

LASER ARRAYS

V. P. KANDIDOV

Multichannel laser is an array of simple economical lasers, that produces a bunch of parallel light beams. At phase-locked lasers generation this multichannel laser forms a diffraction-limited coherent beam. Physical principles of laser array phase locking are discussed in this paper.

Многоканальный лазер – это решетка простых экономичных лазеров, излучающая совокупность параллельных пучков. При согласованной генерации лазеров решетки, когда световое поле их пучков совпадает по фазе, многоканальный лазер дает высоконаправленное когерентное излучение. В статье рассмотрены физические принципы фазовой синхронизации лазерных решеток.

ЛАЗЕРНЫЕ РЕШЕТКИ

В. П. КАНДИДОВ

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

С создания первых лазеров в начале 60-х годов непрерывно ведется поиск новых принципов построения источников когерентного оптического излучения, расширяющих область их применения в научных исследованиях и технике [1]. Примером тому являются фемтосекундные ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) лазеры, которые при энергии импульса всего в сотни миллиджоулей позволяют получить излучение мощностью до 10^{12} Вт . В фокусе пучка интенсивность составляет 10^{20} Вт/см^2 и более, что близко к релятивистской интенсивности, при которой энергия осциллирующей электрона в световом поле сравнима с его энергией покоя.

В лазерах непрерывного излучения достигнута мощность $10^5\text{--}10^6 \text{ Вт}$ [2]. Поперечное сечение (апертура) пучков таких лазеров составляет десятки сантиметров. Это громоздкие установки со сложными системами накачки энергии в активную среду, теплоотвода и формирования выходного излучения. Даже в лазерах на углекислом газе, которые имеют относительно высокий коэффициент полезного действия более 10%, необходимо обеспечить эффективный отвод больших потоков тепла из всего объема активной среды. В противном случае перегрев газовой смеси приведет к нарушению ее однородности и как следствие этого – к ухудшению качества выходного излучения. Сильный перегрев среды может вызвать деградацию газовой смеси, тепловое разрушение зеркал резонатора и других оптических элементов. В полупроводниковых инжекционных лазерах повышение мощности путем увеличения размеров $p\text{--}n$ -перехода приводит к распаду выходного пучка на фрагменты, при котором распределение интенсивности в его поперечном сечении случайно меняется во время излучения.

Создание мощных лазеров с большим сечением выходного пучка (широкоапертурных лазеров) представляет собой сложную научно-техническую проблему современной лазерной физики. Одно из возможных ее решений состоит в многоканальном принципе построения лазера. В соответствии с этим принципом лазер “набирается” в виде решетки идентичных каналов, в каждом из которых происходит лазерная генерация (рис. 1). Такая решетка лазеров образует оптический источник с составной апертурой, у которого выходное излучение представляет собой совокупность пучков отдельных лазеров. Малое поперечное сечение каналов позволяет эффективно и просто осуществлять накачку энергии в активную среду и отвод тепла из ее объема.

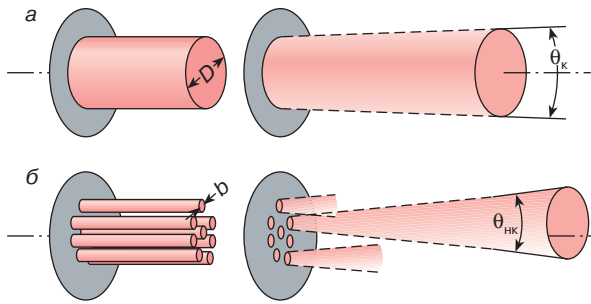


Рис. 1. Принцип построения многоканального лазера: *a* – широкоапертурный лазер с диаметром выходного пучка D ; *б* – многоканальный лазер с составной апертурой размера D , диаметр канала b

На рис. 2 представлена фотография многоканального технологического лазера МТЛ-500, одного из серии лазеров такого типа, разработанных в Научно-исследовательском центре технологических лазеров РАН в Шатуре [3]. При снятом защитном кожухе видны голубые светящиеся каналы волноводных CO_2 -лазеров, расположенных по окружности. Накачка активной среды осуществляется разрядом в переменном электрическом поле, которое создается электродами – обкладками на внешней поверхности кварцевых трубок каналов. Охлаждение трубок в этой модели лазера мощностью 500 Вт воздушное, в лазерах мощностью 1; 2,5; 4 кВт масляное. Мощное излучение лазера на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм, невидимое человеческим глазом, вызывает яркое светящееся пятно на обыкновенном кирпиче.

При больших конструктивных преимуществах многолучевых лазеров получение высокой направленности их излучения представляет собой сложную физическую проблему.

Действительно, угловая расходимость когерентного лазерного излучения θ_k близка или больше дифракционной θ_d , которая обратно пропорциональна диаметру пучка. Для широкоапертурного лазера это означает (рис. 1):

$$\theta_k \geq \theta_d, \quad \theta_d = \frac{\lambda}{D}, \quad (1)$$



Рис. 2. Лазер МТЛ-500 мощностью 500 Вт из серии многоканальных технологических лазеров, разработанных в НИЦТЛ РАН. Число каналов $N = 20$, их внутренний диаметр $b = 7$ мм, длина 1,6 м. В лазерах МТЛ-2,5 и МТЛ-4 мощностью соответственно 2,5 и 4 кВт число каналов $N = 61$

где λ – длина волны, D – диаметр апертуры.

В многоканальном лазере каждый канал при независимой генерации излучает волну, фаза которой не зависит от фазы волны других каналов. Поля каналов некогерентны, и их интенсивности суммируются. В когерентном режиме результирующая интенсивность $I_{нк}$ многоканального лазера

$$I_{нк} = N \cdot I_0, \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность, создаваемая одним каналом, N – число каналов. Направленность излучения многоканального лазера в этом случае определяется расходимостью пучка каждого канала диаметра b . Следовательно, угловая расходимость его излучения $\theta_{нк}$ при некогерентных каналах

$$\theta_{нк} = \frac{\lambda}{b}. \quad (3)$$

У многоканального лазера, составная апертура которого D собрана из независимых каналов диаметра $b \ll D$, расходимость $\theta_{нк}$ много больше расходимости широкоапертурного лазера с такой же апертурой D :

$$\theta_{нк} \gg \theta_k. \quad (4)$$

Иная картина в пучке многоканального лазера при синфазном режиме коллективной генерации, когда фазы излучения отдельных каналов совпадают. Выходной пучок в этом случае образуется в результате интерференции волн, фазы которых на его оси равны между собой. Результирующая интенсивность I_k на оси такого пучка в N^2 раз оказывается больше интенсивности одного канала:

$$I_k = N^2 \cdot I_0. \quad (5)$$

Угловая расходимость в приосевой области пучка при синфазной генерации каналов близка к расходимости широкоапертурного лазера с диаметром апертуры D . Поэтому ключевой проблемой для многоканальных лазеров является получение синфазного режима коллективной генерации.

В настоящей статье рассматриваются физические принципы фазовой синхронизации лазерных решеток, на основе которых ведутся разработки современных многоканальных лазеров с высокой направленностью излучения.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЬШОГО ЧИСЛА СИНФАЗНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Основные закономерности формирования пучка многоканального лазера следуют из рассмотрения классической задачи о суперпозиции волн от многих источников. Пусть частоты волн совпадают, амплитуда напряженности их электрического поля равна E_0 . Тогда для n -го источника можно записать

$$E_n(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz + \beta_n), \quad (6)$$

где β_n – фаза волны n -го источника. Результирующее поле $E(z, t)$ выражается суммой

$$E(z, t) = \sum_{n=1}^N E_n(z, t). \quad (7)$$

Интенсивность излучения как средняя во времени плотность потока мощности определяется интегралом

$$I \sim \int_0^T E^2 dt, \quad T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (8)$$

Для одного источника с точностью до множителя¹

$$I_0 = \frac{E_0^2}{2}.$$

Интенсивность при суперпозиции волн N источников после подстановки (6), (7) в (8) приводится к виду

$$I = N \cdot I_0 + I_0 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \cos(\beta_n - \beta_m), \quad n \neq m. \quad (9)$$

В (9) второе слагаемое называют интерференционным.

Пусть фазы волн β_n являются случайной величиной в интервале $[0, 2\pi]$, то есть источники некогерентны. Тогда суммирование при большом числе N обратит в нуль интерференционное слагаемое. Результирующая интенсивность $I_{нк}$ для излучения некогерентных источников равна сумме интенсивностей I_0 волн отдельных источников (см. (2)).

Пусть источники когерентны, то есть фазы их излучения неслучайны, при этом источники синфазны, то есть фазы их излучения совпадают: $\beta_n = \beta_m$. При этих условиях интерференционное слагаемое в (9) отлично от нуля. После несложных преобразований выражение (9) приводится к виду (5). Когерентное сложение полей, при котором результирующая интенсивность I_k в N^2 больше, чем интенсивность одного канала, подобно слаженным усилиям рабочих, тянущих канат под команду: “Эй, ухнем!”

Рассмотрим распределение интенсивности I_k в пространстве при суперпозиции волн от большого числа когерентных синфазных источников, расположенных на равном расстоянии d друг от друга (рис. 3). Пусть фазы волн $\beta_n = 0$, $n = 1, 2, \dots, N$. На большом расстоянии от источников ($L \gg (\lambda Nd)^{1/2}$) волны, распространяющиеся от источников, можно считать плоскими и результирующая волна под углом α равна сумме:

¹ В системе СИ интенсивность светового поля в среде с показателем преломления n $I = \frac{c_0 n \epsilon_0}{2} I_0$, где c_0 – скорость света в вакууме, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ А · с/(В · м) – диэлектрическая постоянная.

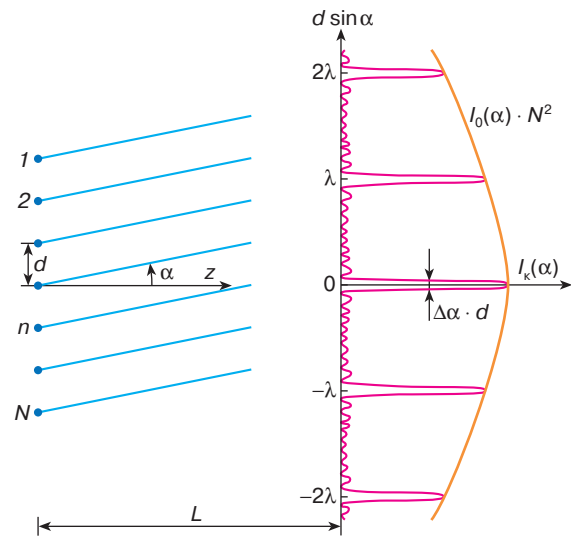


Рис. 3. Интерференция волн от решетки когерентных источников. $I_k(\alpha)$ – угловая зависимость интенсивности результирующего поля в дальней зоне, $L \gg (\lambda Nd)^{1/2}$. $I_0(\alpha)$ – угловая зависимость интенсивности для одного источника, $\Delta\alpha$ – ширина интерференционного максимума

$$E(z, t) = E_0 \sum_{n=1}^N \cos(\omega t - kz - \varphi(n-1)). \quad (10)$$

Сдвиг фаз φ волн от соседних источников пропорционален разности пути их распространения. При наблюдении в дальней зоне, когда $L \gg N \cdot d$, сдвиг фаз

$$\varphi = kds \sin \alpha, \quad (11)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Использование формулы Эйлера для перехода от тригонометрической функции к показательной с мнимым аргументом приводит выражение (10) для $E(z, t)$ к сумме членов геометрических прогрессий со знаменателями $e^{\pm i\varphi}$. После преобразований можно получить

$$E(z, t) = E_0 \frac{\sin N \frac{\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \cos\left(\omega t - kz - \frac{\varphi(N-1)}{2}\right).$$

Интенсивность I_k результирующего поля является функцией угла α :

$$I_k(\alpha) = I_0 \frac{\sin^2 N \frac{\varphi(\alpha)}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi(\alpha)}{2}}. \quad (12)$$

Эта функция достигает максимума, равного $N^2 \cdot I_0$, при $\varphi_m = 2m\pi$, то есть при распространении под

углом α_{\max} , который с учетом (11) определяется из условия

$$d \sin \alpha_{\max} = m \lambda, \quad (13)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок интерференционного максимума.

Если разность фаз φ такова, что $N\varphi/2 = p\pi$, где p целое и не кратное N , то интенсивность $I_k(\alpha) = 0$. Отсюда условие интерференционного минимума имеет вид

$$d \sin \alpha_p = \pm \frac{p\lambda}{N}, \quad p \neq 0, N, 2N, \dots \quad (14)$$

Угловое распределение интенсивности $I_k(\alpha)$ при интерференции волн от N когерентных синфазных источников изображено на рис. 3. Величина интерференционного максимума при некотором угле α пропорциональна интенсивности излучения отдельного канала $I_0(\alpha)$ под этим углом, которая убывает с его ростом в силу дифракционной расходимости. Для источников с апертурой размера b характерный масштаб убывания $I_0(\alpha)$ составляет $\theta_{\text{нк}}$, которое выражается формулой (3).

Угловая ширина $\Delta\alpha$ интерференционного максимума определяется как половина интервала между двумя ближайшими к нему минимумами. При малых углах α ширина $\Delta\alpha$, согласно (14),

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{Nd}. \quad (15)$$

При $N \gg 1$ знаменатель полученного выражения близок к D – размеру составной апертуры, образуемой решеткой периодически расположенных когерентных источников.

Функцию $I_k(\alpha)$ называют диаграммой направленности, интерференционные максимумы – ее лепестками. Таким образом, периодическая решетка синфазных источников формирует диаграмму направленности из нескольких узких лепестков, в которых сконцентрирована энергия излучения. Угловая ширина этих лепестков $\Delta\alpha$ близка к углу дифракционной расходимости пучка θ_d , диаметр которого равен размеру D всей решетки в целом (ср. формулы (1) и (15)).

Сужение лепестков диаграммы направленности решетки излучателей с увеличением размера ее общей апертуры является характерной особенностью интерференции волн от многих когерентных источников. Внесением согласованного сдвига фаз между излучателями решетки можно изменять положение ее диаграммы направленности в пространстве. В силу свойства обратимости распространения волн угловое распределение чувствительности для решетки приемников совпадает с диаграммой направленности такой же решетки излучателей. Эти замечательные свойства составных антенн широко используются в радиолокации, астрофизике и космической связи. Увеличением размера решетки

приемно-передающей антенны и, следовательно, уменьшением угловой ширины лепестков ее диаграммы направленности повышают точность локализации цели. На спутнике после его выхода на орбиту раскрывается зонтик антенны связи с Землей. Астрофизические радиотелескопы, принимающие электромагнитное излучение из космоса, представляют собой совокупность большого числа разнесенных друг от друга приемников. Их сигнал сначала суммируется в соответствии с (7), а затем измеряется его мощность. В телескопе РАТАН-600 на Северном Кавказе эти приемники размещены по дуге окружности диаметром 600 м. В телескопе Сибирского отделения РАН в предгорьях Саян крестообразное расположение 256 приемников образует составную антенну размером 622 м. Для управления положением диаграммы направленности таких антенн вносятся соответствующие сдвиги фаз в электрические сигналы, поступающие от приемников на сумматор. Такие астрофизические антенны апертурой в несколько сот метров обеспечивают высокую точность определения в космосе новых источников радиоизлучения, несущих информацию об эволюции Вселенной.

ОПТИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ

В радиодиапазоне управление фазой элементов решетки, в частности получение синфазного режима их излучения, осуществляется с помощью фазовращателей в цепях их питания. В оптическом диапазоне, где частота электромагнитного излучения порядка 10^{15} Гц, невозможно электрически управлять фазой волн в каналах. Поэтому для получения синфазного режима генерации многоканального лазера используется оптическая связь между световыми полями каналов.

В решетках инжекционных лазеров каналы генерации представляют собой диэлектрический волновод [4]. Если показатель преломления в каналах больше, чем в промежутках между ними, то поле удерживается в них в силу эффекта полного внутреннего отражения на боковых стенках каналов. При этом электромагнитное поле проникает через его стенки на расстояние порядка длины волны (рис. 4, а). Поскольку промежуток между волноводами составляет несколько микрон, а длина волны $\lambda = 0,8$ мкм, то их поля перетекают частично в соседние волноводы. В результате возникает оптическая связь, при которой соседние каналы навязывают друг другу одинаковую фазу волн, распространяющихся в них. Сфазирование волн в каналах охватывает всю решетку, и в многоканальном лазере формируется синфазный режим генерации. Такая связь ближайших соседей оказывается довольно слабой. Незначительное отклонение параметров каналов лазера, их длины, ширины, расстояния между ними и т.п. приводят к распаду решетки на отдельные

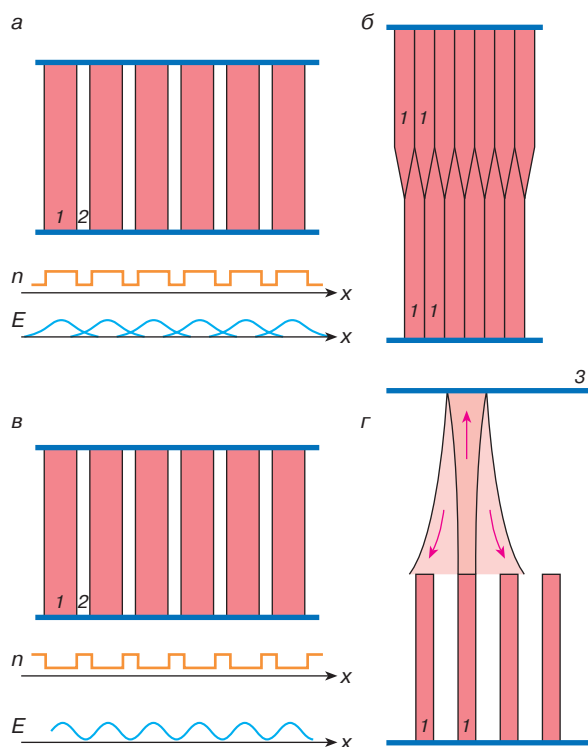


Рис. 4. Схемы оптической связи между каналами лазерной решетки: 1 – каналы, 2 – промежутки между ними: а – связь ближайших соседей за счет перетекания поля между диэлектрическими волноводами каналов. Внизу изображены изменения показателя преломления n и светового поля E в сечении решетки; б – сильная связь ближайших соседей в линейке полупроводниковых лазеров с Y-разветвителями; в – глобальная оптическая связь в решетке полупроводниковых лазеров, формирующейся стоячей волной в направлении, перпендикулярном осям каналов; г – дифракционная оптическая связь между каналами лазерной решетки в общем резонаторе, 3 – зеркало связи. При расстоянии между плоскостью выходных апертур каналов и зеркалом связи, равном $Z_T/2$, схема образует резонатор Тальбо

области, в которых фазы излучения независимы друг от друга.

“Сильная” оптическая связь охватывает ближайших соседей в решетках из связанных Y-разветвителей (рис. 4, б). В таких системах излучение из каждого канала разветвляется на два соседних, являющихся как бы его продолжением. В силу эффективного обмена излучением между каналами инжекционные лазеры с Y-разветвителями обладают высокой устойчивостью при синфазной генерации. Однако значительные потери в области ветвления каналов сдерживают пока развитие таких схем.

Высокая устойчивость синфазной генерации достигается в многоканальном лазере с глобальной оптической связью, при которой каждый канал связан с каждым каналом. В решетках инжекционных

лазеров такая связь возникает, когда в периодической структуре из волноводов и промежутков между ними формируется стоячая волна электрического поля в направлении, поперечном осям волноводов (рис. 4, в). Эта волна жестко связывает фазы полей во всей решетке каналов и при определенных соотношениях параметров обеспечивает синфазную генерацию многоканального лазера.

Другой способ глобальной связи основывается на дифракционном обмене излучения между каналами. Для этого решетку из каналов помещают между зеркалами общего резонатора (рис. 4, г). Световой пучок, излучаемый каналом, уширяется из-за дифракции при распространении до зеркала связи и обратно. В результате часть его попадает в соседние каналы. Таким образом, возникает оптическая связь, охватывающая значительную часть ближайших каналов. Дифракционная связь применима как для миниатюрных инжекционных лазеров, так и для волноводных лазеров на углекислом газе с апертурой в несколько сантиметров. Для увеличения силы дифракционной связи необходимо зеркало связи относить достаточно далеко от плоскости, в которой находятся выходные окна каналов. Это приводит к значительному увеличению дифракционных потерь в лазере. Использование эффекта дифракционного самовоспроизведения волнового поля периодической решетки излучателей позволяет существенно снизить эти потери.

ЭФФЕКТ ТАЛЬБО

История открытия эффекта Тальбо очень показательна, особенно для современного научного сообщества. Самовоспроизведение изображения периодической решетки впервые наблюдал в начале XIX века Ф. Тальбо, английский физик, астроном, известный своими работами в области фотографии. В статье, опубликованной в журнале “Philosophical Magazine” за 1836 год, он описывает опыты, в которых он обнаружил периодическую смену цветов в изображении дифракционной решетки, когда отодвигал от нее фокусирующую линзу, используемую для наблюдения. В его работе нет ни количественных измерений, ни попытки объяснить наблюдаемое.

Работа Тальбо была бы забыта, если бы спустя 50 лет на нее не наткнулся лорд Рэлей, занимающийся проблемой копирования дифракционных решеток. Великий физик сразу понял, что эффект является спектрально чувствительным. Он повторил эксперименты Тальбо, измерив тщательно расстояния воспроизведения изображения решетки в зеленом и красном свете. На основе этих измерений Рэлей установил зависимость расстояния самовоспроизведения Z_T от длины волны λ и периода структуры d :

$$Z_T = \frac{2d^2}{\lambda}. \quad (16)$$

Он дал и теоретическое объяснение эффекта. В своей публикации, посвященной этой проблеме, Рэлей, признавая приоритет Ф. Тальбо в открытии эффекта, дословно воспроизвел его описание первых опытов. Эффект дифракционного самовоспроизведения получил название эффекта Тальбо, а расстояние самовоспроизведения Z_T – расстояния Тальбо.

Физически эффект Тальбо можно объяснить следующим образом [5]. Пусть плоская световая волна падает на решетку с периодическим изменением коэффициента пропускания. После нее амплитуда волны E_0 будет периодически меняться вдоль направления, перпендикулярного штрихам решетки: $E_0(x) = E_0(x \pm nd)$. Периодическую функцию $E_0(x)$ можно представить в виде суммы тригонометрических функций с периодами $d, d/2, d/3$ и т.д.¹:

$$E_0(x) = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \cos(k_s x), \quad k_s = \frac{2\pi}{d} s. \quad (17)$$

Световая волна после решетки в соответствии с (6) записывается в виде

$$E(x, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \cos(k_s x) \cos(\omega t - kz) \quad (18)$$

или

$$E(x, z, t) = \frac{1}{2} \sum_{s=0}^{\infty} A_s [\cos(\omega t - kz - k_s x) + \cos(\omega t - kz + k_s x)]. \quad (18')$$

Это выражение представляет собой суперпозицию гармоник – плоских волн, распространяющихся под углами $\pm \gamma_s$ к оси OZ (рис. 5). Величина угла $\gamma_s \ll 1$, так как период решетки d много больше длины волны λ и $k_s \ll k$.

Рассмотрим в (18') две гармоники – основную ($s = 0$) и первую ($s = 1$). За некоторое время t фронт основной гармоники переместится на расстояние z . Фронт первой гармоники пройдет за то же время расстояние z , но под углом γ_1 к оси. Разность хода δ , которую набирают гармоники вдоль оси Oz ,

$$\delta = \frac{z}{\cos \gamma_1} - z.$$

Подставляя $\cos \gamma_1 = \frac{k}{\sqrt{k^2 + k_1^2}}$, получим

$$\delta = z \left(\frac{\sqrt{k^2 + k_1^2}}{k} - 1 \right).$$

¹ Представление (17) является разложением в ряд Фурье периодической функции.

Так как $k_1 \ll k$, то приближенно разность хода $\delta = \frac{k_1^2}{2k} z$. Отсюда сдвиг фазы $\Delta \varphi_1$ первой гармоники относительно основной будет

$$\Delta \varphi_1 = \frac{k_1^2}{2k} z. \quad (19)$$

Из (17) видно, что сдвиг фазы $\Delta \varphi_s$ для s -й гармоники в s^2 раз больше – $\Delta \varphi_s = \Delta \varphi_1 s^2$.

Если на расстоянии Z_T сдвиг фаз $\Delta \varphi_1$ первой гармоники равен 2π , то он будет кратным 2π для всех остальных. В силу периодичности тригонометрических функций выражение для световой волны $E(x, Z_T, t)$ на расстоянии $z = Z_T$ совпадает с (18) при $z = 0$. В результате на расстоянии Z_T воспроизводится первоначальное распределение амплитуды поля $E_0(x)$.

Таким образом, расстояние Тальбо Z_T является такой минимальной длиной распространения волны с периодической модуляцией амплитуды, при котором набег фазы всех гармоник, ее образующих, кратен 2π . Выражение для Z_T находится из условия: $\Delta \varphi_1(Z_T) = 2\pi$. Отсюда, используя (19), получаем для расстояния Тальбо Z_T выражение (16)².

Если в общем резонаторе (рис. 4, з) разместить зеркало связи на расстоянии $Z_T/2$, то излучение каналов после отражения от этого зеркала и последующего обратного распространения до решетки будет вновь совпадать с распределением поля, излучаемого ею. При такой геометрии общий резонатор с периодической решеткой каналов называется резонатором Тальбо. В резонаторе Тальбо отраженное излучение возвращается полностью в каналы усиления, что значительно снижает потери в многоканальном лазере с сильной оптической связью.

КОЛЛЕКТИВНЫЕ МОДЫ

В решетке лазеров, охваченных оптической связью, устанавливается режим коллективной генерации, при котором амплитуда и фаза поля в каналах генерации принимают строго определенные значения. Изменение амплитуды и фазы в апертуре всей решетки называют ее коллективными модами или

² Эффект Тальбо можно наблюдать в школьном кабинете физики, взяв в качестве решетки, например, кусочек теневой маски от телевизионной трубки. Существенным для успеха этого опыта является получение широкого когерентного пучка, перекрывающего несколько десятков периодов решетки. Для этого в фокусе линзы помещают яркое освещенное отверстие на черном экране. Следует иметь в виду, что для решетки с треугольным расположением отверстий, как у телевизионной маски, расстояние самовоспроизведения составляет $0,75 Z_T$ (в этом случае d – сторона правильного треугольника). Для наблюдения эффекта экран удобно располагать под скользящим углом к оси системы, что повысит пространственное разрешение вдоль одной из координат [5].

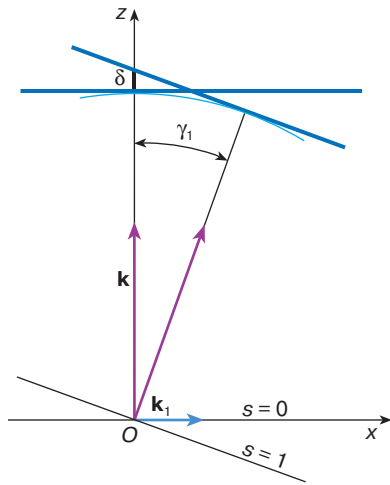


Рис. 5. К объяснению эффекта Тальбо. Волновой фронт основной ($s = 0$) и первой ($s = 1$) гармоник

супермодами. Если распределение поля в поперечном сечении каждого канала в условиях оптической связи остается таким же, как при ее отсутствии, то коллективные моды однозначно определяются совокупностью значений амплитуды E_n и фазы β_n поля на осях каналов – всего $2N$ величин для решетки из N каналов. У синфазной моды амплитуда E_n и фаза β_n практически не меняются от канала к каналу на всей решетке, за исключением краев, где сказывается дифракция на ее границе.

При отсутствии усиления в каналах коллективные моды затухают в силу потерь, связанных с отражением на зеркалах, дифракцией, поглощением излучения. Чем меньше потери для некоторой коллективной моды, тем ниже ее порог генерации, то есть минимальный коэффициент усиления для возникновения генерации на этой моде. Для многоканального лазера важно, чтобы синфазная коллективная мода, при которой излучение всех каналов происходит в фазе, имела наиболее низкий порог генерации. При этом если его величина существенно меньше порога генерации всех других мод, то многоканальный лазер характеризуется высокой селективностью. В таком лазере синфазная мода надежно формируется при его включении даже в условиях естественных небольших отклонений параметров решетки: периода расположения каналов, их длины, коэффициента усиления.

Угловое распределение интенсивности $I_k(\alpha)$ в дальней зоне ($L \gg (\lambda Nd)^{1/2}$) дает диаграмму направленности лазера при генерации коллективной моды. На рис. 6 представлена диаграмма направленности для двумерной решетки из 36 каналов, расположенных в вершинах квадратов, и 37 в вершинах правильных треугольников. Изображена часть диаграммы, соответствующая положительной области углов α_y . Виден узкий глобальный максимум интенсивности

в центральном лепестке при $\alpha_x = \alpha_y = 0$. Его ширина $\Delta\alpha$ много меньше угловой расходимости $\theta_{\text{нк}}$ излучения одного канала и близка к $\Delta\alpha$, определяемому по формуле (15) при $N = 6$. Для решетки при квадратном заполнении глобальный максимум окружают восемь боковых меньшей величины, при треугольном – шесть расположенных в вершинах правильного многоугольника с центром при $\alpha_x = \alpha_y = 0$.

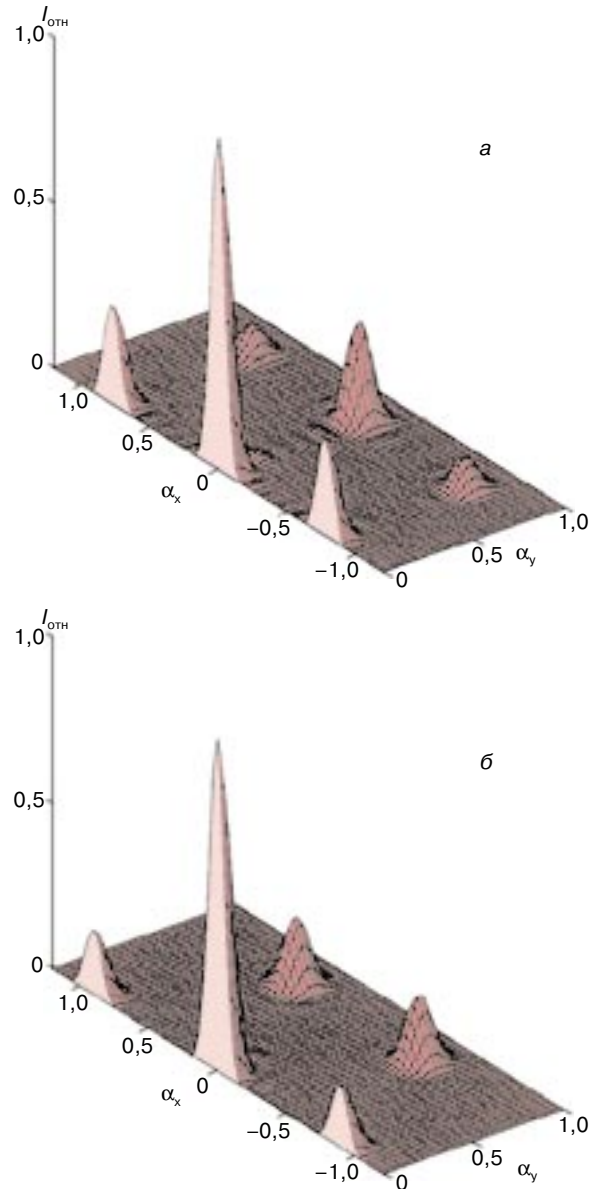


Рис. 6. Диаграмма направленности $I(\alpha)$ многоканального лазера при генерации синфазной коллективной моды. Угол α нормирован на $\alpha_{\text{max}} = \lambda/d$, отношение периода решетки d к диаметру канала b равно 4. *a* – решетка из 6×6 каналов, расположенных в вершинах квадратов со стороной d ; *b* – решетка из 37 каналов, расположенных в вершинах правильных треугольников

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Линейки инжекционных лазеров широко используются в качестве источников накачки твердотельных лазеров на неодимовом стекле. Узкая спектральная линия его излучения, которое эффективно поглощается неодимовым стеклом, высокая направленность по сравнению с традиционными лампами накачки, большой коэффициент полезного действия, малые габариты позволили существенно повысить эффективность твердотельных лазеров. Общий коэффициент полезного действия лазера с такой накачкой достигает десятков процентов, тогда как с накачкой от лампы его величина не превышала долей процента. На решетках инжекционных лазеров с оптической связью получена мощность в несколько ватт при дифракционной расходимости для всей составной апертуры лазера.

Многоканальные технологические лазеры на CO_2 мощностью в несколько киловатт используются для термической закалки, упрочения рабочих поверхностей машин и механизмов, например обода колеса железнодорожных вагонов. Импульсным излучением CO_2 -лазера мощностью в 0,5–1 кВт лечат инфаркт, прожигая отверстия в сердечной мышце — лазерная реваскуляризация миокарда. Такая малоповреждающая операция на сердце все больше вытесняет из практики традиционные полостные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сэм М.Ф. Лазеры и их применение // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 6. С. 92–98.
2. Летохов В.С., Устинов Н.Д. Мощные лазеры и их применение. М.: Сов. радио, 1980. 110 с.
3. Vasiltsov V.V., Galushkin M.G., Golubev V.S., Panchenko V.Ya. High Power Waveguide Industrial CO_2 Lasers // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2713. P. 76–84.
4. Голдобин И.С., Евтихеев Н.Н., Плявенек А.Г., Якубович С.Д. Фазированные интегральные решетки инжекционных лазеров // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 10. С. 1957–1994.
5. Кандидов В.П., Корольков А.М. Эффект Тальбо и его демонстрация в курсе общей физики // Физ. образование в вузах. 1998. Т. 4, № 3. С. 99–104.

* * *

Валерий Петрович Кандидов, доктор физико-математических наук, профессор физического факультета МГУ. Лауреат Государственной и Ломоносовской премий. Область научных интересов – нелинейная оптика, лазерная физика, атмосферная оптика. Автор более 200 научных публикаций, монографии, учебного пособия.