

Дисперсионные резонаторы с объемными голографическими решетками

Е.А.Тихонов, В.И.Безродный, Т.Н.Смирнова, О.В.Сахно

Проведены анализ и экспериментальная апробация дисперсионных резонаторов с объемными голографическими решетками пропускающего типа. В зависимости от угловой селективности решеток, определяющей наряду с угловой дисперсией ширину линии генерации, требуемый диапазон перестройки достигим при вращении лишь одного из зеркал резонатора или при синхронном вращении узла решетка–зеркало относительно заданной оси. Обнаружено решающее влияние угловой селективности объемных решеток на ширину линии генерации, позволяющее реализовать без применения телескопической оптики одномодовую генерацию в наносекундных лазерах.

Ключевые слова: фотополимерные голографические материалы, объемные фазовые голографические решетки, спектрально-угловая селективность, дисперсионные резонаторы, одномодовая генерация, полимерные активные среды, перестройка частоты генерации.

Объемные голографические решетки (ОГР) относятся к классу дифракционных оптических элементов с дифракцией, подчиняющейся условию Брэгга [1]. Известно несколько типов голографических материалов с фазовым откликом, на которых осуществима запись дифракционных оптических элементов (бихромированная желатина, фотополимеры, фоторефрактивные кристаллы). Для создания пропускающих дифракционных решеток безусловно перспективными представляются самопроявляющиеся фотополимеры – как по технологии записи в реальном времени, так и по достигнутым характеристикам [2, 3].

Угловая селективность пропускающих ОГР с гармоническим профилем модуляции коэффициента преломления в рамках двухволновой теории [1] определяется из выражения для дифракционной эффективности:

$$\eta = \frac{\sin^2(\xi^2 + \nu^2)^{1/2}}{1 + \xi^2/\nu^2}, \quad (1)$$

где $\nu = \pi n_1 T / \lambda \cos \theta_0$ – «сила» пропускающей фазовой решетки; n_1 – амплитуда модуляции коэффициента преломления фотополимера толщиной T ; θ_0 – угол Брэгга в среде;

$$\xi = \frac{2\pi T}{\lambda} (\sin \theta_0) \Delta\theta$$

– расстройка от резонанса по углу и длине волны; $\Delta\theta$ – отстройка от угла Брэгга в среде. Для $\nu = \pi/2$ и $\Delta\theta = 0$ пропускающая решетка имеет максимальную эффективность 100 %.

Расстройка сопровождается снижением η_{\max} , и при

$\eta/\eta_{\max} = 0.5$ угловая и спектральная полуширины определяются следующими выражениями:

$$2\Delta\theta \approx \frac{\Lambda}{T}, \quad 2\Delta\lambda \approx \lambda_0 \frac{\Lambda}{T} \cot \theta_0, \quad (2)$$

где Λ – пространственный период решетки.

Видно, что толщина T ОГР является ключевым параметром управления спектральной и угловой селективностью таких решеток. В отношении возможности изменять T фотополимеры выгодно отличаются от других регистрирующих материалов [4]. Соответственно, пропускающие ОГР отличаются от рельефных дифракционных решеток наличием изменяемой спектрально-угловой селективности.

Условие дифракции света на решетке $\Lambda(\sin \theta \pm \sin \varphi) = m\lambda$ (где φ – угол дифракции, $m = 1, 2, \dots$) в общем случае не приводит к ограничению угла падения θ (за исключением автоколлимационной схемы Литтрова и дифракционных решеток), поэтому монохроматизация света такими решетками имеет место лишь при коллимированном освещении. Это – важнейшее условие практического использования дифракционных решеток в спектральных приборах.

Угловая дисперсия решеток определяется из приведенного уравнения дифракции при $\theta = \text{const}$ как $d\varphi/d\lambda = m/\Lambda \cos \varphi$, так что при расходимости пучка $2\delta\varphi$ спектральная ширина селективируемой линии $\delta\lambda = 2\delta\varphi \Lambda \cos \varphi / m$, а разрешающая способность $\lambda/\delta\lambda = Nm$, где N – пространственная частота штрихов решетки, освещаемой коллимированным пучком с указанной расходимостью. Таким образом, для получения максимально узкой линии генерации дисперсионные резонаторы лазеров с перестройкой частоты либо содержат телескопические системы расширения пучка [5], либо задача увеличения N в используемой решетке решается за счет скользящего падения пучка на решетку [6].

Иная ситуация имеет место для дифракционных решеток брэгговского типа с селективирующей способно-

стью на основе угловой дисперсии. Поскольку в этом случае $\sin \theta = \sin \varphi$, угловая дисперсия решетки

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{1}{2A \cos \theta} = \frac{1}{\lambda} \tan \theta. \quad (3)$$

Однако в этом случае нет необходимости освещать решетку коллимированным пучком, поскольку вследствие присущей ей угловой селективности она сама выполняет роль коллиматора анализируемого излучения. Ограничимся предположением, что расходимость пучка, формируемого такой решеткой, определяется соотношениями (2), тогда спектральная ширина выделяемой линии

$$2\delta\lambda = \frac{2A^2 \cos \theta}{T}. \quad (4)$$

Разрешающая способность спектрального прибора с такой решеткой определяется как

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{T\lambda}{2A^2 \cos \theta} = \frac{T}{A} \tan \theta. \quad (5)$$

Из (5) следует, что разрешающая способность ОГР равна обратной угловой селективности, умноженной на тангенс угла падения θ , равного углу Брэгга θ_0 . Разрешающая способность, как и в случае рельефных решеток, равна эффективному числу фазовых плоскостей решетки, принимающих участие в дифракции. Видно, что от поперечных размеров пучка разрешающая способность пропускающей брэгговской решетки не зависит. По этой причине применение такой решетки в спектральных приборах вообще и в дисперсионных резонаторах в частности не требует записи решеток большой площади и полного освещения их коллимированным пучком.

ОГР пока не используются систематически в приборостроении, поскольку отсутствуют данные о наличии у них преимуществ перед рельефными отражательными решетками на фоторезистах с отражательным покрытием («Жобен-Ивон», Франция). Последние широко применяются в спектральном и лазерном приборостроении вместо нарезных решеток с сохранением наработанных оптических схем вследствие преимуществ в отношении пространственных частот и отсутствия «духов» Роуланда.

В настоящей работе объемные фазовые решетки используются в дисперсионном резонаторе перестраиваемого лазера. Главная цель при создании таких резонаторов – получение одночастотной генерации в сочетании с простым механизмом перестройки частоты генерации в пределах контура усиления лазерных сред. Такая цель достигается при использовании отражательной дифракционной решетки с эталоном Фабри–Перо или двух дифракционных решеток, одна из которых работает в геометрии скользящего падения [5, 6].

Резонаторы с отражательными дифракционными решетками в схеме Литтрова [5] были первыми и остаются сегодня самыми популярными вследствие технической простоты их перестройки. Первые объемные пропускающие решетки на бихромированной желатине также были использованы в геометрии по схеме Литтрова. С этой целью пропускающие решетки с дифракционной эффективностью $\eta = 50\%$ благодаря наличию отражательного зеркала или призмы полного внутреннего отражения на задней грани решетки были превращены в автоколли-

мационные решетки с $\eta = 100\%$ [7, 8]. Соответственно в дисперсионных резонаторах на их основе для максимального сужения линии генерации и получения одномодовой генерации применялась схема с расширением пучка оптическим телескопом. Поскольку толщина слоя бихромированной желатины по ряду технологических причин ограничена ~ 20 мкм, то подобный сценарий использования пропускающих фазовых решеток в дисперсионных резонаторах закономерен.

В нашей работе [4] была показана возможность голографической записи пропускающих ОГР с толщиной регистрирующего слоя до 1 мм, когда селективность исчислялась угловыми минутами при $\eta \approx 100\%$. Отметим, что причиной ограничения толщины самопроявляющегося фотополимерного слоя является не фотополимеризация, а нарастающее с толщиной этого слоя усиление шумовых голограмм, суммарная эффективность голографического рассеяния света которыми снижает дифракционную эффективность основной голограммы-решетки.

Для самопроявляющихся фотополимеров ФПК-488 возможны вариации их толщины от 10 до 1000 мкм при сохранении $\eta \approx 100\%$, что изменяет на порядки угловую ($2\delta\theta$) и спектральную ($2\delta\lambda$) полуширины. При вариации T можно реализовать как низкоселективные, так и высокоселективные решетки. Так, в случае $\lambda = 600$ нм, $A = 1$ мкм, $\theta = 25^\circ$, $T = 10$ и 200 мкм имеем $2\delta\lambda = 60$ и 3 нм соответственно.

Для решетки с $T = 10$ мкм и углом Брэгга с нулевой расстройкой на длине волны максимума спектра усиления диапазон перестройки $\Delta\lambda = \pm 300$ нм получим при изменении угла поворота зеркала на $\pm 4.5^\circ$. Для решетки с $T = 200$ мкм перестройка в таком же спектральном интервале требует такого же поворота зеркала. Однако диапазон углов $\pm 4.5^\circ$ превышает угловую селективность решетки 0.26° на полтора порядка. Это значит, что перестройка в пределах 60 нм с такой решеткой за счет одного лишь поворота зеркала невозможна, необходим поворот узла зеркало – решетка. В общем случае эти две возможности перестройки описываются следующими неравенствами:

$$\frac{\Delta\lambda}{2A \cos \theta} < \frac{A}{T} \quad (6)$$

для вращения одного зеркала и

$$\frac{\Delta\lambda}{2A \cos \theta} > \frac{A}{T} \quad (7)$$

для вращения узла зеркало – решетка.

Схема лазера с дисперсионным резонатором на основе объемной пропускающей решетки представлена на рис.1. Перестройка частоты генерации для случая, определяемого неравенством (6) осуществляется поворотом одного из зеркал 1, 2 при неподвижной решетке. Вывод генерируемого излучения из резонатора можно осуществить традиционно через полупрозрачное зеркало. Однако даже очень хорошие объемные пропускающие решетки имеют $\eta \lesssim 100\%$. Выбор решетки с оптимальным η аналогичен выбору зеркала с оптимальной прозрачностью и сводится к известной задаче об оптимальной по КПД прозрачности зеркал резонатора при заданной мощности накачки. Таким образом, имеется возможность вывода неподвижного при перестройке пучка в нулевом

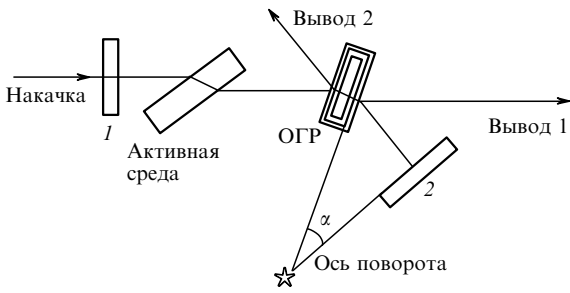


Рис.1. Оптическая схема полимерного лазера с дисперсионным резонатором на основе объемной голографической решетки пропускающего типа.

порядке дифракции (вывод 1), а сканируемого в пределах угла перестройки пучка – в первом порядке дифракции (вывод 2).

При углах брэгговской дифракции, меньших угла Брюстера, возможна работа лазера с линейной поляризацией, задаваемой соответствующим наклоном активной среды и поляризацией накачки. При использовании накачки с круговой поляризацией возможна работа в режиме генерации неполяризованного излучения.

Случай, описываемый неравенством (7), реализуется при увеличении толщины решетки T , когда необходимо уменьшить ширину линии генерации в пределе до ширины линии генерации на одной продольной моде. Осуществлять перестройку частоты генерации в пределах контура усиления лазерной среды можно лишь при синхронном повороте зеркала и решетки. Кинематика подобного поворота не является сложной вследствие линейных соотношений между углом Брэгга и углом дифракции и соответствующего равенства их приращений: $\pm \delta\theta \equiv \pm \delta\varphi$. При этом, для того чтобы резонатор оставался съюстированным, угол падения дифрагировавшего пучка на зеркало 2 при перестройке должен оставаться равным 90° .

Подобная кинематика перестройки реализуется при жестком сцеплении зеркала и решетки ($\alpha = \text{const}$) и повороте узла зеркало–решетка вокруг оси, обозначенной звездочкой на рис.1 и перпендикулярной его плоскости.

Типичные спектры перестройки лазера на основе красителей в полимерной матрице с продольной импульсной накачкой второй гармоникой от лазера на $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ с объемной фазовой решеткой 1200 мм^{-1} при толщине фотополимера $T = 10 \text{ мкм}$ приведены на рис.2. Угловая селективность решетки определяется неравенством (6), поэтому перестройка осуществлялась поворо-

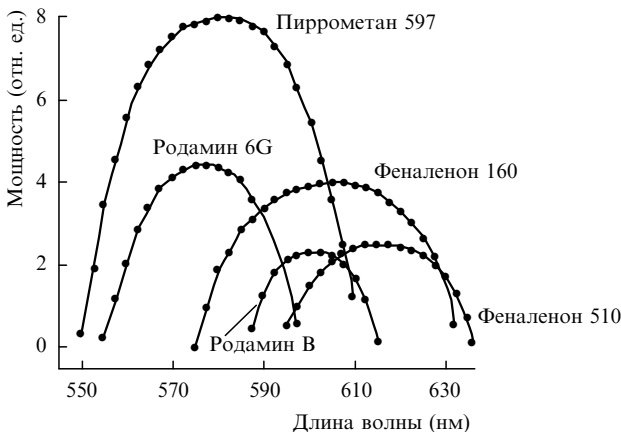


Рис.2. Спектры перестройки полимерного лазера.

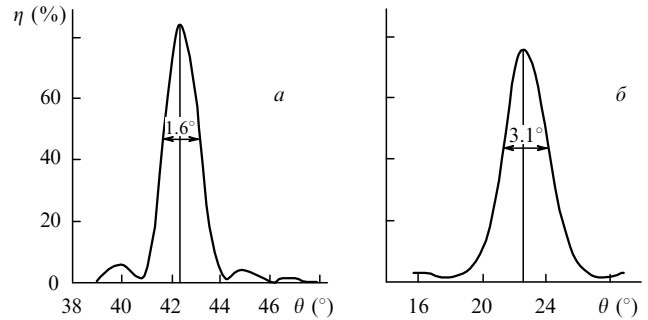


Рис.3. Угловая селективность пропускающих ОГР с $N = 2000$ (а) и 1200 мм^{-1} (б), $T = 25$ (а) и 20 мкм (б).

том лишь одного зеркала 2, а излучение выводилось в нулевом порядке дифракции.

Угловая селективность объемных фазовых решеток, записанных на разработанном нами регистрирующем фотополимере ФПК-488, представлена на рис.3. Измерения проведены с излучением He–Ne-лазера (632.8 нм) для s- и p-поляризаций. Дифракционная эффективность определялась как отношение мощности дифрагировавшего в первый порядок излучения к мощности падающего излучения, т.е. без вычитания потерь на отражение. При мощности дифрагировавшего излучения, равной 0.5 от максимальной мощности, полная угловая ширина составляет 1.6 и 3.1° для $T = 25$ и 20 мкм , $N = 2000$ и 1200 мм^{-1} соответственно и согласуется с предсказаниями двухволновой теории [1]. Однако дифракционная эффективность для обеих поляризаций остается неизменной.

Последний результат, наблюдаемый нами систематически на фотополимерах разных составов, находится в противоречии с теорией [1], развитой для гармонической модуляции коэффициента преломления изотропного материала и предсказывающей различие η для s- и p-поляризаций. Мы связываем это с индуцированной при записи анизотропией, когда добавка n_1 к изотропному коэффициенту преломления фотополимерного слоя за счет записи – полимеризации в градиентном световом поле сопровождается возникновением двулучепреломления.

Дисперсионный резонатор с ОГР уже заметно отличается от аналогичного резонатора, использующего рельефную отражательную решетку. Так, измерение угловой расходимости (усредненной за длительность импульса генерации $\sim 20 \text{ нс}$) для лазеров с резонаторами равной длины (25 см) показало, что в лазере с резонатором на объемной голографической решетке (1200 мм^{-1} , $T = 20 \text{ мкм}$) расходимость систематически ниже, чем в лазере с резонатором на рельефной отражательной решетке (1200 мм^{-1}). Соответствующие расходимости пучка генерации составили 3.5 мрад на пороге и 4.5 мрад при 10-кратной надпороговой перекачке для лазера с рельефной отражательной решеткой и, соответственно, 2 и 2.5 мрад для лазера с ОГР. Системы телескопирования в обоих резонаторах отсутствовали. Этот результат подтверждает предположение о том, что угловая селективность ОГР действует на пучок в резонаторе как телескопическая система, уменьшая его расходимость.

Совместное действие угловой дисперсии ОГР и ее угловой селективности существенно увеличивает спектральную селективность резонатора, поскольку уменьшается зависимость ширины линии генерации от расходимости. При равных дисперсиях решеток 1200 мм^{-1} в импульсном лазере на красителях наблюдалось сужение

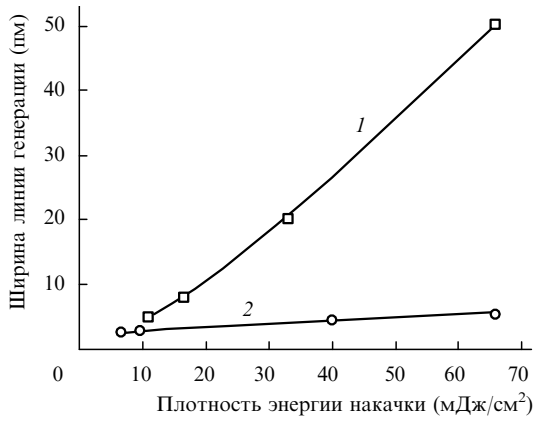


Рис.4. Изменение ширины линии генерации с плотностью энергии накачки для резонатора с нарезной решеткой (1) и ОГР (2).

линии генерации примерно на порядок. Соответствующие результаты представлены на рис.4.

С переходом к резонатору с ОГР 2000 мм^{-1} и угловой селективностью 1.6° ширина линии генерации становилась меньше 1 пм при сравнимом межмодовом интервале.

ле. Детальный анализ режима одномодовой генерации в резонаторах на ОГР будет приведен в отдельном сообщении.

Вследствие высокой селективности брэгговского резонанса в ОГР можно даже полностью отказаться от использования дисперсионных резонаторов, применив конфигурацию из двух эквивалентных решеток с вычитанием дисперсии. Подобная схема описана нами ранее применительно к оптическому монохроматору на объемных голографических решетках [9].

1. Kogelnik H. *Bell System Tech.J.*, **48**, 2909 (1969).
2. Тихонов Е.А., Гюльназаров Э.С., Смирнова Т.Н. В сб. *Квантовая электроника* (Киев, Наукова думка, 1991, № 40, с. 3).
3. Tikhonov E.A., Smirnova T.N., Sarbaev T.A. *Proc.SPIE*, **1252**, 322 (1994).
4. Сахно О.В., Смирнова Т.Н., Тихонов Е.А. *ЖТФ*, **63**, 70 (1993).
5. Hänsch T.W. *Appl.Optics*, **11**, 895 (1972).
6. Ples M.K. *Appl.Optics*, **20**, 985 (1981).
7. Kogelnik H., Shenk C.V., Sosnovski P.K. *Appl.Phys.Letts*, **16**, 499 (1970).
8. Соскин М.С., Тараненко В.Б. *Квантовая электроника*, **4**, 536 (1977).
9. Стрелец И.А., Тихонов Е.А. *ЖТФ*, **65**, 60 (1995).