

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА В ВОЛНОВОДНЫХ КООКСИАЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ

Ю.А.Ананьев, В.Д.Соловьев

Обсуждаются возможности применения эффекта Тальбота для когерентизации излучения коаксиальных волноводных лазеров вдоль азимутального направления. Рассмотрены два существенно различающиеся варианты реализации указанного эффекта - внутри самого коаксиального волновода и вне него.

Как известно, одной из основных трудностей построения резонаторов для коаксиальных волноводных лазеров является обеспечение когерентизации излучения вдоль азимутального направления. Причиной является то, что протяженность сечения резонатора вдоль этого направления во много раз превышает протяженность в радиальном направлении; поэтому обеспечение достаточной селективности резонатора одновременно по обоим направлениям при отсутствии чрезмерно больших дифракционных потерь является весьма сложной задачей [1]. Она в принципе могла бы быть решена при введении в резонатор некоего устройства, обеспечивающего эффективную связь между различными участками сечения резонатора. Такая связь может быть осуществлена с помощью эффекта Тальбота.

Действительно, при реализации эффекта Тальбота плоская волна, падающая на периодический транспарант, преобразуется в систему дифрагированных волн. На некотором расстоянии, именуемом Тальботовской длиной, результат наложения этих волн в точности воспроизводит структуру исходной волны сразу после транспаранта, в чем и заключается эффект Тальбота. Если подобный процесс происходит внутри резонатора, то воспроизведение исходной структуры обеспечивает возможность самого существования мод. Вместе с тем, наличие наклонных дифрагированных волн (далее будет видно, что направленная вдоль оси составляющая здесь может вообще отсутствовать) повышает степень связи между соседними участками сечения резонатора.

Как известно, предпринимались и продолжают предприниматься многочисленные попытки использования данного эффекта для синхронизации излучения набора трубчатых лазеров и т.п. Он может быть применен и в волноводных коаксиальных лазерах.

Нами рассмотрены две возможности построения подобных схем. Одна из них заключается в формировании системы дифрагированных волн, распространяющихся внутри самого волновода, другая - в реализации эффекта Тальбота вне волновода.

Попытка реализации эффекта Тальбота внутри волновода может быть осуществлена несколькими способами. В наиболее простой схеме транспарант с угловым периодом $2\pi/m$, где m - целое число, помещается вблизи одного из торцов волновода. При этом наименьшими потерями должны обладать моды, состоящие из волноводных волн с азимутальными индексами mn , $n = 0, \pm 1, \pm 2$ (радиальный индекс из-за малости зазора между стенками волновода можно считать нулевым - в этих условиях волны с другими радиальными индексами имеют заметно большее затухание). Вблизи другого конца волновода располагается полупрозрачное зеркало. Длина волновода должна равняться Тальботовской длине, определяемой периодом транспаранта. Как и в линейном случае, для существования эффекта Тальбота внутри коаксиального волновода необходимо, чтобы зависимость фазовой скорости указанных волноводных волн от поперечного индекса была квадратичной.

Соответствующую задачу мы рассматривали методами теории возмущений. Анализ показал, что эффект Тальбота в коаксиальных волноводах действительно существует (этот вывод является достаточно тривиальным) и что Тальботовская длина здесь составляет

около $L_r = (1 + \mu) \frac{8a^2}{\lambda}$, где $2a \equiv 2\pi r_0/m$ - линейная длина периода транспаранта,

$\mu \equiv h/r_0$ - малый параметр, являющийся отношением зазора волновода h к его внутреннему радиусу r_0 . Таким образом, Тальботовская длина здесь лишь совсем

немного отличается от ее значения $L_T = \frac{8a^2}{\lambda}$ для транспаранта с периодом $2a$ обычной геометрии.

Выполним теперь некоторые оценки для представляющего наибольший интерес случая коаксиальных CO₂-лазеров с характерными значениями длины 1 м и радиуса 3- 5 см. Чтобы Тальботовская длина при $\lambda \approx 10$ мкм составила 1 м, необходимо иметь ячейки размером $2a \approx 2$ мм; при этом число ячеек составит $m_0 = \pi r_0/a = 100 \div 150$. Нетрудно видеть, что при таких больших m_0 в дифрагированном излучении должны присутствовать волны очень высокого порядка. Это приводит к ряду нежелательных последствий (в частности, к сложному поляризованному состоянию излучения на выходе лазера). К тому же и сама справедливость использованного нами приближения для таких волн по

меньшей мере вызывает сомнения. По этой причине попытки реализации эффекта Тальбота внутри коаксиальных волноводов подобного размера едва ли могут привести к удовлетворительным результатам. Поскольку именно такие волноводы вызывают сейчас наибольший интерес у создателей мощных промышленных CO_2 -лазеров, мы далее на этом варианте эффекта Тальбота останавливаться не будем и перейдем к рассмотрению нетривиальной возможности применения этого эффекта вне коаксиального волновода.

Эта возможность основана на некоем новом принципе осуществления связи между различными частями сечения сплошных (нефрагментированных) когерентных пучков с плоскими или цилиндрическими волновыми фронтами. Отметим, что данный принцип может найти применение не только в коаксиальных лазерах, но и в некоторых других случаях, в частности, в лазерах с прямоугольным сечением активной среды, волноводных лазерах плоской геометрии и т.п.

Поясним идею принципа на простейшем примере неограниченной плоской волны. Пусть такая волна падает на транспарант (периодическую структуру), который осуществляет коррекцию излучения и может быть или фазовой прозрачной пластинкой, или зеркалом с соответствующим рельефом поверхности. При этом сечение падающего на транспарант пучка на каждом его периоде должно в результате взаимодействия с транспарантом разбиваться на части, сдвиг фазы между которыми равен π .

На расстоянии, равном Тальботовской длине L_T , устанавливается второй точно такой же транспарант (либо на расстоянии $L_T/2$ установлено зеркало, возвращающее излучение на тот же самый транспарант). В результате эффекта Тальбота сечение светового пучка перед вторым попаданием на транспарант должно иметь ту же структуру, что и сразу после первого взаимодействия с транспарантом, то есть состоять из участков, сдвиг фазы между которыми составляет π . Повторное взаимодействие с транспарантом добавляет к этому сдвигу еще π , и в результате восстанавливается исходный плоский волновой фронт.

Выясним теперь возможность реализации эффекта Тальбота не между двумя плоскостями, как обычно, а внутри системы, обладающей круговой симметрией. Для этого выведем интегральное преобразование, описывающее эволюцию светового пучка при его прохождении между расположенными напротив друг друга участками поверхности кругового цилиндра, сечение которого представлено на рис.1. На этом же рисунке изображена и используемая система координат; ось u перпендикулярна плоскости рисунка и на нем не показана.

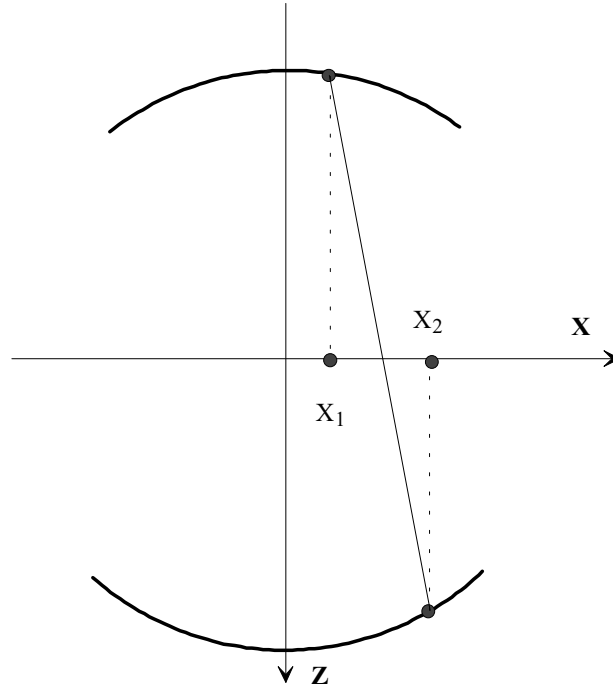


Рис. 1

Ограничимся рассмотрением двумерной задачи, считая, что комплексная амплитуда поля от y не зависит. При этом будем исходить из стандартной формулировки принципа Гюйгенса-Френеля. В соответствии с ним, функция Грина в пустом пространстве для двумерного случая имеет вид

$$G(x_2, y_2; x_1, y_1) = \frac{1 + \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{12})}{2i \lambda r_{12}} \exp(ikr_{12})$$

(смотри [1], стр.20; здесь x_1 , y_1 и x_2 , y_2 являются поперечными координатами точек на входной и выходной поверхностях соответственно, \mathbf{r}_{12} - радиус-вектор, соединяющий эти две точки, \mathbf{n} - вектор нормали ко входной поверхности).

В том стандартном случае, когда отсчетные поверхности плоские и находятся на расстоянии l друг от друга, имеем в обычном приближении для двумерной задачи (смотри там же)

$$G(x_2, x_1) = \frac{\exp(ikl)}{\sqrt{i \lambda l}} \exp\left[i k \frac{(x_2 - x_1)^2}{2l} \right].$$

Таким образом, интегральное преобразование распределения поля $u(x_1)$ на входной плоскости в распределение $u(x_2)$ на выходной имеет вид

$$u(x_2) = \frac{\exp(ikl)}{\sqrt{i\lambda l}} \int \exp\left[ik(x_2 - x_1)^2 / 2l\right] dx_1. \quad (1)$$

Теперь рассмотрим случай, когда отсчетные поверхности (в двумерном случае точнее говорить об отсчетных линиях) представляют собой дуги окружности радиуса $l/2$. В том же самом приближении для расстояния между точками на отсчетных поверхностях с координатами x_1 , x_2 имеем вместо прежнего выражения

$$r_{12} = \sqrt{l^2 + (x_2 - x_1)^2} \cong l + \frac{(x_2 - x_1)^2}{2l} \text{ следующую формулу:}$$

$$r'_{12} = \sqrt{\left[\sqrt{(l/2)^2 - x_1^2} + \sqrt{(l/2)^2 - x_2^2}\right]^2 + (x_2 - x_1)^2}.$$

Здесь корни внутри квадратных скобок представляют собой расстояния от соответствующих точек до линии $z = l/2$. Таким образом, выражение в квадратных скобках представляет собой проекцию r_{12} на ось Z , в то время как $x_2 - x_1$ - проекция того же r_{12} на ось X .

Поскольку заметный вклад в значение интеграла для точки x_2 вносят лишь те точки на входной поверхности, для которых фаза этого вклада примерно постоянна, мы можем при вычислении этого интеграла ограничиться небольшой областью на окружности, лежащей напротив x_2 . Считая, как обычно, $x_1, x_2 \ll l$, с помощью стандартного приема находим

$$r'_{12} \cong l - \frac{(x_2 + x_1)^2}{2l}.$$

Итак, получаем интегральное преобразование вида

$$u(x_2) = \frac{\exp(ikl)}{\sqrt{i\lambda l}} \int u(x_1) \exp\left[-ik \frac{(x_1 + x_2)^2}{2l}\right] dx_1.$$

Теперь изменим направление отсчета для x_2 на противоположное (что приведет к изменению знака у x_2 и соответствует перевороту изображения) и выполним операцию комплексного сопряжения. Тогда

$$\tilde{u}(-x_2) = \frac{\exp(-ikl)}{\sqrt{-i \lambda l}} \int \tilde{u}(x_1) \exp\left[ik \frac{(x_2 - x_1)^2}{2l} \right] dx_1.$$

Таким образом, в осесимметричном случае мы получили такое же интегральное преобразование, как в обычном (смотри (1)), с той лишь разницей, что стал иным постоянный фазовый множитель, изображение стало перевернутым и u заменилось на \tilde{u} .

Пусть теперь u (а, следовательно, и \tilde{u}) является периодической функцией x_1 , а l является длиной Тальбота в ее обычном определении. Тогда в обычной геометрии (между двумя плоскостями) имеет место эффект Тальбота, что означает, что $u(x_2)$ совпадает с точностью до постоянного фазового множителя с $u(x_1)$. Из сходства интегральных преобразований следует, что и в осесимметричном случае распределение $\tilde{u}(x_2)$ с точностью до постоянного фазового множителя совпадает с $\tilde{u}(x_1)$, откуда вытекает аналогичное утверждение и для распределений без комплексного сопряжения. Итак, существование эффекта Тальбота и в случае осесимметричной геометрии можно считать доказанным.

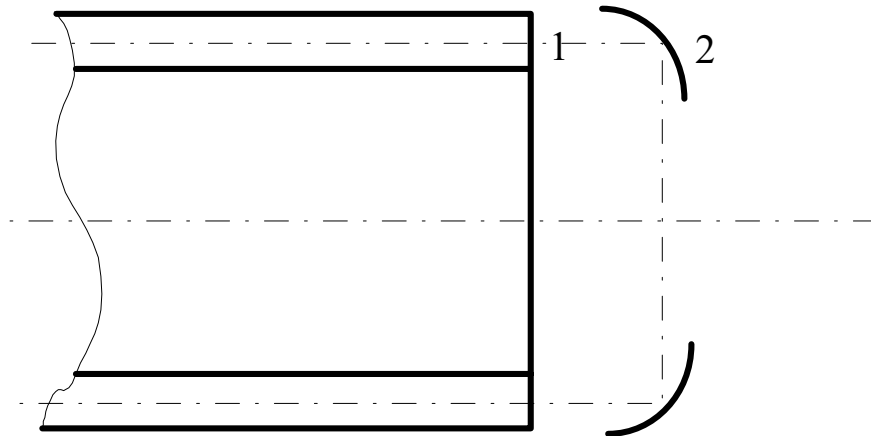


Рис. 2

Простейшая оптическая схема реализации изложенного выше принципа в случае волноводных коаксиальных лазеров изображена на рис. 2. Выходящий из коаксиального волновода 1 световой пучок с узким кольцевым сечением попадает на зеркало 2, поверхность которого близка к поверхности конуса с углом при вершине 90° . Незначительная кривизна образующих обеспечивает “поджатие” сечения пучка для минимизации потерь при вводе излучения обратно в волновод. Вдоль образующих нанесена периодическая система кана-

вок глубиной $\lambda/2\sqrt{2}$, что обеспечивает фазовый сдвиг между излучением, отраженным от дна канавок и от остальной части зеркала, равный π . Величина периода вдоль азимутального направления должна быть такой, чтобы средний диаметр волновода D был кратен длине Тальбота.

Немаловажным обстоятельством является то, что осуществление эффекта Тальбота вне коаксиального волновода создает условия для существования внутри волновода одной лишь моды с нулевыми индексами как для радиального, так и для азимутального направлений. Это избавляет от тех сложностей с поляризационным состоянием выходного излучения, которые появляются при размещении транспаранта внутри волновода. Отметим также, что наличие подобного зеркала обеспечивает, помимо прочего, полную когерентность излучения на противоположащих участках сечения.

Обсудим теперь проблему выбора размера периода и вида структуры. В первую очередь заметим, что для повышения эффективности связи желательно, чтобы на дифрагированные волны приходилась как можно большая часть энергии исходного излучения. Отсюда следует, что ширина канавки (или суммарная ширина канавок, если их больше одной на периоде) должна составлять половину периода. Действительно, в этом случае постоянная составляющая Фурье-разложения отраженной от зеркала волны равна нулю, и, таким образом, излучение внутри конусного зеркала целиком состоит из рассеянных волн (зеркальная составляющая отсутствует).

В принципе желательно также, чтобы углы отклонения дифрагированных волн были не слишком малыми. Достижение этой цели может быть осуществлено как за счет уменьшения периода структуры b (при одновременном увеличении числа p длин Тальбота, укладываемых на диаметре волновода), так и за счет такого усложнения вида структуры внутри одного периода, чтобы периоды меньшего размера не образовывались.

Эти два приема приводят к различным результатам. Об этом свидетельствует рис. 3, на котором представлена зависимость амплитуды рассеянных волн от порядка дифракции (a , следовательно, и от угла их наклона в соответствующем масштабе). Кривая 1 относится к простейшему варианту, когда на периоде структуры имеется лишь одна канавка, занимаю

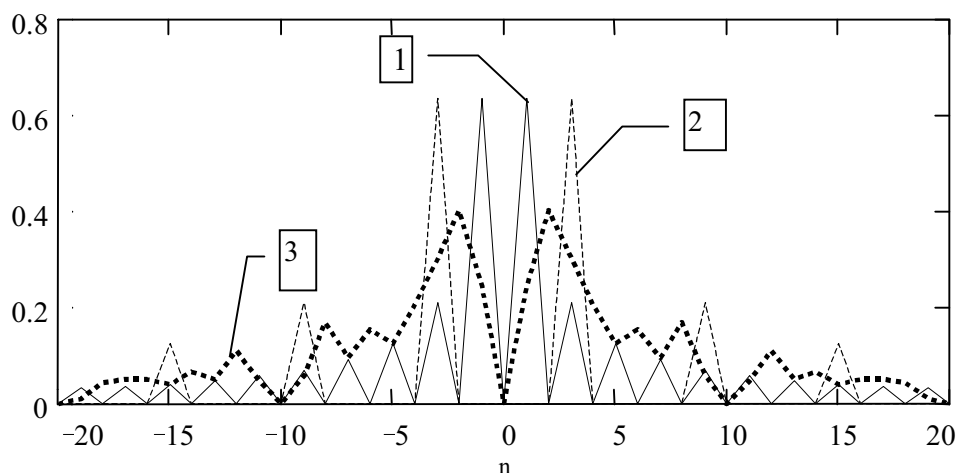


Рис. 3

щая половину его ширины. Кривая 2 изображает распределение амплитуды рассеянных волн для случая трех канавок равной ширины и на одинаковых расстояниях друг от друга; таким образом, здесь фактически имеется период втрое меньшего размера. Наконец, кривая 3 относится к случаю, когда канавок также три, однако их ширины существенно различаются и составляют $0.05b$, $0.15b$, $0.3b$ при расстояниях между канавками по $0.2b$.

Из рисунка следует, что и уменьшение периода, и в еще большей степени усложнение вида структуры на периоде приводят к существенному расширению углового спектра рассеянных волн. К сожалению, в рассматриваемом нами конкретном примере волноводного CO_2 -лазера ни одним из этих приемов воспользоваться нельзя.

Дело заключается в следующем. В ситуации, изображенной на рис. 2, световой пучок заполняет на зеркале зону, диаметр которой изменяется от $2r_0$ до $2(r_0 + h)$. Вместе с вариациями диаметра имеют место пропорциональные вариации и пути, проходимого светом между двумя отражениями, и ширины периода структуры. Поскольку длина Тальбота имеет квадратичную зависимость от ширины периода, а с нею и от диаметра, одновременное равенство длины Тальбота и реально проходимого светом пути на всей ширине зоны невозможно. Если это равенство реализуется для середины указанной зоны, то относительное рассогласование этих длин для краев зоны составляет $\pm \delta \equiv \frac{h/2}{r_0}$. При характер-

ных размерах волновода $h = 2$ мм и $r_0 = 40$ мм $\delta = 0,025$. Такое рассогласование приводит к ошибке в фазе дифрагировавших волн на пути между двумя отражениями.

Если в варианте с максимально возможным размером периода ($p = 1$) для волны с $n = 1$ (где n - как и прежде, порядок дифракции) эта ошибка составляет всего лишь около 15 угловых градусов, то с ростом и p , и n она быстро растет, поэтому расширение углового спектра должно приводить к уменьшению точности воспроизведения поля перед вторым отражением.

Поэтому наиболее благоприятным является вариант с $p = 1$. Для волновода диаметром 80 мм при длине волны 10,6 мкм период структуры при этом составляет $b = \sqrt{\lambda D / 8} \approx 0,33$ мм. Что касается вида структуры на одном периоде, то по тем же соображениям предпочтительным является случай, которому на рис. 3 соответствует кривая 1: здесь основная часть рассеянного излучения приходится именно на первый порядок дифракции.

Несмотря на то, что связь отдаленных друг от друга участков сечения при этом формально является незначительной, все же можно рассчитывать на то, что этого может оказаться достаточным для когерентизации излучения на всем сечении. Дело в том, что эффективности вышеизложенного приема когерентизации должны способствовать эффекты насыщения усиления. Весь опыт создания мощных лазеров свидетельствует о том, что если существует мода, излучение которой равномерно заполняет весь объем активной среды, то она обладает существенными преимуществами перед другими модами с точки зрения межмодовой конкуренции; и именно на такой моде должна осуществляться генерация при успешной реализации предложенного принципа когерентизации.

Авторы надеются, что приведенные выше соображения окажутся полезными при решении вопроса о целесообразности применения эффекта Тальбота и выборе параметров соответствующей оптической схемы.

Литература

1. Yu. Anan'ev, "Laser Resonators and the Beam Divergence Problem". Adam Hilger (Bristol, Philadelphia and New York), 1992