

РАВНОМЕРНОЕ ОСВЕЩЕНИЕ ПРИ ПОМОЩИ
ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

Ю. В. Троицкий

Исследуется газовый лазер, в котором одно из зеркал имеет пропускание, зависящее от координаты, а сдвиг фазы при отражении со стороны подложки постоянен. Для проведения эксперимента изготовлено зеркало, часть которого в виде кругов диаметром 0.19, 0.33 и 0.45 мм имеет пропускание, увеличенное в 16 раз. Это позволило выводить из гелий-неонового лазера центральную часть гауссова пучка низшего порядка, что дает энергетический выигрыш при необходимости равномерного освещения какой-либо площади. Показано, что при этом не возникает склонности к генерации нежелательных поперечных мод и не увеличиваются дифракционные потери в резонаторе.

Излучение, выходящее из резонатора лазера с плоскими или сферическими зеркалами, обычно близко к гауссову пучку. Такие пучки не являются оптимальными с точки зрения ряда приложений, и в этих случаях возникает требование изменить характеристики излучения лазера в желательном направлении. «Нестандартное» распределение интенсивности в лазерном луче может быть получено, например, при дифракционном выводе энергии при помощи круглого зеркала малого диаметра [1] или отверстий связи в непрозрачном зеркале [2, 3]. Одна из наиболее важных задач, относящихся к «негауссовым» пучкам, состоит в получении равномерного когерентного освещения какого-либо объекта (например, диапозитива или объекта более сложной конфигурации в голографии). Это можно осуществить, если некоторый участок лазерного зеркала имеет коэффициент пропускания T_{\max} , отличающийся от коэффициента пропускания T_{\min} в остальной части зеркала. Зеркала со ступенчато меняющимся пропусканием использовались, например, в твердотельных лазерах [4], где благодаря этому достигается выравнивание условий возникновения генерации по торцу активного стержня. При соотношении параметров, характерном для газовых лазеров с небольшим усилением, даже при значительном относительном изменении коэффициента пропускания по поверхности зеркала его коэффициент отражения повсюду должен оставаться близким к единице, и поэтому можно рассчитывать, что модовая структура поля внутри резонатора и добротности мод будут несущественно отличаться от случая однородно отражающего зеркала, обеспечивающего такую же долю выводимой энергии.

В данной работе описываются эксперименты, проведенные с гелий-неоновым (0.63 мкм) лазером, в котором небольшой участок зеркала имел повышенное пропускание, и благодаря этому можно было вывести лишь центральную часть гауссова пучка низшего порядка. Основная экспериментальная трудность при практической реализации такой системы заключается в изготовлении зеркала, у которого изменяются амплитуды отраженного и проходящего света, а фаза коэффициента отражения не меняется по поверхности; кроме того, необходимо исключить отрицательное влияние на добротность резонатора переходной области на границе двух участков зеркала.

Лазерные зеркала со ступенчатым пропусканием и одинаковой фазой коэффициента отражения по всей поверхности

Нами были практически осуществлены два варианта зеркал, схематически показанные на рис. 1. Они основаны на том, что при отражении света от системы чередующихся четвертьволновых слоев двух диэлектриков сдвиг фазы не зависит от числа слоев и равен π при падении света со стороны слоя с большим показателем преломления n_H и нулю —

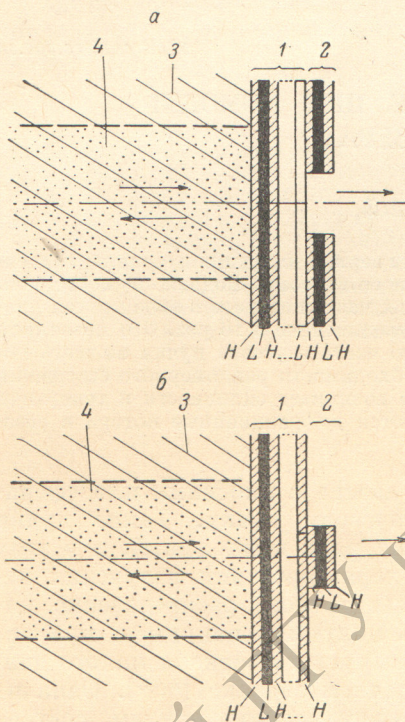


Рис. 1. Два варианта изготовления зеркал со ступенчатым изменением пропускания.

1 — многослойное покрытие, не зависящее от координаты; 2 — дополнительные четвертьволновые слои, наносимые через маску; 3 — подложка зеркала; 4 — световой пучок внутри резонатора. В варианте *a* дополнительные слои увеличивают плотность части зеркала, в варианте *б* — просветляют.

при падении на слой с низким показателем преломления n_L . При этом амплитуды коэффициентов пропускания и отражения, естественно, зависят от числа слоев.

В вариантах, показанных на рис. 1, зеркальное покрытие наносится за два приема — сначала слой 1 (k_1 четвертьволновых слоев), затем слой 2 (k_2 четвертьволновых слоев). Многослойник 1 наносится на всю поверхность зеркала. После этого в случае рис. 1, *a* часть поверхности, через которую будет выводиться энергия, закрывается маской желаемой конфигурации (в нашем случае использовалась маска из фольги, закрепленная на 10-микронных растяжках) и наносились слой 2, обеспечивающее малое пропускание в той области, которая не была закрыта маской.

На рис. 1, *б* слои 1 обеспечивают очень малое пропускание T_{\min} , а затем на часть зеркала (остальная поверхность закрыта) наносится просветляющие четвертьволновые слои 2, причем первый слой покрытия 2 должен быть аналогичен последнему слою покрытия 1.

Во всех случаях зеркала имеют не зависящую от координаты фазу коэффициента отражения при падении света со стороны подложки, которая вследствие этого должна быть обращена внутрь резонатора. Следует отметить, что дополнительные слои 2 вообще мало влияют на фазу отражения со стороны подложки, и при нанесении этих слоев допустимы ошибки в толщине.

Оптимальные зеркала получаются, когда для варианта рис. 1, *a* k_1 является четным, k_2 — нечетным, а для рис. 1, *б* k_1 и k_2 — нечетные. В этих частных случаях можно получить следующие формулы для энергетических коэффициентов пропускания:

$$T_{\min} = \frac{4n}{n_H^2} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{k_1+k_2-1}, \quad T_{\max} = 4n \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{k_1}; \quad (1)$$

вариант рис. 1, *б*

$$T_{\min} = \frac{4n}{n_H^2} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{k_1-1}, \quad T_{\max} = 4n \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{k_1-k_2}. \quad (2)$$

Здесь n — показатель преломления подложки, к которой прилегает слой n_H ; считается, что T_{\max} и T_{\min} значительно меньше единицы. Как

из (1), так и из (2) получаем $(T_{\max}/T_{\min}) = n_H^2 (n_H/n_L)^{k_2-1}$. Например, для $n_H = 2.32$, $n_L = 1.35$ и $k_2 = 3$ получаем $(T_{\max}/T_{\min}) = 16$.

Эксперимент

Экспериментальная часть работы была выполнена с гелий-неоновым лазером, разрядная трубка которого с длиной разряда 150 см и внутренним диаметром 6 мм была герметизирована кварцевыми окнами под углом Брюстера. Резонатор образован зеркалом с радиусом кривизны 10 м и плоским; длина резонатора 175 см. Вывод энергии осуществлялся через плоское зеркало. Оно могло перемещаться в поперечной плоскости по координатам x и y без нарушения юстировки. Подложка плоского зеркала была выполнена из кварцевого стекла с малыми потерями и не имела

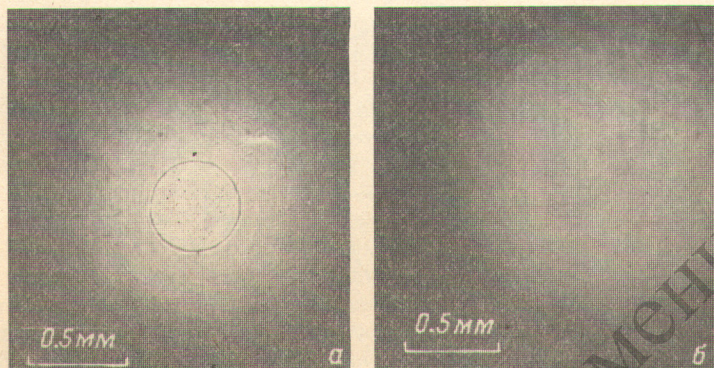


Рис. 2.

a — распределение интенсивности в плоскости лазерного зеркала, имеющего область повышенного пропускания диаметром 0,45 мм; гелий-неоновый лазер генерирует TEM_{00q} -моды. *б* — то же самое, но гауссов световой пучок выводится через однородно пропускающую часть зеркала.

клина, что позволяло обходиться без просветления обратной стороны, обращенной внутрь резонатора. Наружная поверхность подложки была покрыта комбинированным покрытием, согласно рис. 1. Наиболее подробно исследовано зеркало, выполненное по варианту рис. 1, б. В этом случае сначала наносилось 15-слойное покрытие из сернистого цинка и криолита, затем зеркало вставлялось в маску с тремя круглыми отверстиями диаметром 0,19, 0,33 и 0,45 мм, и через эти отверстия наносилось трехслойное покрытие ZnS—криолит—ZnS. Измеренный коэффициент пропускания в «пятне» с добавочным трехслойным покрытием был равен $T_{\max} = 0.016$, в остальной части зеркала $T_{\min} = 0.001$. Резонатор диафрагмировался вблизи плоского зеркала до получения генерации только на TEM_{00q} -модах, и после этого плоское зеркало передвигалось так, чтобы «пятно» с большим пропусканием приходилось на центральную часть гауссова пучка. На рис. 2, *a* показано в увеличенном масштабе распределение интенсивности излучения в плоскости зеркала, когда область повышенного пропускания имеет диаметр 0,45 мм. Здесь ясно видны две части выходящего из лазера светового пучка — широкое гауссово основание и более узкий цилиндрический луч с почти равномерным распределением интенсивности и резкими границами. В этом луче идет 77% полного светового потока, излучаемого через плоское зеркало. Соответствующие цифры при использовании «пятна» диаметром 0,33 и 0,19 мм равны 60 и 30%. Эти величины были измерены путем экранирования части луча непрозрачным экраном.

На рис. 2, *б* для сравнения показано в этом же масштабе распределение интенсивности в поперечном сечении гауссова пучка в плоскости зеркала; для получения этого снимка зеркало было передвинуто так, чтобы использовалась его однородно покрытая часть.

Распределение интенсивности в дальней зоне для случая рис. 2, *a* соответствует обычной картине дифракции Фраунгофера от когерентно освещаемого круглого отверстия диаметром 0.45 мм с тем отличием, что имеется дополнительное темное кольцо под углом 1.5' к оси. Появление этого кольца вызвано интерференцией полей круглого отверстия и остающейся гауссовой части пучка.

На рис. 3 показано, как меняется интенсивность излучения $I(x)$ в плоскости выходного зеркала при перемещении по прямой, пересекающей ось пучка. Эти кривые получены путем перемещения фотоэлемента с малым отверстием вдоль 15-кратно увеличенного поперечного сечения

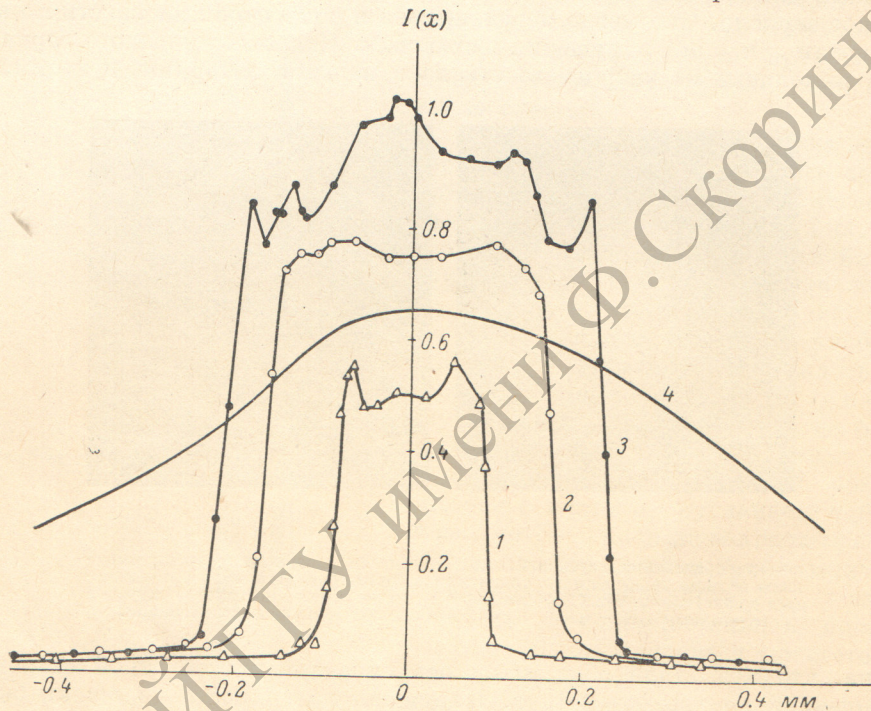


Рис. 3. Распределение интенсивности в плоскости лазерного зеркала.

Кривые 1, 2 и 3 получены при использовании участков с повышенным пропусканием диаметром соответственно 0.19 м, 0.33 и 0.45 м, кривая 4 — при однородно пропускающем зеркале. Масштабы кривых по вертикали не связаны между собой.

пучка (масштаб кривых по x на рис. 3 приведен к плоскости зеркала). Кривые 1, 2 и 3 соответствуют зеркалам с сильно пропускающими участками \varnothing 0.19, 0.33 и 0.45 мм. Вертикальные масштабы кривых не связаны между собой. Все три кривые, как и ожидалось, дают П-образное распределение интенсивностей с небольшим гауссовым основанием. Таким образом, рис. 3 показывает возможность решения поставленной задачи — получения светового пучка с однородной интенсивностью. Колебания интенсивности даже в самом большом пятне \varnothing 0.45 мм не превышает $\pm 15\%$ от среднего уровня. Если требуется получить равномерную освещенность объекта с размерами, большими 0.45 мм, необходимо спроектировать на этот объект увеличенное изображение выходного зеркала лазера.

Сравнение световой энергии, излучаемой через плоское и сферическое зеркало лазера, показывает, что вывод энергии через «пятно» \varnothing 0.33 соответствует увеличению эффективного пропускания зеркала в 2.4 раза, а при \varnothing 0.45 мм — в 3.2 раза по сравнению с $T_{\min} = 0.1\%$. В этой связи возникает вопрос, не связано ли применение неоднородно пропускающего зеркала с внесением заметных дифракционных потерь в резонатор. Для выяснения этого проводился следующий эксперимент. Сначала регистрировался уровень излучения внутри резонатора при использовании зеркала с «пятном» \varnothing 0.45 мм. После этого плоское зеркало сдвигалось так, чтобы

световой пучок падал на его однородную часть T_{\min} , а интенсивность излучения внутри резонатора уменьшалась до прежнего уровня путем введения потерь при помощи специально установленной в резонаторе стеклянной пластинки, которая слегка поворачивалась в окрестности угла Брюстера. Оказалось, что эти дополнительные потери не превышают 0.2—0.25% на два прохода. Это означает, что неоднородность T практически не приводит к дифракционным потерям, «пятно» вызывает лишь увеличение эффективного пропускания. Как показывает наблюдение, поле внутри резонатора неотличимо от гауссова.

Сказанное выше непосредственно связано с оценкой энергетического выигрыша при описанном методе равномерного освещения. Для \emptyset 0.45 мм эффективное пропускание равно 0.32%, при этом в однородной части пучка (где I изменяется на $\pm 15\%$) содержится 77% выходной энергии. Если для сравнения взять зеркало с однородным коэффициентом пропускания 0.32%, то, используя центральную часть гауссова пучка, где интенсивность также изменяется на $\pm 15\%$, мы должны оставить лишь 26% светового потока. Таким образом, предлагаемый метод в данном конкретном случае дает энергетический выигрыш в 3 раза. Эффективность метода особенно велика в случае объектов неправильной формы.

На рис. 4 показано, как изменяется мощность излучения при увеличении отверстия внутрирезонаторной диафрагмы. Здесь P — полная мощность, излучаемая со стороны сферического зеркала, включая сюда и мощность поперечных мод. $I(0)$ — интенсивность в центре пучка (при $x = 0$) выходящего со стороны плоского зеркала, измеряемая фотоэлементом с малым отверстием.

Кривая 1 получена с однородным зеркалом с $T = T_{\min} = 0.1\%$. Начальный линейный участок соответствует генерации на одном и том же низшем виде колебаний TEM_{00q} , но начиная с некоторой диафрагмы возбуждаются и другие более высокие поперечные моды или их комбинации. Это приводит к тому, что освещенность в центре пучка не пропорциональна полной выходной мощности. Переход к генерации на поперечных видах регистрируется очень четко.

Кривая 2 относится к случаю, когда вывод энергии производится через пятно \emptyset 0.45 мм на плоском зеркале. Здесь также хорошо виден линейный участок, соответствующий генерации на TEM_{00q} -видах. Переход к поперечным модам происходит примерно при тех же значениях P , как и для гауссова пучка при однородном зеркале (кривая 1). Отсюда следует, что при выводе энергии через круглое «пятно» лазер практически не проявляет повышенной склонности к генерации на поперечных модах. Следует иметь в виду, что масштабы по вертикали всех кривых на рис. 4 не связаны между собой; на самом деле на линейном участке кривой 2 $I(0)$ в 16 раз больше, чем для кривой 1.

Кривая 3 получена таким же образом, как и кривая 2 (т. е. с «пятном» \emptyset 0.45 мм), но с одной существенной разницей — плоское зеркало было перевернуто так, чтобы оптическое покрытие с «пятном» было об-

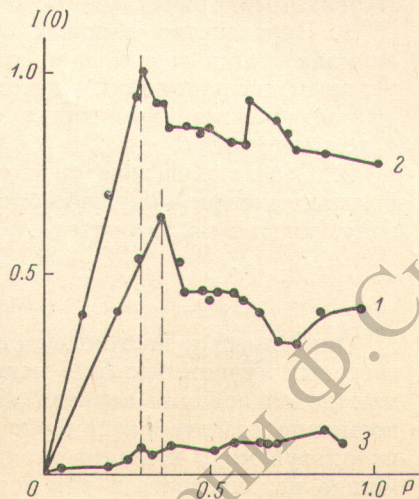


Рис. 4. Изменение интенсивности $I(0)$ излучения лазера на оси светового пучка в плоскости зеркала и полного светового потока P внутри резонатора при постепенном увеличении отверстия внутрирезонаторной диафрагмы.

Кривая 1 получена с однородно пропускающим зеркалом, кривая 2 — с «пятном» 0.45 мм, кривая 3 — с тем же «пятном», но при подложке зеркала, обращенной наружу. Масштабы кривых по вертикали не связаны между собой. При $P=0.5$ интенсивность излучения, соответствующая кривой 3, составляет $1/300$ интенсивности $I(0)$ для кривой 2. Штриховые линии показывают уровень генерации, при котором появляются поперечные виды колебаний.

ращено внутрь резонатора. При этом оказалось невозможным получить генерацию на TE_{00q} -модах; возбуждались лишь моды с более высокими поперечными индексами, и главным образом такие, для которых узловая линия в поперечной плоскости проходила через «пятно». Поэтому интенсивность света в центре пятна (кривая 3) была примерно в 300 раз меньше, чем для кривой 2, при одинаковом полном световом потоке. Очевидными причинами этого являются.

1. Неравенство фазовых скачков при отражении от двух участков зеркала, когда свет падает со стороны покрытия, что приводит к значительным дифракционным потерям. Эта разность фаз является следствием как неравенства геометрической толщины двух участков, так и ошибок в толщине слоев.

2. Переходная зона между двумя участками зеркала создает очень большие потери — практически весь световой поток, приходящийся на эту зону, уходит из резонатора.

В ы в о д ы

Описанный в настоящей статье эксперимент расширяет разнообразие световых пучков, которые могут быть получены от лазеров. В частности, при использовании зеркала из двух участков с разным пропусканием возможно создать равномерное освещение объекта произвольной формы, используя моду низшего порядка в резонаторе лазера. Эту же методику можно использовать и для зеркал с пропусканием, плавно меняющимся по координате, например, при плавном изменении толщины последних слоев, что в зеркалах с малым пропусканием почти не приводит к модуляции фазы света, отражаемого со стороны подложки.

Описанная методика в какой-то степени напоминает вывод энергии при помощи отверстия [2]. Однако в нашем случае имеется один дополнительный параметр. Это дает возможность независимо выбрать размер отверстия и долю выводимой через него энергии, что позволяет устранять склонность к генерации поперечных мод и более гибко управлять размерами выходящего пучка.

Автор искренне благодарит Н. Н. Каменева за нанесение оптических покрытий.

Л и т е р а т у р а

- [1] J. T. La Tourette, S. F. Jacobs, P. Rabinovitz. *Appl. Opt.*, 3, 981, 1964.
- [2] S. K. N. Patel, W. L. Faust, R. A. McFarlane, C. G. B. Garrett. *Appl. Phys. Lett.*, 4, 18, 1964.
- [3] Y. Otsuka. *Phys. Lett.*, 36A, 451, 1971.
- [4] А. А. Мак, Б. Г. Малинин, А. И. Степанов, В. А. Фромзель, Д. И. Перлов. *Опт.-механич. пром.*, № 8, 7, 1970.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1972 г.