

ЛАЗЕРЫ
И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

УДК 535:621.373.8

НАБЛЮДЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ
В ИЗЛУЧЕНИИ ДВУХМОДОВОГО He-Ne-ЛАЗЕРА
С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ

© 2008 г. Л. А. Агеев, К. С. Белошенко, Е. Д. Маковецкий, В. К. Милославский

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077 Харьков, Украина**E-mail: Leonid.A.Ageev@univer.kharkov.ua*

Поступила в редакцию 20.11.2007 г.

Выполнены наблюдения неустойчивости работы двухмодового He-Ne-лазера с помощью схемы интерференции поляризованных лучей. Наблюдается поочередное появление двух интерференционных картин, создаваемых двумя модами излучения. Действие внешнего постоянного магнитного поля на лазер приводит к росту контраста интерференционной картины. При внесении достаточно большой задержки в один из интерферирующих пучков неустойчивость проявляется в движении интерференционных полос в ту или другую сторону в зависимости от того, в каком из двух пучков находится задержка. Особенности эволюции интерференционной картины объяснены на основе интерференционных уравнений для двух мод, учитывающих ортогональность их линейных поляризаций и изменения амплитуд и частот.

PACS: 42.55.Lt

ВВЕДЕНИЕ

Среди разнообразных промышленных непрерывных He-Ne-лазеров существуют лазеры с коротким изотропным пассивным резонатором, излучающие одну или две аксиальные моды. Резонатор вместе с активной средой рассматривается как квазиизотропный, так как активная среда характеризуется дисперсией показателя преломления в полосе усиления, что приводит к различию показателей преломления для разных аксиальных мод (фазовая анизотропия). Практически с момента создания лазеров много работ посвящалось исследованиям поляризации лазерного излучения. Например, поляризация при одномодовом и двухмодовом режимах экспериментально изучалась уже в ранних работах [1–3], но интерес к устойчивости генерации и поляризации сохраняется и в настоящее время [4]. Можно отметить, что в связи с необходимостью указания на неустойчивость поляризации лазерных пучков в свое время возник и используется в справочной литературе по промышленным лазерам новый термин “Random Polarization” (неустойчивая поляризация) [5]. Проведенный нами анализ литературы, посвященной исследованиям поляризации пучков газовых лазеров, показал, что экспериментальные исследования проводились с применением поляризационных [1–3] или спектрально-поляризационных [4] методик. В то же время давно известно, что при исследовании поляризации излучения эффективными являются поляриметры, действие которых основано на использовании интерференции поляризованных лучей [6].

В настоящей работе описана оптическая схема для получения интерференции поляризованных лучей от пучка двухмодового гелий-неонового лазера и представлены результаты наблюдений временной эволюции интерференции, связанной с изменениями амплитуд, поляризации и частоты мод.

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Оптическая схема интерферометра для наблюдения интерференции поляризованных лучей показана на рис. 1. Узкий пучок (сечение ~ 1 мм), излучаемый лазером 1, проходит через центр призмы Волластона (ПВ) 2 и разделяется на два практически симметричных пучка с углом ϕ между ними. В схеме использована стандартная ПВ из кальцита с диаметром 17 мм и толщиной 5 мм, которая дает угол $\phi \approx 1.7^\circ$. Колебания в одном пучке после ПВ соответствуют линейной поляризации необыкновенной (e) волны, в другом колебания линейно поляризованы в ортогональном направлении, соответствующем обыкновенной (o) волне. После ПВ в одной с ней оправе установлен поляроид 3 так, чтобы направление поляризации поляроида PP составляло угол 45° с ортогональными оптическими осями призмы. Поляроид сводит колебания в двух пучках в свою плоскость поляризации. ПВ и поляроид установлены так, чтобы угол падения лазерного пучка на их плоские грани слегка отличался от нуля, при этом отраженные гранями пучки не попадают в резонатор лазера. После поляроида два пучка проходят сим-

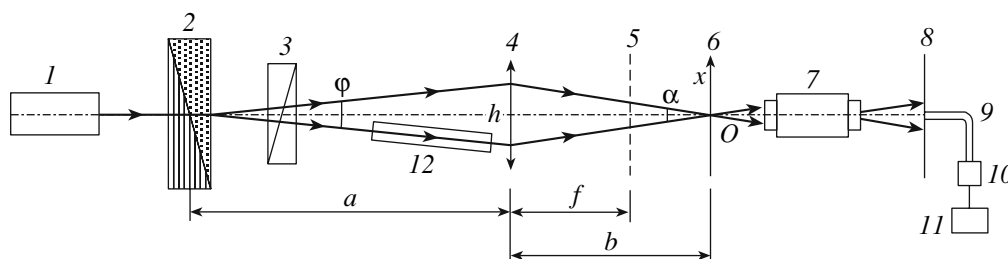


Рис. 1. Оптическая схема для наблюдения интерференции поляризованных лучей. 1 – лазер, 2 – призма Волластона, 3 – поляризатор, 4 – линза, 5 – фокальная плоскость линзы, 6 – плоскость наблюдения интерференции, 7 – микроскоп, 8 – экран, φ – угол расхождения двух пучков после ПВ, a – расстояние от ПВ до линзы, f – фокусное расстояние линзы, h – расстояние между пучками на линзе, b – расстояние от линзы до точки O пересечения лучей на плоскости 6, α – угол схождения интерферирующих пучков, X – координата на плоскости 6, O – начало координат, 9 – волоконный световод, 10 – ФЭУ, 11 – микроамперметр, 12 – элемент оптической задержки.

метрично через собирающую линзу 4 с фокальной плоскостью 5 и пересекаются в точке O и ее окрестности под углом α . Расстояние b от центра линзы до точки O можно найти по формуле тонкой линзы. В схеме использована линза с фокусным расстоянием $f = 11$ см, отстоящая от центра ПВ на расстоянии $a \approx 27$ см; при этом $b = 18.6$ см и угол схождения пучков в точку O равен $\alpha \approx 2.4^\circ$.

Плоскостью наблюдения интерференции является плоскость 6, проходящая через точку O и перпендикулярная биссектрисе угла α . В области пересечения пучков на этой плоскости образуются полосы интерференции, перпендикулярные оси X , отсчитываемой от точки O и лежащей на пересечении плоскости 6 с плоскостью, в которой лежат сходящиеся пучки. Волновой вектор $\mathbf{K}$ интерференционной картины параллелен оси X и равен $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, где $\mathbf{k}_{1,2}$ – волновые векторы двух пучков. Модуль вектора $\mathbf{K}$ равен $K = 2k_x$, где $k_x = (2\pi/\lambda)\sin(\alpha/2)$ – проекции $\mathbf{k}_{1,2}$ на ось X . Период $\Lambda = 2\pi/K$ интерференционной картины равен

$$\Lambda = \lambda/[2\sin(\alpha/2)]. \quad (1)$$

Для излучения гелий-неонового лазера с $\lambda = 632.8$ нм и угла $\alpha \approx 2.4^\circ$ получаем $\Lambda \approx 15$ мкм. Картина с таким периодом не различима глазом и для ее наблюдения применяется горизонтальный микроскоп 7 с объективом $8\times$ и окуляром $10\times$. При большой яркости лазерного пучка интерференцию наблюдают не в окуляр, а проецируют с помощью окуляра на экран 8. Фокусировка микроскопа для наблюдения картины производится просто: объектив помещают за плоскостью 6 примерно на расстоянии, равном его фокусному расстоянию; при неточной фокусировке на экране наблюдают два отдельных световых пятна от двух пучков; перемещением тубуса микроскопа вдоль оптической оси добиваются полного наложения этих двух пятен друг на друга и на всей площади этого общего пятна наблюдают интерференционные полосы. Экран 8 можно устанавливать на разных расстояниях от окуляра. При

увеличении расстояния период интерференционной картины на экране линейно возрастает из-за углового увеличения микроскопа. В описываемых опытах экран находился на расстоянии ≈ 1.5 м, период картины на экране составлял ≈ 0.7 см и в пределах всего светового пятна наблюдалось примерно 25 полос. Такое же число полос должно наблюдаться и в световом пятне, создаваемом пересекающимися пучками на плоскости 6. Поскольку на этой плоскости $\Lambda \approx 15$ мкм, то наибольший диаметр пятна, создаваемого пересекающимися пучками, составляет примерно 0.4 мм.

Экран 8 изготовлен из полупрозрачной бумаги (высококачественная калька), и картину на нем можно наблюдать с двух сторон. Для выполнения фотоэлектрических измерений интенсивности в интерференционной картине с обратной стороны экрана вплотную к нему, помещался световод диаметром 2 мм, по которому свет попадал на ФЭУ, и электрический сигнал регистрировался миллиамперметром. Интерференционная картина снималась также с помощью цифровой видеокамеры, установленной за экраном.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

В настоящей работе исследовано излучение двухмодового лазера типа ЛГН-208А. Основные результаты получены в течение времени примерно 0.5 ч после включения лазера.

Прежде всего обнаружено, что интерференция наблюдается, но является неустойчивой во времени. Особенно быстрые изменения происходят сразу после включения лазера. Эти изменения постепенно замедляются, и отдельные фрагменты в картине наблюдаются в течение все более продолжительных временных интервалов. В то же время основные закономерности в картине сохраняются в течение всего времени непрерывных наблюдений: наблюдается интерференционная картина (рис. 2а), затем ее видность уменьшается, картина полностью исчезает (рис. 2б) и возникает

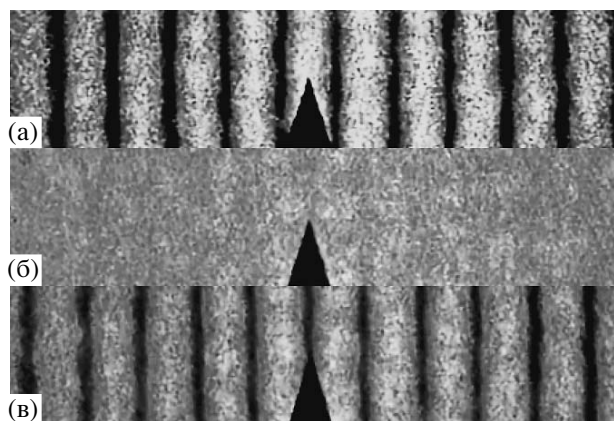


Рис. 2. Основные этапы в эволюции наблюдаемой интерференции. а – интерференция, наблюдаемая в определенный момент времени, б – исчезновение картины в последующий момент, в – появление диссонансной картины интерференции.

новая картина (рис. 2в), противоположная предыдущей, – максимумы заменяются на минимумы, т.е. первая и вторая картины находятся в диссонансе; затем этот процесс повторяется в обратном порядке, и так происходит в течение всего времени наблюдений при постепенном замедлении указанных этапов.

Нестабильность интерференции регистрировалась также фотоэлектрическим методом. Входной торец световода устанавливался неподвижно, так что в него попадал интерференционный экстремум в момент наилучшей видности картины. Электрический сигнал измерялся через каждые 10 с в течение 12 мин. Результаты измерений показаны на рис. 3а. Видно, что регистрируемая интенсивность испытывает нерегулярные осцилляции. Максимумы соответствуют моментам, когда в световод попадают максимумы интерференции от одной картины, минимумы соответствуют регистрации интерференционных минимумов во второй, диссонансной картине. Отношение усредненных значений $I_{\min}/I_{\max}$ дает среднее значение видности интерференции $V = (1 - I_{\min}/I_{\max}) / (1 + I_{\min}/I_{\max}) \approx 0.2$. Горизонтальная линия соответствует среднему значению относительной интенсивности за все время измерений. Точки пересечения этой линии с осциллирующей кривой примерно соответствуют моментам полного исчезновения картины. Осцилляции нерегулярны как по амплитуде, так и по частоте. Хорошо видно, что с ростом времени частота осцилляций постепенно уменьшается.

Известно, что на генерацию газовых лазеров существенно влияет магнитное поле. В настоящем эксперименте это влияние исследовано простейшим способом. Использован постоянный магнит из бариевого феррита в виде пластины с размерами $8 \times 4 \times 1.5$ см, помещенный сверху на

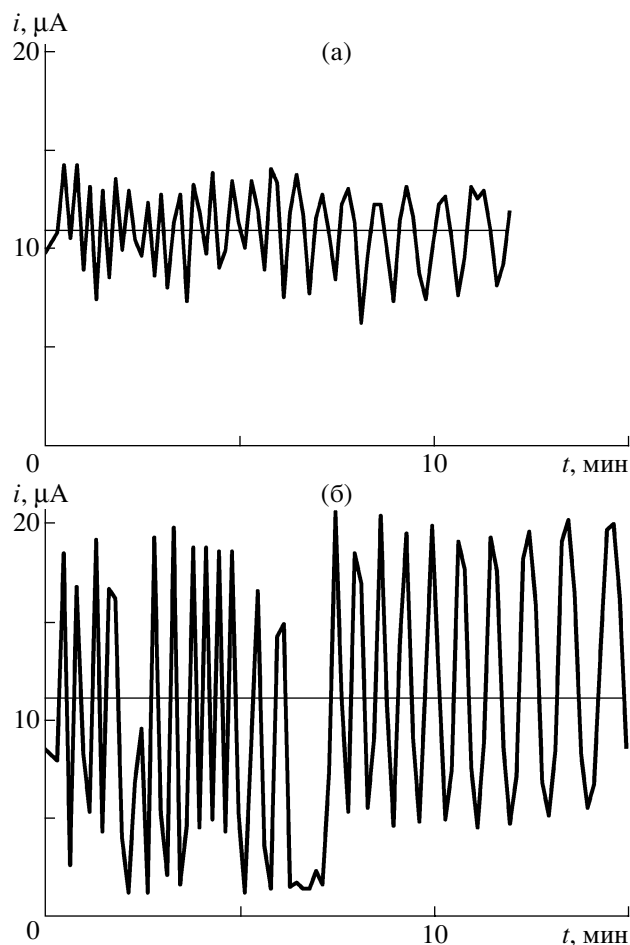


Рис. 3. Нерегулярные осцилляции интенсивности в интерференционной картине. а – без магнитного поля, б – с магнитным полем; сплошные горизонтальные линии – средние значения относительной интенсивности за все время измерений.

среднюю часть корпуса лазера, длинной стороной вдоль оси лазера. При этом ось трубки лазера находится примерно в 2 см от ближайшей плоскости магнита, который создает на этом расстоянии поле с напряженностью 200 Э.

Под действием поля существенно возрастает видность интерференции. Другие особенности в поведении картины с течением времени остаются неизменными. Результаты фотоэлектрической регистрации изменений интенсивности в течение 15 мин показаны на рис. 3б. По этим данным средняя видность интерференции достигает величины $V \approx 0.7$. Так же, как и в отсутствие поля (рис. 3в), частота осцилляций уменьшается с течением времени. Заметим, что рис. 2 соответствует картинкам, наблюдавшимся при наличии магнитного поля, и представляет собой последовательность стоп-кадров, полученных из видеофильма.

Наблюдения за поведением интерференции при больших временах после включения лазера

(больше одного часа) показали, что неизменная картина может удерживаться длительное время (порядка 10 мин), затем случайным образом наступает сравнительно короткая стадия (порядка 1 мин) размытия и исчезновения интерференции, после чего возникает противоположная картина, столь же устойчивая, как предыдущая.

Описанное поведение интерференции существенно изменяется, если в один из двух пучков ввести линию задержки, показанную на рис. 1 (12). Поскольку частоты двух мод близки друг к другу, то для получения заметных изменений задержка должна быть велика. В настоящем эксперименте использован рубиновый цилиндрический стержень с полированными торцами (активный элемент рубинового лазера) диаметром 12 мм и длиной 117 мм. При пропускании лазерного пучка вдоль стержня пучок не искажается, что свидетельствует о высокой оптической однородности кристалла рубина. Рубиновый стержень ориентирован своей осью под углом к оптической оси кристалла и поэтому поляризует проходящий свет. При установке в пучок стержень поворачивали вокруг его оси так, чтобы поляризация прошедшего пучка осталась неизменной. При этом интенсивность пучка уменьшается незначительно, так как рубин прозрачен для $\lambda = 632.8$ нм. Показатель преломления рубина $n = 1.76$.

При наличии в схеме рубина существенно увеличивается видность интерференции, что особенно заметно без магнитного поля. Картина при этом никогда не исчезает, но заметны небольшие, нерегулярные изменения видности. Картина в целом медленно движется в определенном направлении вдоль оси X . Скорость движения наибольшая сразу после включения лазера и затем постепенно уменьшается. При помещении рубина в другой пучок направление движения полос изменяется на обратное. По истечении достаточно большого времени после включения лазера (~ 1 ч) непрерывное движение полос прекращается, но может произойти случайно в короткие, неконтролируемые временные промежутки.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде чем приступить к обсуждению, приведем характеристики излучения лазера ЛГН-208А, известные из литературы [3, 4] и паспортных данных. Лазер излучает пучок TEM_{00} со средней длиной волны $\lambda = 632.8$ нм. В пучке присутствуют две аксиальные моды с линейными и ортогональными друг к другу поляризациями. Частотный интервал между модами составляет $\Delta\nu_a = C/2L = 640$ МГц (C – скорость света в активной среде, $L \approx 23.4$ см – длина резонатора). Спектральную ширину моды можно оценить по формуле $\delta\nu \approx \Delta\nu_a(1 - r)/\pi$, где r – коэффициент отражения зеркала резонатора; полагая $r \approx 0.99$, получим, что по порядку вели-

ны $\delta\nu \sim 1$ МГц. Неоднородная (доплеровская) ширина полосы усиления составляет $\Delta\nu_D \approx 1400$ МГц [7]. При сканировании мод по полосе усиления происходит поворот поляризации на 90° при прохождении моды через центр полосы (провал Лэмба) [8, 9]. Неустойчивость мод в полосе усиления по частоте, амплитуде и поляризации определяется многими факторами – тепловыми и механическими деформациями резонатора, воздействием внешнего магнитного поля, включая магнитное поле Земли [4, 10], неоднородностями и нестабильностями газового разряда и др.

Эти данные показывают, что при обсуждении результатов наблюдений интерференции нужно прежде всего учитывать двухмодовый режим генерации, ортогональную линейную поляризацию мод и движение мод по полосе усиления под влиянием внешних факторов. Обозначим моды цифрами 1 и 2. Они независимы друг от друга, имеют разные частоты $\nu_{1,2}$, малую ширину $\delta\nu$ и отстоят друг от друга на $\Delta\nu_a \gg \delta\nu$. Следовательно, каждая мода должна создавать свою интерференционную картину. Пусть исходные амплитуды колебаний мод равны A_1 и A_2 (рис. 4). Ортогональные направления линейных поляризаций мод условно обозначены стрелками. Колебания после ПВ для моды 1 обозначены e_1, o_1 и для моды 2 – e_2, o_2 . Проекция этих колебаний на направление поляризации PP поляроида соответственно равны e_1', o_1' и e_2', o_2' . Мода 1 дает интерференцию при сложении колебаний e_1', o_1' , мода 2 – при сложении колебаний e_2', o_2' . Из рис. 4 видно, что колебания для мод 1 и 2 сдвинуты по фазе на π .

В схеме интерферометра (рис. 1) ПВ практически не создает разности хода для выходящих из нее лучей. Также считаем, что лучи не приобретают разности хода при прохождении через поляроид и линзу. Таким образом, интерференция создается симметричными лучами, выходящими из линзы, и в точке O на плоскости b они имеют в отсутствие линии задержки разность хода, равную нулю, так что эта точка является центром интерференции. При перемещении вдоль оси X поочередно должны наблюдаться интерференционные экстремумы с порядками $m > 0$, которым соответствует зависящая от X разность фаз $\psi = KX = 2k_x X$. Примем, что для моды 1 интерференция определяется этой разностью фаз, тогда как для моды 2 она должна отличаться на величину π (рис. 4). Поэтому интенсивности I_1, I_2 в уравнениях интерференции для мод 1 и 2 в соответствии с геометрией рис. 4 запишутся так:

$$\begin{aligned} I_1 &= A_1^2(1 + \cos 2\epsilon \cos \psi)/2, \\ I_2 &= A_2^2(1 - \cos 2\epsilon \cos \psi)/2. \end{aligned} \quad (2)$$

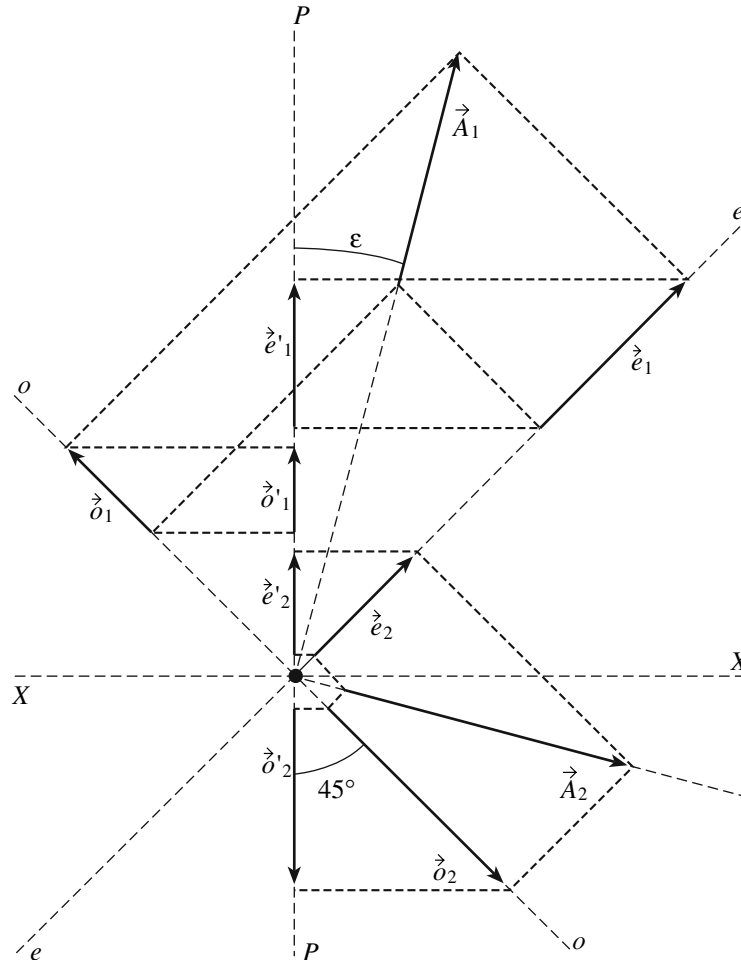


Рис. 4. Схема преобразования колебаний мод в ПВ и поляроиде. A_1, A_2 – амплитуды ортогональных колебаний в модах 1 и 2; ϵ – азимут этих колебаний; e_1, o_1, e_2, o_2 – проекции, определяющие колебания в модах на выходе из ПВ; e'_1, o'_1, e'_2, o'_2 – проекции на направление поляризации PP поляроида, определяющие колебания в интерферирующих пучках.

Таким образом, на плоскости наблюдения b создаются две картины, при сложении которых получаем результирующее распределение интенсивности

$$I = I_1 + I_2 = [A_1^2 + A_2^2 + (A_1^2 - A_2^2) \cos 2\epsilon \cos \psi] / 2. \quad (3)$$

Основным фактором, который определяет движение мод в полосе усиления, следует считать постепенный разогрев лазера после его включения и связанное с этим изменение длины резонатора L . Этот процесс медленный, поскольку источником тепла является тонкий газовый разряд, а расходуется тепло на нагревание сравнительно массивной арматуры лазера и элементов его крепления. При температурном изменении L моды движутся по полосе усиления и при этом изменяются их амплитуды A_1 и A_2 . В то же время азимуты ортогональных поляризаций мод ϵ и $\epsilon + \pi/2$

(рис. 4) могут оставаться неизменными длительное время [3], при этом имеется возможность настроить схему (рис. 1) так, чтобы получить максимальную видимость интерференции. Тогда в (3) можно положить $\cos 2\epsilon = 1$. В этом случае интерференция будет наблюдаться при $A_1 \neq A_2$ и будет исчезать при $A_1 = A_2$. При $A_1 \gg A_2$ положение экстремумов в результирующей картине соответствует положению экстремумов в картине, создаваемой модой 1, а при обратном соотношении амплитуд преимущество имеет мода 2 и результирующая картина становится противоположной по отношению к предыдущей. Равенство амплитуд и связанное с этим исчезновение интерференции имеют место в сравнительно короткие промежутки времени, когда моды занимают симметричное положение относительно центра полосы усиления. Поэтому временные интервалы исчезновения интерференции заметно меньше интервалов существования картин.

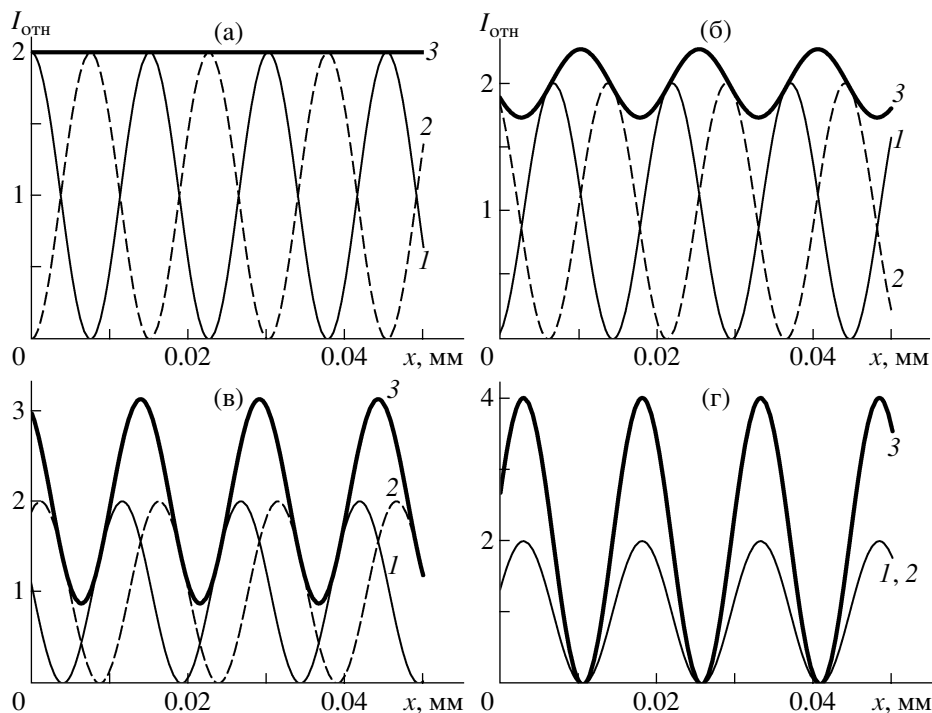


Рис. 5. Расчет интерференции при разных величинах оптической задержки. 1 – интерференция для моды 1, 2 – интерференция для моды 2, 3 – суммарная картина интерференции, при задержке $(n-1)s$: а – 0, б – 20, в – 88.92, г – 234 мм.

Для полного анализа поведения интерференции при наличии в схеме задержки в формулах (2), (3) необходимо учесть вносимую задержкой разность хода $(n-1)s$ (n – показатель преломления элемента задержки, s – его длина), а также различие частот мод ν_1, ν_2 и их изменение при движении мод по полосе усиления. Тогда разности фаз в уравнениях (2) для мод 1 и 2 следует записать так:

$$\psi_{1,2} = 2\pi\nu_{1,2}[2X\sin(\alpha/2) \pm (n-1)s]/C. \quad (4)$$

Знак “+” соответствует случаю, когда задержка находится в одном пучке, и меняется на “–” при помещении задержки в другой пучок (рис. 1).

Формулы (2) и (4) прежде всего позволяют объяснить, как будет влиять задержка на видность интерференции. Для расчетов возьмем в (4) знак “+” и положим $A_1 = A_2$, $\cos 2\varepsilon = 1$, $\nu_1 = \nu_0 - \Delta\nu_a/2$, $\nu_2 = \nu_0 + \Delta\nu_a/2$, $\nu_0 = C/\lambda_0$, $C = 3 \times 10^{10}$ см/с, $\lambda_0 = 6.328 \times 10^{-5}$ см, частотный интервал между модами $\Delta\nu_a = 6.4 \times 10^8$ с⁻¹. Расчеты выполнены в интервале $0 \leq X \leq 0.05$ мм для четырех значений вносимой задержкой разности хода $(n-1)s = 0, 20, 88.92, 234$ мм. Значение 88.92 мм соответствует задержке, создаваемой рубином; 234 мм равно длине резонатора лазера. Результаты расчета показаны на рис. 5. Видно, что при отсутствии задержки две картины от двух мод находятся в диссонансе и полностью гасят друг друга (рис. 5а), при наличии сравнительно небольшой задержки (рис. 5б) ре-

зультатирующая картина при $A_1 = A_2$ уже не исчезает, но имеет низкую видность, при большой задержке (рубин, рис. 5в) видность становится достаточно высокой ($V > 0.5$), наконец, при задержке, равной длине резонатора (рис. 5г), две картины находятся в консонансе и видность достигает значения $V = 1$. Заметим, что реализовать условие консонанса нелегко, например, для этого требуется использовать совершенный кристалл рубина длиной $s = 308$ мм. В то же время интерференционный консонанс соответствует частоте биений двух мод, легко наблюдаемой с помощью радиочастотного спектроанализатора при фотоэлектрической регистрации лазерного пучка [4].

Наконец, объясним наблюдаемое в эксперименте движение интерференционной картины и перемену направления движения при перестановке задержки из одного пучка в другой. Движение картины следует связывать с движением мод по полосе усиления в результате теплового удлинения резонатора. При неизменном частотном интервале $\Delta\nu_a$ между модами движение экстремумов результирующей картины будет соответствовать движению экстремумов в картине, принадлежащей одной моде. Выберем для анализа моду 1. Для упрощения частоту (длину волны) моды будем писать без индекса. Из (4) следует, что максимум интерференции порядка m определяется условием

$$2\pi\nu(t)[2X_m(t)\sin(\alpha/2) \pm (n-1)s]/C = 2m\pi, \quad (5)$$

где t – время. Из (5) видно, что скорость смещения максимума m пропорциональна скорости смещения частоты моды. За промежуток времени Δt сдвиг максимума равен

$$\Delta X_m = -(\Delta\nu/\nu)[X_m \pm (n-1)s/2 \sin(\alpha/2)], \quad (6)$$

где $\Delta\nu$ – сдвиг частоты моды за время Δt . Полагая в (6) $X_m = 0$, получаем, что сдвиг максимума происходит в сторону положительных или отрицательных значений координаты X в зависимости от расположения линии задержки в одном из двух интерферирующих пучков. Сдвиг зависит от длины линии задержки s , и при $s = 0$ картина интерференции для заданной моды в соответствии с опытом становится устойчивой. При том же условии ($X_m = 0$) можно выразить (6), используя (1), через период интерференции Λ :

$$\Delta X_m = \mp(n-1)s\Delta\nu\Lambda/C. \quad (7)$$

На основании (7) оценим ΔX_m . Возьмем значения задержек $(n-1)s = 88.92, 234$ мм и положим $\Delta\nu = \Delta\nu_D = 14 \times 10^8$ с⁻¹. Получим $|\Delta X_m| \approx 0.41\Lambda$ и 1.09Λ соответственно. То есть при прохождении одной моды по всей полосе усиления максимум интерференции порядка m сдвигается почти на половину периода Λ в первом случае и на период – во втором случае. Непрерывность движения экстремумов картины связана с тем, что после прохождения по полосе усиления одной моды в полосу попадает следующая мода и т.д., и так продолжается до тех пор, пока не стабилизируется длина резонатора L .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная схема интерференции поляризованных лучей на основе призмы Волластона выгодно отличается тем, что позволяет наблюдать интерференционную картину в окрестности нулевой разности хода интерферирующих пучков. Именно благодаря этой особенности схемы нестационарность генерации исследованного

двухмодового лазера проявляется в характерной временной эволюции интерференции, связанной с движением мод по полосе усиления и скачкообразным изменением их поляризации.

Вариант схемы с внесением достаточно большой задержки в один из двух интерферирующих пучков приводит к наблюдению интерференции высоких порядков m и к движению интерференционной картины при неустойчивом режиме генерации. Это движение связано со скоростью перемещения мод по полосе усиления.

Отмеченные особенности схемы позволяют применять ее для исследований устойчивости генерации не только газовых, но и других лазеров с короткими резонаторами.

Работа поддержана средствами госбюджета Украины по теме ДР 0107U008294.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kannelaud J., Culshaw W. // Phys. Rev. 1966. V. 141. № 1. P. 237–245.
2. Андреева Е.Ю., Терехин Д.К., Фридрихов С.А. // Опт. и спектр. 1969. Т. 27. В. 5. С. 809–812.
3. Власов А.Н., Перебякин В.А., Поляков С.Ю., Привалов В.Е. // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 2. С. 320–325.
4. Конончук Г.Л., Стукаленко В.В. // Укр. физ. журн. 2003. Т. 48. № 3. С. 417–423.
5. Melles Griot Catalog. Rev A. 1997. P. 517–518.
6. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: ГИФМЛ, 1959. 288 с.
7. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 560 с. (Svelto O. Principles of Lasers. N. Y.: Plenum Press, 1989).
8. Van Haeringen W. // Phys. Rev. 1967. V. 158. № 2. P. 256–272.
9. Липатов А.С., Парыгин В.Н. // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 10. С. 2098–2103.
10. Гуделев В.Г., Ясинский В.М. // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 7. С. 1420–1428.