1, с. 189; 1985, т. 58, в. 3, с. 500.
- [3] Гельмуханов Г. Х., Шалагин А. М. — *ЖЭТФ*, 1980, т. 78, в. 6, с. 1674.
- [4] Митчелл А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М., 1937.

Поступило в Редакцию 10 июля 1985 г.

ПОЛУЧЕНИЕ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Городецкий А. А., Лукин А. В., Мустафин К. С., Рафиков Р. А.

Осевые синтезированные голограммные оптические элементы (ГОЭ) используются в качестве фокусирующих, образцовых и корригирующих оптических элементов при решении ряда задач оптического приборостроения [1, 2]. Обладая рядом достоинств (простота изготовления, высокое оптическое качество), они имеют существенный недостаток, обусловленный переналожением дифракционных порядков, что в некоторых случаях ограничивает возможность достижения высоких значений отношения сигнал/фон в плоскости изображения. С целью уменьшения влияния «паразитных» порядков используются пространственные фильтры, устанавливаемые на оптической оси с целью их блокировки. Однако эта мера не всегда приводит к желаемым результатам. От указанного недостатка свободны внеосевые ГОЭ, у которых дифракционные порядки в плоскости изображения могут быть полностью разделены.

Ниже излагается методика получения внеосевых ГОЭ на основе использования осевых синтезированных голограмм и метода обращения волнового

фронта. Такие голограммы, обладая преимуществами осевых синтезированных голограмм, лишены их основного недостатка — переналожения дифракционных порядков. На рис. 1. представлена оптическая схема установки для получения внеосевых ГОЭ.

Процесс получения внеосевого ГОЭ 7 состоит из двух этапов: получение вспомогательной голограммы 6 (рис. 1, а) и получение требуемого внеосевого ГОЭ (рис. 1, б). Осевой синтезированный ГОЭ при освещении его точечным источником света формирует в рабочем порядке дифракции заданную расчетную волну W_p , которая имеет вид волновой поверхности S на определенном расстоянии от ГОЭ. Методика расчета и изготовления осевых синтезированных ГОЭ рассматривалась ранее в [3]. При получении голограммы и при вос-

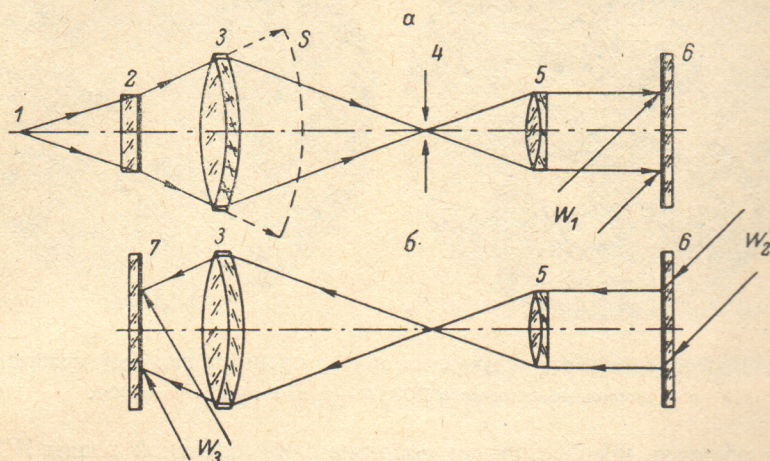


Рис. 1. Оптическая схема установки для получения внеосевых ГОЭ.

1 — точечный источник света, 2 — осевой синтезированный ГОЭ, 3, 5 — объективы, 4 — пространственный фильтр, 6 — фотопластинка (вспомогательная физическая голограмма); 7 — фотопластинка (внеосевой ГОЭ); W_1, W_3 — плоские опорные волны при записи соответственно голограммы 6 и внеосевого ГОЭ 7; W_2 — восстанавливающая (обращенная) плоская волна.

становлении волнового фронта нас интересуют только комплексные амплитуды света. Комплексную амплитуду можно записать в виде $W_j = A_j e^{i\varphi_j}$, где A_j, φ_j — соответственно амплитуда и фаза волны являются функциями пространственных координат. Таким образом, $W_p = A_p e^{i\varphi_p}$. После прохождения объектива 3, пространственного фильтра 4 и объектива 5 волна W_p преобразуется в объектную волну W_0 и регистрируется на фотопластинке 6 с помощью плоской опорной волны W_1 . Пространственный фильтр 4 служит для блокировки «паразитных» порядков дифракции голограммы. Плоскость вспомогательной физической голограммы 6 оптически сопряжена с плоскостью осевого ГОЭ 2, что позволяет получить равномерное распределение освещенности в плоскости регистрации.

Распределение интенсивности в плоскости фотопластинки 6 имеет вид

$$I_1(x, y) = |W_0 + W_1|^2 = A_0^2 + A_1^2 + A_0 A_1 [e^{i(\varphi_0 - \varphi_1)} + e^{-i(\varphi_0 - \varphi_1)}] \quad (1)$$

После экспонирования и соответствующей фотохимической обработки вспомогательная голограмма устанавливается на прежнее место, что контролируется по интерференционной картине, образуемой за голограммой при освещении ее объектной и опорной волнами. Амплитудное пропускание голограммы в общем случае можно представить в виде

$$T(x, y) = C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_n [e^{in(\varphi_0 - \varphi_1)} + e^{-in(\varphi_0 - \varphi_1)}], \quad (2)$$

где C_n — коэффициенты, определяемые характеристиками светочувствительного слоя и условием его экспонирования. При этом составляющая пропускания $T(x, y)$ для первого порядка дифракции имеет вид

$$T_1 = C_1 [e^{i(\varphi_0 - \varphi_1)} + e^{-i(\varphi_0 - \varphi_1)}]. \quad (3)$$

Восстановление обращенной плоской волной $W_2 = W_1^* = A_1 e^{-i\varphi_1}$ дает

$$W_2 T_1^{(1)} = A_1 C_1^{(1)} e^{i(\varphi_0 - 2\varphi_1)} + A_1 C_1^{(1)} e^{-i\varphi_0}, \quad (4)$$

причем одна из дифрагированных волн $W_d = A_1 C_1^{(1)} e^{-i\varphi_c} = (A_1/A_0) C_1^{(1)} W_0^*$ является обращенной объектной волной с коэффициентом $A_1 C_1^{(1)}/A_0$. Эта волна от голограммы 6 проходит в обратном направлении объективы 5 и 3, и таким образом

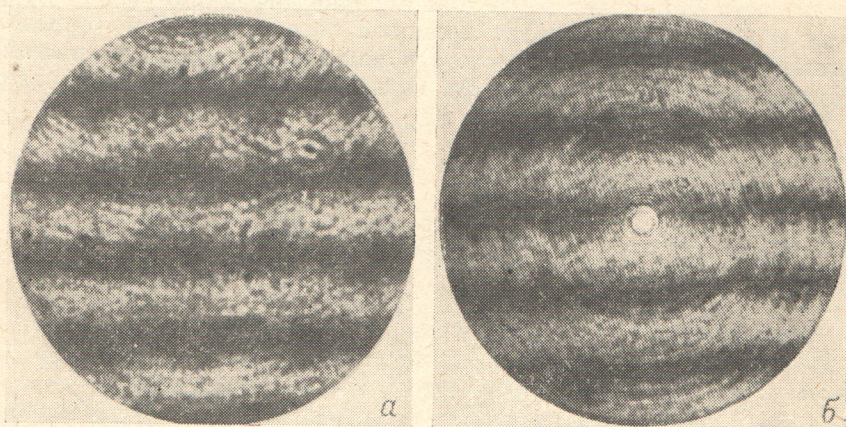


Рис. 2. Интерферограммы, полученные при контроле сферической поверхности.
а — с помощью внеосевого ГОЭ, б — с помощью осевого ГОЭ.

происходит обратное преобразование сопряженной объектной волны W_0^* в сопряженную расчетную волну W_p^* , а распределение интенсивности в плоскости фотопластины 7 описывается выражением

$$I_2(x, y) = \left| \frac{A_1}{A_0} C_1^{(1)} W_p^* + W_3 \right|^2 = \frac{A_1^2 A_p^2}{A_0^2} C_1^{(1)2} + A_3^2 + \frac{A_1 C_1^{(1)} A_p A_3}{A_0} [e^{i(\varphi_p + \varphi_3)} + e^{-i(\varphi_p + \varphi_3)}]. \quad (5)$$

Пропускание голограммы 7 аналогично (2) и (3) можно представить в виде

$$T_1^{(2)} = C_1^{(2)} [e^{-i(\varphi_p + \varphi_3)} + e^{i(\varphi_p + \varphi_3)}]. \quad (6)$$

Таким образом, при освещении этой голограммы обращенной плоской волной $W_4 = W_3^* = A_3 e^{-i\varphi_3}$ формируется волновое поле, заданное исходной осевой голограммой,

$$W_4 T_1^{(2)} = A_3 C_1^{(2)} e^{-i(\varphi_p + 2\varphi_3)} + A_3 C_1^{(2)} e^{i\varphi_p}. \quad (7)$$

При этом обеспечивается пространственное разделение дифракционных порядков. Применение метода обращения волнового фронта на стадии получения внеосевого ГОЭ позволяет исключить влияние дефектов и остаточных аберраций формирующей оптики [4]. Однако к качеству подложек 6 и 7 предъявляются высокие требования.

Следует отметить, что в тех случаях, когда исходный осевой ГОЭ синтезирован с использованием плоской опорной волны, соответствующий внеосевой ГОЭ может быть получен непосредственно на первом этапе, причем формирующая оптика (объективы 3 и 5) здесь не требуется. Это становится возможным благодаря тому, что восстанавливающие прямые и сопряженные плоские волны формируют сходящиеся и расходящиеся объектные волны, поверхности которых симметричны относительно плоскости ГОЭ. Это значит, что на первом этапе в сущности происходит запись сопряженной расчетной волны W_p^* с помощью плоской наклонной опорной волны. При освещении полученной голограммы обращенной волной происходит восстановление заданной волны W_p .

По изложенной методике были получены экспериментальные образцы внеосевых ГОЭ и исследованы их оптические характеристики. Возможность применения внеосевых ГОЭ в качестве оптических корректоров была опробована на

примере контроля сферического зеркала с радиусом кривизны $R=260$ мм в интерферометре типа Тваймана—Грина с внеосевой голограммой в качестве объектива в рабочей ветви. Полученная интерферограмма представлена на рис. 2, а. На рис. 2, б для сравнения приведена интерферограмма контроля этой же поверхности, полученная с помощью осевой голограммы в качестве объектива в рабочей ветви интерферометра ($f=340$ мм, $\lambda=0.6328$ мк). Из снимков видно, что на интерферограмме, полученной с помощью внеосевого ГОЭ, отсутствуют паразитные интерференционные кольца, заметные на снимке рис. 2, б.

Литература

- [1] Лукин А. В., Мустафин К. С. — ОМП, 1979, № 4, с. 53—59.
- [2] Ларионов Н. П., Лукин А. В., Рафиков Р. А. — ОМП, 1980, № 9, с. 16—17.
- [3] ОСТ 3-4731-80 Голограммы синтезированные осевые. Типовой технический процесс изготовления.
- [4] Городецкий А. А., Ларионов Н. П., Лукин А. В., Мустафин К. С. — ОМП, 1983, № 12, с. 53—54.

Поступило в Редакцию 30 июля 1985 г.

УДК 548.01: 535.51

Опт. и спектр., т. 60, в. 4, 1986

НЕЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ — СЛУЧАЙ ДВУХ ВОЛН

Голубков А. А., Макаров В. А.

Во многих кристаллах, изотропных жидкостях и жидких кристаллах имеют место эффекты поляризационного самовоздействия света. Одним из них является нелинейная оптическая активность (НОА) [$1-3$] — зависящее от интенсивности вращения главной оси эллипса (плоскости) поляризации распространяющейся мощной волны. Построение феноменологической и микроскопической теории НОА, с одной стороны, и развитие техники эксперимента, — с другой, делают возможным использование этого явления в качестве перспективного метода нелинейной поляризационной спектроскопии [2].

Данная работа посвящена теоретическому исследованию самовоздействия и нелинейного взаимодействия двух мощных монохроматических волн, приводящих к НОА, в кристаллах высшей и средней категорий. Показано, что использование двух волн позволяет значительно увеличить (по сравнению с [2]) количество спектроскопической информации, получаемой (на основе измерений углов поворота эллипсов поляризации) о кубической нелинейности и ее пространственной дисперсии (ПД).

Действуя аналогично [4] и учитывая малость ПД в кристаллах в оптическом диапазоне, получим следующее разложение нелинейной поляризации $P_1(\omega_1, k_1, \mu_1)$ по степеням медленноменяющихся амплитуд $E_n(\omega_n, k_n, \mu_n)$ (индекс n принимает значение 1 и 2, μ — символический параметр малости), обобщающее [1] на случай двух волн,

$$P_{1,i} = [\chi_{ijkl}^{1,1}(-\omega_1, \omega_1, \omega_1) - ik_{1m} \gamma_{ijklm}^{1,1}(-\omega_1, \omega_1, \omega_1)] E_{1j}^* E_{1k} E_{1l} + 2[\chi_{ijkl}^{1,2}(-\omega_2, \omega_2, \omega_1) - ik_{1m} \gamma_{ijklm}^{1,2}(-\omega_2, \omega_2, \omega_1)] E_{2j}^* E_{2k} E_{1l}. \quad (1)$$

Здесь опущены квадратичные по E_n слагаемые, ответственные только за частотные преобразования. Выражение для $P_2(\omega_2, k_2, \mu_2)$ получается из (1) простой заменой индексов ($1 \leftrightarrow 2$). В общем случае тензоры $\hat{\chi}^{1,2}$ и $\hat{\gamma}^{1,2}$ являются несимметричными, а тензоры $\hat{\chi}^{n,n}$ и $\hat{\gamma}^{n,n}$ симметричными по перестановке третьего и четвертого индексов.

Рассмотрим распространение волн вдоль оптической оси кристалла (ось z). Пользуясь методом медленноменяющихся амплитуд [4] и считая нелинейность