СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Петраш Г. Г.//УФН. 1971. 105, № 4. С. 645—676. [2] Исаев А. А.//Квант. электроника. 1980. 7, № 3. С. 599—607. [3] Исаев А. А., Леммерман Г. Ю.//Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1985. № 6. С. 14—17. [4] Casperson L. W.//Opt. Comm. 1973. 8, N 1. P. 85—87. [5] Casperson L. W.//Appl. Opt. 1975. 14, N 2. P. 299—305.

Поступила в редакцию
16.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 621.378.335

ОСОБЕННОСТИ ЧАСТОТНОГО ЗАХВАТА В МНОГОПУЧКОВЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ

А. Б. Васильев, П. В. Короленко, В. Г. Макаров, В. Н. Тихомиров

(кафедра оптики и спектроскопии)

В экспериментах с газовыми лазерами исследован режим захвата частот многоходовых мод с неаксиальными образующими пучками. Показано, что частотный захват позволяет существенно улучшить качество генерируемого излучения.

Перспектива улучшения параметров излучения широкоапертурных многопучковых лазеров [1, 2], в резонаторах которых возбуждаются сложные суперпозиции вырожденных многоходовых мод (М-мод) [3, 4], зависит от возможности осуществления в них межмодового захвата частоты. Как известно [5, 6], в резонаторах с высокой степенью вырождения собственных типов колебаний из-за влияния оптических аберраций и астигматизма разброс частот вырожденных мод достигает нескольких МГц. Поэтому один из способов синхронизации поперечных мод в такого рода системах состоит в уменьшении аберраций и совмещении генерируемых частот [6, 7]. В настоящей работе применительно к многопучковым лазерам рассмотрена другая возможность ликвидации разброса генерируемых частот, основанная на использовании широкополосного межмодового захвата. Механизм такого рода захвата исследовался в работе [8] на примере взаимодействия двух двухчастотных He—Ne лазеров, работающих с одной общей для них активной средой. В основу анализа была положена теоретическая модель, сводящая частотный захват лазеров к захвату двух связанных осцилляторов, частоты которых равны частотам биений между продольными модами.

Проверка действия межмодового захвата в области разброса частот М-мод проводилась в экспериментах с непрерывными He—Ne и Ar^+ лазерами на длинах волн 0,63 и 0,49 мкм, а также с импульсным TEA CO_2 лазером с длиной волны 10,6 мкм. В лазерах использовались активные элементы с брюстеровскими окнами. He—Ne и Ar^+ лазеры имели конфокальные резонаторы, а CO_2 лазер — полуконфокальный. Структура генерируемых лазерами М-мод задавалась специальными внутрирезонаторными масками. Образующие пучки М-мод представляли собой волны TEM_{00}. Никакие меры к ограничению числа генерируемых лазерами продольных мод в экспериментах не принимались. Их число контролировалось с помощью сканирующего интерферометра. Частотные интервалы между модами измерялись по межмодовым фотобиениям, регистрируемым с помощью ФЭУ и спектроанализатора С4-60.

Наиболее наглядно особенности механизма частотного захвата проявляются в простейшей схеме многопучковой генерации, которая была использована в опытах с He—Ne лазерами. Согласно этой схеме в резонаторе лазера возбуждается осевая TEM_{00}-мода и М-мода V-образной формы. Траектория пучков этих мод, а также положение на зеркалах резонатора M_1 и M_2 световых пятен показаны на рис. 1, *а*. Осевая

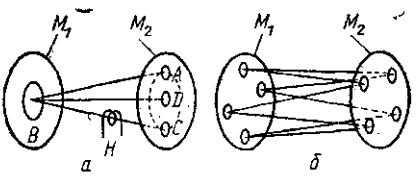

Рис. 1. Простейшие схемы многопучковой генерации: *а* — конфокальный резонатор; *б* — полуконфокальный резонатор

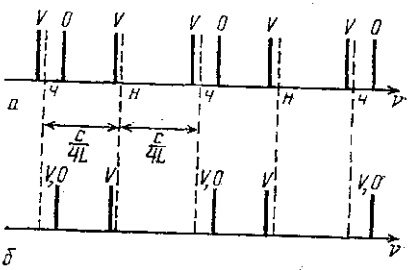

Рис. 2. Расположение частот генерируемых мод: *а* — в отсутствие захвата; *б* — при захвате

мода с пучком BD является четным типом колебаний. Траектории V-образной моды ABC соответствуют два типа колебаний: четный, характеризующийся синфазными световыми колебаниями в пятнах A и C, и нечетный — с противофазными колебаниями. Типы колебаний с разной четностью разделены частотным интервалом, равным $c/(4L)$, где c — скорость света, L — длина резонатора. На рис. 2, *а* приведена «гребенка» частот ν, соответствующая рассматриваемой суперпозиции мод. Из-за влияния аберраций частоты четных типов колебаний осевой моды (O) и М-моды (V) совпадать не будут и четные порядки гребенки (ч) носят поэтому характер дублетов. Нечетным же порядкам (н) соответствует единственная частота.

Величина расщепления частот в четных порядках, как показал анализ фотобиений, в зависимости от настройки резонатора изменялась случайным образом в интервале 0—4 МГц. Контролируемое смещение частот мод осуществлялось путем изменения оптической длины пути М-моды. С этой целью пучок М-моды пропускался через нагреваемую электрическим током спираль H (см. рис. 1, *а*). Происходящее изменение показателя преломления воздуха внутри спирали при ее нагреве на несколько градусов оказывалось достаточным для сканирования частоты в области 50 МГц. Во всех случаях, когда расстройка частот составляла менее 10 МГц, в четных порядках наступал частотный захват. Наблюдаемая ширина полосы захвата хорошо согласуется с данными работы [8]. Как правило, захват осуществлялся на частоте осевой моды, обладающей большим усилением. При частотном захвате гребенка частот принимает вид, показанный на рис. 2, *б*. Это подтверждает наличие двух пиков фотобиений вблизи частоты $c/(4L)$ (рис. 3, *а*), регистрируемых с помощью ФЭУ и спектроанализатора С4-60. Как видно из рис. 2, *б*, расстояние между пиками соответствует удвоенному расстоянию между частотами осевой и V-образной мод в четных порядках гребенки частот. В области частоты $c/(2L)$ при захвате наблюдался лишь один пик биений, что можно трактовать, следуя модели [8], как захват колебаний на частоте $c/(2L)$. Частотный захват не был

критичен к количеству генерируемых продольных мод и наблюдался, даже когда их число достигало десяти. В случае захвата положение генерируемых пучков формирует на выходе лазера интерференционную картину, пример которой приведен на рис. 4, *а*. Присутствие в излучении нечетных типов колебаний уменьшало контрастность интерферен-

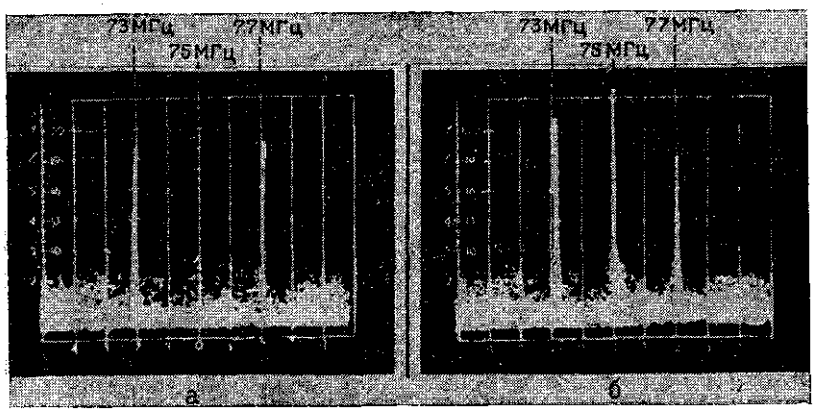

Рис. 3. Структура фотобиений: *а* — при захвате, гребенка частот соответствует рис. 2, *б*; *б* — при срыве захвата, гребенка частот соответствует рис. 2, *а*, $c/4L=75$ МГц

ционных полос. Однако, если излучение лазера пропускалось через конфокальный интерферометр, настроенный в резонанс с четными типами колебаний, контрастность становилась близкой к единице.

Сильное подавление нечетных типов колебаний наблюдалось, когда захват достигался полным совмещением генерируемых частот. Для режима захвата частот был характерен также низкий уровень флуктуа-

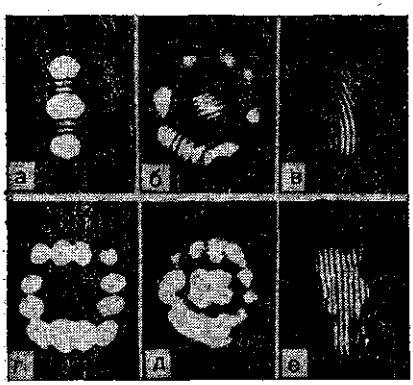

Рис. 4. Фотоснимки, голограммы и интерферограммы выходного излучения: *а* — наложение выходных пучков при трехпучковой генерации; *б*, *в* — голограммы излучения лазера с конфокальным резонатором при возбуждении соответственно объемной и плоскостной суперпозиции М-мод; *г* — структура излучения лазера с полуконфокальным резонатором при генерации суперпозиции объемных и плоскостных М-мод; *д* — то же при возбуждении объемных и поверхностных мод; *е* — интерферограмма излучения

ций интенсивности и шумов в низкочастотной области спектра. Эксперименты, выполненные по вышеприведенной схеме с Ar^+ лазером, показали, что условия и проявления в нем межмодового захвата практически не отличаются от наблюдаемых в He—Ne лазере.

Иная картина наблюдалась при срыве захвата частот. Срыв захвата происходил не только при увеличении частотной расстройки мод.

Он мог эпизодически наблюдаться в He—Ne и Ar^+ лазерах в полосе захвата под действием неконтролируемых флуктуационных процессов. Срыв захвата характеризовался появлением в центре двухпичковой структуры, приведенной на рис. 3, *а*, еще одного пика биений. При этом структура фотобиений в области $c/(4L)$ принимала вид, показанный на рис. 3, *б*. В области $c/(2L)$ фотобиения имели аналогичную структуру. Трехпичковый характер биений однозначно объясняется структурой спектра, показанного на рис. 2, *а*. Срыв частотного захвата сопровождался появлением пика биений также в низкочастотной области спектра на частоте, соответствующей разности парциальных частот в четных порядках гребенки частот (см. рис. 2, *а*). Обычно этот пик биений имел частоту в несколько МГц независимо от типа активной лазерной среды. Интерференционная картина на выходе лазера при срыве захвата исчезала. Эксперименты показали, что можно избежать срыва и обеспечить надежный долговременный захват частот, в том числе и при синфазных колебаниях светового вектора в пятнах АДС (см. рис. 1, *а*), помещая в узел соответствующей интерференционной картины в пятне *B* тонкую проволочку.

Захват частот наблюдался и в случае возбуждения в резонаторах He—Ne и Ar^+ лазеров целой суперпозиции *M*-мод независимо от положения на зеркале M_2 их световых пятен. При этом путем настройки резонатора удавалось даже в случае весьма сложной суперпозиции *M*-мод получать на выходе лазера синфазные пучки. В частности, синфазное излучение генерировалось в квазинепрерывной системе *V*-образных *M*-мод, пятна которых, накладываясь друг на друга, располагались или по окружности, обозначенной на рис. 1, *а* пунктиром, или вдоль отрезка *AC*. Синфазность подтверждалась единой системой интерференционных полос на голограммах выходного излучения, показанных на рис. 4, *б*, *в*. Голограммы получались при использовании расширенного пучка осевой моды в качестве опорного. Поскольку эффективная площадь поперечного сечения показанных на рис. 4, *б*, *в* модовых структур значительно превосходит площадь сечения основной моды резонатора, синфазные суперпозиции *M*-мод могут представлять определенный интерес для различного рода практических применений.

Явление захвата частот *M*-мод наблюдалось также в ТЕА CO_2 лазере. На рис. 1, *б* приведена характерная для полуконфокального резонатора, используемого в этом лазере, траектория объемной четырехходовой моды. При такой траектории в резонаторе распространяются навстречу друг другу две бегущие волны. Геометрическое место световых пятен четырехходовых мод на зеркалах может представлять собой окружность, эллипс или отрезок прямой [4]. В последнем случае *M*-моды являются плоскостными. В экспериментах с ТЕА CO_2 лазером визуализация структуры поля производилась с помощью фотопленок с нанесенным на них светящимся под действием инфракрасного излучения графитовым слоем. На рис. 4, *г* изображена структура излучения лазера при возбуждении в его резонаторе объемных *M*-мод, пятна которых располагаются по окружности. Если в резонаторе возбуждалась суперпозиция плоскостных и объемных мод, то выходное излучение принимало вид, показанный на рис. 4, *д*. При фиксированном положении селектирующей маски структура излучения характеризовалась высокой степенью стабильности и не менялась от импульса к импульсу. Наличие межмодового частотного захвата подтверждала четкая интерференционная картина (рис. 4, *е*), которая получалась при совмещении с помощью бизеркал различных участков поперечной структуры выходного излучения. Захват частот *M*-мод тем самым обеспечивал за-

полнение всего объема лазерного резонатора полем излучения с высокой степенью пространственной когерентности.

Таким образом, даже в тех случаях, когда в лазерных резонаторах возбуждаются сложные суперпозиции мод как в непрерывных, так и в импульсных режимах генерации, отчетливо проявляется захват частот М-мод. Использование этого захвата открывает дополнительные возможности для улучшения выходных характеристик многопучковых газовых лазеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Горячев С. Б., Короленко П. В., Новоселов А. Г. и др.//Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 7. С. 429. [2] Короленко П. В., Новоселов А. Г., Степина С. А., Шарков В. Ф.//Квант. электроника. 1986. 13. С. 2561. [3] Власов С. Н., Таланов В. И.//Изв. вузов. Радиофизика. 1965. 8, № 1. С. 195. [4] Киселев В. А.//Радиотехн. и электроника. 1971. № 1. С. 134. [5] Белоусова И. М., Данилов О. Б., Любимов В. В.//ЖТФ. 1967. 37. С. 1134. [6] Саметов А. Р., Суханов И. И., Троицкий Ю. В.//Квант. электроника. 1980. 7, № 9. С. 2023. [7] Суханов И. И., Троицкий Ю. В.//Автометрия. 1983. № 6. С. 73. [8] Howel W.//IEEE J. of Quant. Electron. 1970. QE-6. P. 82.

Поступила в редакцию
07.01.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 548.534:537.226.33

О РОЛИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ГРАДИЕНТОВ ПРИ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

А. И. Кондратков, О. Ю. Сердобольская

(кафедра акустики)

Рассматривается влияние температурных градиентов в кристаллах сегнетоэлектриков на амплитуду и фазу акустических эхо-импульсов вблизи фазового перехода. Изучено влияние продольного и поперечного градиентов температуры в кристалле с различными типами переходов.

Акустические методы широко применяются при исследовании кристаллов вблизи фазовых переходов, где наблюдаются сильные аномалии скорости и затухания ультразвука. Во многих случаях измерения проводятся в импульсном режиме, что накладывает определенные ограничения на размеры образцов. С одной стороны, необходимость генерации плоской волны требует, чтобы для частот мегагерцевого диапазона размеры преобразователя были порядка сантиметра. С другой стороны, необходимость временнóго разрешения прямых и отраженных звуковых импульсов длительностью 1 мкс ограничивает длину образца той же величиной порядка сантиметра. В таких больших образцах при измерениях неизбежно возникают градиенты температуры, влияющие на результаты эксперимента. Вопрос о влиянии температурных неоднородностей вблизи фазового перехода в триглицинсульфате на измеряемые величины диэлектрической постоянной был исследован в работе [1].

Распределение температуры внутри образца прямоугольной формы, укрепленного в держателе, достаточно сложно, поэтому мы приведем некоторые оценки температурных градиентов по образцу для простой геометрии эксперимента. Следует отметить, что эти градиенты связа-