

**ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО
И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 681.785.5 + 681.787

**ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ
НАБЛЮДЕНИЯ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО
ЛАЗЕРА**

**©2024 г. В. М. Геликонов^а, И. В. Касаткина^{а*}, Д. А. Терпелов^а,
Д. В. Шабанов^а**

^аФедеральный исследовательский центр

*Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46*

**e-mail: kasatkina@ipfran.ru*

Поступила в редакцию 01.11.2024 г.

После доработки 27.05.2025 г.

Принята к публикации 01.07.2025 г.

Представлена лабораторная экспериментальная установка на основе трехзеркального кольцевого резонатора – интерферометра бегущей волны, предназначенная для наглядной демонстрации и изучения спектральных особенностей излучения гелий-неонового лазера в нескольких режимах генерации. В частности, данная установка позволяет измерять параметры зеркал интерферометра – коэффициенты отражения и пропускания, что может быть использовано в лабораторных практикумах для студентов высших учебных заведений, приступающих к изучению физических основ и принципов работы газовых лазеров. Установка содержит элементы одномодовой волоконной оптики.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазеры или оптические квантовые генераторы (ОКГ) можно без преувеличения назвать величайшим изобретением XX века, положившим основу новой отрасли науки – квантовой электроники. Эти устройства способны преобразовывать энергию накачки (электрическую, световую, химическую и др.) в энергию узконаправленного когерентного электромагнитного излучения в инфракрасном, видимом и ультрафиолетовом диапазонах длин волн. В основе работы лазера лежит процесс вынужденного испускания фотонов возбужденными квантовыми системами – атомами, ионами или молекулами, составляющими так называемую активную среду. Первый газовый лазер был реализован на смеси гелия (He) и неона (Ne), находящейся при низком давлении (единицы миллиметров ртутного столба). Активность

газовой среды возбуждалась тлеющим разрядом. В таком He–Ne-лазере инверсия населенности уровней создается в нейтральных атомах неона, а гелий играет вспомогательную роль резервуара для создания избыточной энергии, полученной при столкновении с электронами. Гелий, который выступает донором энергии возбуждения, в процессе неупругих столкновений с неоном – акцептором – передает ему энергию, населяя верхний рабочий уровень. Нижним возбужденным состояниям атома гелия 2^1S_0 и 2^3S_1 соответствуют значения избыточной внутренней энергии 20.61 и 19.82 эВ соответственно. Впервые непрерывная генерация в газовой среде была получена на длине волны 1153 нм (энергия кванта около 1 эВ), а позднее – на длинах волн 632.8 нм (энергия кванта примерно 1.9 эВ) и 3309 нм (энергия кванта около 0.34 эВ). В He–Ne-лазере также возможна генерация на волнах 1118, 1160, 1199 и 1207 нм в ближней инфракрасной области спектра [1]. Наибольшая мощность, которая была получена на волне 1153 нм, составляла 15 мВт при возбуждении смеси газов высокочастотным разрядом на частоте 28 МГц при поглощенной мощности 50 Вт. Однако наибольшее распространение получил He–Ne-лазер, излучающий на длине волны 632.8 нм.

Особенностью любой газовой среды является ее малая плотность, что обеспечивает сравнительно стабильное оптическое излучение и предельно низкие потери в газовых лазерах. Благодаря этому газовые лазеры, в том числе лазер на смеси He и Ne, стали незаменимыми инструментами при решении различных научно-технических задач, требующих высокой стабильности. В частности, He–Ne-лазеры нашли широкое применение в измерительной технике, интерферометрии, медицине, а также в лабораторно-учебных демонстрациях в области когерентной оптики. Благодаря непревзойденной когерентности излучения He–Ne-лазера, возможности непрерывной генерации на длине волны в видимом диапазоне (красный свет), а также простоте запуска и настройки данного ОКГ, использование его в учебном процессе характеризуется наглядностью, удобством и безопасностью (опасность представляет лишь непосредственное направление луча лазера в глаз. Спектр излучения He–Ne-лазера, генерирующего на волне 632.8 нм, состоит из одной или нескольких чрезвычайно узких компонент, обусловленных генерацией на нескольких продольных модах резонатора. В одномодовом режиме естественная компонента ширины линии излучения ($\Delta\nu$), которая обусловлена спонтанным излучением активной среды, может достигать значений $\Delta\nu \sim 10^{-3}$ – 10^{-2} Гц. Время когерентности такого излучения теоретически может достигать $\tau \approx 1/\Delta\nu \approx 10^2$ – 10^3 с. Реальная ширина линии излучения много больше, она обусловлена техническими (принципиально устранимыми) причинами.

Лабораторная установка, описанная в данной работе, создана для наглядной демонстрации студентам, приступающим к изучению квантовой оптики, процесса

оптической генерации в He–Ne-лазере и наблюдения особенностей его спектральных характеристик. В схеме использованы два вида He–Ne-лазеров с длиной волны 632.8 нм – одномодовый и многомодовый, что дает возможность наблюдать в ходе работы широкий спектр оптических явлений. Традиционно для этих целей в лабораторных схемах принято использовать интерферометр Фабри–Перо, позволяющий напрямую измерять распределение энергии в отдельных модах колебаний лазера [2], процесс дрейфа частот продольных мод в процессе разогрева после включения и т.п. В одномодовом режиме генерации часто необходимо контролировать настройку частоты генерации единственной моды в пределах области превышения усиления активной среды над порогом генерации, обусловленного суммарными потерями, а также в пределах так называемого “лэмбовского провала”.

Применение двухзеркального измерительного интерферометра, однако, сопряжено с необходимостью подавления обратной реакции, возникающей при отражении луча лазера от выходного зеркала, что приводит к изменению режима генерации. Оптические развязки, состоящие из поляризатора и четвертьволновой пластинки и традиционно используемые для подавления обратной связи, не являются оптимальным решением этой задачи. В данной работе с целью полной ликвидации обратной связи измерительного интерферометра с лазерным резонатором и устранения реакции на лазер применяется трехзеркальный кольцевой резонатор (ТЗКР) – интерферометр бегущей волны, свойства которого подробно описаны в работе [3]. Установка содержит элементы одномодовой волоконной оптики, демонстрирующие пространственную фильтрацию излучения и возможность управления состоянием поляризации оптической волны.

2. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Структурная схема системы контроля спектра излучения He–Ne-лазера при помощи ТЗКР, рассматриваемая в данной работе, представлена на рис. 1.

Рис. 1. Схема системы контроля спектра излучения газовых лазеров при помощи ТЗКР.

Излучение многочастотного лазера ЛГН 223-1 суммируется с излучением одночастотного лазера ОКГ-13 в одном оптическом волокне при помощи систем зеркал Z_1 – Z_4 , оптических коллиматоров ОК₁–ОК₄, четырехпортового волоконно-оптического ответвителя с половинным (3 дБ) разделением оптической мощности между парой волокон. Контроллеры поляризации ПУ₁ и ПУ₂, которые состоят из двух элементов, представляющих собой фазовые пластинки $\lambda/4$ и $\lambda/2$ в волоконном исполнении, предназначены для формирования состояния поляризации пучков света на выходе коллиматоров ОК₃ или ОК₄. С выхода коллиматора ОК₃ плоскопараллельный пучок подается на вход кольцевого

резонатора через входное зеркало (№ 1). С выхода кольцевого резонатора излучение попадает на фотодетектор, после чего полученный сигнал подается на Y-пластины осциллографа. Зеркала Z_5 , Z_6 и Z_7 предназначены для создания обратной реакции на лазер за счет эффективного увеличения длины лазерного резонатора в полтора раза, что приводит к резонансному усилению продольных мод с индексами $q + 2i$ ($i = 1, 2, 3, \dots$) и одновременно к резонансному ослаблению мод с индексами $q + 1 + 2i$ ($i = 1, 2, 3, \dots$). Дополнительный ввод света лазера ЛГН 223-1 в оптическое волокно через коллиматор ОК₄ при устранении зеркала Z_7 используется для восстановления оптимальной настройки волоконных вводов.

При использовании соответствующих оптических и волоконных элементов подобная установка может быть также создана для практической работы на длине волны 1.15 мкм. Однако в этом случае ввиду работы вне области спектральной чувствительности глаза теряется наглядность.

3. УСТРОЙСТВО И ЮСТИРОВКА ТРЕХЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА

В представленной лабораторной установке в целях ликвидации обратной связи измерительного интерферометра с лазерным резонатором и, таким образом, полного исключения реакции на лазер целесообразно использовать трехзеркальный кольцевой резонатор. Ход лучей в таком интерферометре показан на рис. 2. Лазерное излучение проникает в резонатор через наклонное зеркало I и совершает серию полных обходов, частично выходя из каждого из зеркал. Как видно на Рис. 2, при полном обходе резонатора лазерный луч образует замкнутый контур АБВ. В ТЗКР при контроле спектра излучения лазера возбуждаются только бегущие волны одного направления (очень слабые волны обратного направления могут образовываться только за счет рассеяния света на зеркалах). Вследствие отсутствия встречных волн стоячая структура оптического поля внутри резонатора не образуется, как это имеет место в интерферометре Фабри–Перо. При равенстве периметра кратному числу длин волн и при множественном прохождении волны создаются условия для интерференции последовательности пучков с убывающей по геометрической прогрессии амплитудой. Данные условия, аналогичные условиям в резонаторе Фабри–Перо, необходимы для возбуждения высокодобротных резонансов.

Рис. 2. Ход лучей в трехзеркальном интерферометре при многократном прохождении волной резонатора по контуру АБВ.

Из картины хода лучей следует, что отраженная от трехзеркального интерферометра волна не попадает назад в исследуемый лазер, что исключает необходимость использования оптической развязки для устранения реакции на исследуемый лазер. На рис. 3а представлен

внешний вид трехзеркального интерферометра. (Конструкция интерферометра чрезвычайно проста, и замкнутый контур АБВ – трехзеркальный кольцевой путь лучей – может быть легко реализован с любыми коммерчески доступными отражателями и элементами.) В нашем случае интерферометр представляет собой единый неразборный стальной блок с двумя регулируемым по углу зеркалами и третьим зеркалом, укрепленным на пьезокерамическом цилиндре. Чертеж конструкции моноблочного резонатора представлен на рис. 4.

Рис. 3. Трехзеркальный резонатор бегущей волны:

Рис. 4. Конструкция моноблочного резонатора.

При подаче на цилиндр напряжения $U_{\sim}$ это зеркало периодически смещается параллельно самому себе, что позволяет изменять длину контура на величину, равную 1–2 длинам волн исследуемого излучения. Для наблюдения картины спектра организуется фигура Лиссажу на осциллографе. Для этого для двух ортогональных отклонений лучей на первый и второй входы осциллографа подаются соответственно сигнал, пропорциональный $U_{\sim}$, и усиленный сигнал с ФД₁.

На оптическом пути между зеркалами № 2 и № 3 целесообразна установка круглой диафрагмы, служащей для подавления возбуждения нежелательных поперечных мод, имеющих место при несогласовании форм волновых фронтов и поверхностей зеркал. Кроме того, диафрагма необходима для подавления паразитного замкнутого контура, который может возникать при недостаточной эффективности просветления наружных поверхностей зеркал.

Следует отметить, что при равностороннем периметре трехзеркального резонатора угол падения лучей на зеркала равен 30° , поэтому диэлектрические слои зеркал должны иметь размер, равный $(\lambda/4)/\cos 30^\circ$, где λ – рабочая длина волны.

Настройку кольцевого резонатора следует выполнять в следующем порядке. Наблюдая с помощью экрана белого цвета (в виде полоски белой бумаги) за ходом лучей внутри кольцевого резонатора, необходимо замкнуть внутренний контур по пути между зеркалами № 1, № 2 и № 3. На первом этапе для замыкания контура следует пользоваться только регулировками зеркала № 2. Далее, пользуясь регулировками зеркала № 1, нужно совместить луч, обошедший первый раз контур, с лучом, вошедшим внутрь резонатора через зеркало № 1. На экране, расположенном на выходе зеркала № 2, при приближении к точной настройке всей системы зеркал можно наблюдать двухкоординатное поле ярких точек. Для перехода к “осевому” возбуждению простейшей моды необходима дополнительная, более точная, угловая настройка зеркал № 1 и № 2 за счет попарной регулировки отдельно по осям

X и Y . В итоге отдельно наблюдаемые в прямоугольном пространстве распределенные по осям X и Y пятна сольются в одно яркое пятно, что соответствует точной настройке. Далее выходной луч подается на полупроводниковый фотодиод. Сигнал с его выхода усиливается и подается на вертикальные пластины осциллографа.

На Рис. 3б показан пример спектрограммы излучения многомодового He–Ne-лазера, в которой по оси абсцисс отложена частота, а по оси ординат – интенсивность. Вид спектрограммы с пиками, направленными вверх от уровня нулевой мощности, характерен для излучений, выходящих через зеркала № 2 и № 3. Спектрограмма, которую можно наблюдать в отраженном от зеркала № 1 луче, имеет инвертированный вид в виде пиков, исходящих вниз от уровня мощности, максимально отраженной от зеркала № 1. Косое падение света на зеркала трехзеркального интерферометра обуславливают поляризационные особенности его собственных типов колебаний.

Собственные колебания трехзеркального интерферометра, соответствующие продольным модам, разделяются на два вида: в нем могут возбуждаться собственные типы колебаний с линейными поляризациями электрического поля волны E_s и E_p , которые соответственно перпендикулярны и параллельны плоскости, в которой лежит замкнутый контур светового луча. При изменении длины контура за счет изменения положения зеркала № 3 резонансы для этих двух собственных типов колебаний возникают при разных длинах оптического пути, различающихся из-за различия фазовых сдвигов, полученных при косом отражении от зеркал. Именно благодаря этой особенности в трехзеркальном интерферометре невозможно возбуждение резонансов с произвольной поляризацией. Подобная поляризационная особенность трехзеркального интерферометра обусловлена граничными условиями при отражении электромагнитного поля от границы раздела двух диэлектрических сред при его наклонном падении. Как известно, волна E_p , поляризованная в плоскости падения, при таком косом отражении приобретает дополнительный набег фазы на величину $\pi + \varphi$, в отличие от волны E_s , поляризованной перпендикулярно плоскости падения (при отражении от каждого зеркала правая тройка векторов E_s, E_p, k преобразуется из-за геометрического фактора в левую или обратно). При количестве зеркал m в резонаторе полный сдвиг фаз при полном обходе контура для волны E_p превышает на величину $m\pi + \tilde{\varphi}$ сдвиг фазы для волны E_s . Именно поэтому для волны E_p при нечетном m равенство периметра кратному числу длин волн, необходимое для возникновения резонанса, наступает на другой частоте относительно E_s , сдвинутой примерно на m половин межмодового интервала.

Степень возбуждения резонансов того или иного типа, которая зависит от с поляризации возбуждающего излучения относительно плоскости замкнутого контура

обхода, продемонстрирована на рис. 5. Из сравнения рисунков видно, что более добротные резонансы возбуждаются в направлении поляризации, перпендикулярном плоскости контура. Это обусловлено зависимостью спектральных характеристик коэффициентов отражения зеркал с многослойными диэлектрическими покрытиями от состояния поляризации света при косом падении.

Рис. 5. Примеры возбуждения резонансов двух типов в зависимости от состояния поляризации возбуждающего излучения [4]

Резонансы обоих типов описываются аппаратными функциями, аналогичными формуле Эйри для двухзеркального резонатора [5], при параметрах зеркал, соответствующих вертикальной или горизонтальной линейной поляризации излучения лазера, возбуждающего колебания в кольцевом резонаторе.

4. АППАРАТНЫЕ ФУНКЦИИ ТРЕХЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА

В отличие от двухзеркального резонатора Фабри–Перо, ТЗКР имеет не одну, а две аппаратные функции, что обусловлено зависимостью параметров зеркал от состояния поляризации электрического поля падающей волны. Вывод аппаратной функции приведем отдельно для резонансов *S*- и *P*-типов, предполагая, что на ТЗКР подается линейно поляризованное излучение лазера с одной из поляризаций (*S*- или *P*-типа). Буквами “*S*” и “*P*” будем индексировать параметры зеркал, которые измерены для волны с линейной поляризацией, ориентированной соответственно ортогонально контуру обхода и в плоскости обхода кольцевого резонатора.

Пусть коэффициенты отражения, пропускания и поглощения для амплитуды светового электромагнитного поля одинаковы для всех трех зеркал и обозначаются соответственно r_s , r_p , τ_s , τ_p , α_s , α_p . При учете полного баланса интенсивности эти коэффициенты связаны соотношениями

$$(r_s)^2 + (\tau_s)^2 + (\alpha_s)^2 = 1, \quad (r_p)^2 + (\tau_p)^2 + (\alpha_p)^2 = 1$$

для каждого состояния поляризации. Соответствующие коэффициенты для интенсивности равны квадратам коэффициентов по амплитуде,

$$R_{s,p} = (r_{s,p})^2, \quad T_{s,p} = (\tau_{s,p})^2.$$

Пусть поля световых пучков с *S*- и *P*-поляризациями на входе кольцевого резонатора записываются в скалярном виде:

$$E_{s,p} = (E_0)_{s,p} \exp[i(\omega t + \phi_0)], \quad (1)$$

где $(E_0)_{s,p}$ – амплитуды волн *S*- и *P*-типов, ω – круговая частота, ϕ_0 – фаза колебания. На выходе кольцевого резонатора будем иметь последовательность пучков с амплитудами,

убывающими в геометрической прогрессии. Поле первого пучка, прошедшего насквозь зеркал № 1 и № 2 (см. рис. 2), записывается в виде

$$(E_1)_{s,p} = (\tau_{s,p})^2 (E_0)_{s,p} \exp[i(\omega t + \phi_{s,p})]. \quad (2)$$

Начиная со второго пучка, который перед выходом из кольцевого резонатора один раз прошел по контуру АБВ и испытал три отражения, имеем различные выражения не только для амплитуд, но и для фаз выходных полей S - и P -поляризаций. Кроме того, между этими волнами появляется дополнительный набег фаз, обусловленный особенностями отражения света многослойными диэлектрическими зеркалами при наклонном падении ($\tilde{\varphi}$).

Для S -поляризации

$$(E_2)_s = (\tau_s)^2 (r_s)^3 (E_0)_s \exp[i(\omega t + \phi_1 + k\Delta), \quad (3)$$

где Δ – периметр кольцевого резонатора, $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор волны в свободном пространстве. Далее в статье будут использоваться скалярные значения Δ и k .

Для P -поляризации

$$(E_2)_p = (\tau_p)^2 (r_p)^3 (E_0)_p \exp[i(\omega t + \phi_1 + k\Delta + 3\pi + \tilde{\varphi})]. \quad (4)$$

Здесь сдвиг фазы для волны $(E_2)_p$ при полном обходе контура кольцевого резонатора больше на $3\pi + \tilde{\varphi}$, чем для волны $(E_2)_s$ по причинам, обсуждавшимся выше. Очевидно, что при нечетном числе зеркал в контуре в дополнительном сдвиге фазы можно учитывать только значение π . Для пучков, испытавших m обходов контура, получаем

$$(E_m)_s = (\tau_s)^2 (r_s)^{3(m-1)} (E_0)_s \exp[i(\omega_s t + \phi_1 + (m-1)k\Delta)], \quad (5)$$

$$(E_m)_p = (\tau_p)^2 (r_p)^{3(m-1)} (E_0)_p \exp[i(\omega_p t + \phi_1 + (m-1)(k\Delta + 3\pi + \tilde{\varphi}))]. \quad (6)$$

Сумма всех волн с S -поляризацией, убывающих по геометрической прогрессии, равна

$$\begin{aligned} E_s &= \sum_{m=1}^{\infty} (E_m)_s = (\tau_s)^2 (E_0)_s \exp[i(\omega_s t + \phi_1)] \sum_{m=1}^{\infty} (r_s)^{3(m-1)} \exp[i(m-1)k\Delta] = \\ &= \frac{E_0 (\tau_s)^2 \exp[i(\omega_s t + \phi_1)]}{1 - (r_s)^3 \exp[ik\Delta]}. \end{aligned} \quad (7)$$

Ток фотодиода находится по формуле

$$I_s \sim E_s E_s^* = (I_0)_s \frac{(\tau_s)^4}{[1 + (r_s)^6] - 2(r_s)^3 \cos(k\Delta)}. \quad (8)$$

В результате получим модифицированную формулу Эйри, описывающую многократно резонансную зависимость мощности (и пропорционального ей фототока) от периметра трехзеркального резонатора, аналогичную зависимости для двухзеркального резонатора Фабри–Перо. Соответственно, для P -поляризации

$$E_p = \sum_{m=1}^{\infty} (E_m)_p = \frac{E_0(\tau_p)^2 \exp[i(\omega_p t + \varphi_1)]}{1 - (r_p)^3 \exp[i(k\Delta + 3\pi + \tilde{\varphi})]}, \quad (6)$$

выражение для фототока

$$I_p \sim E_p E_p^* = (I_0)_p \frac{(\tau_p)^4}{[1 + (r_p)^6] - 2(r_p)^3 \cos(k\Delta + 3\pi + \tilde{\varphi})}. \quad (7)$$

Из сравнения формул (5) и (7) следует, что резонансы для P - и S -поляризаций сдвинуты друг относительно друга на $3\pi + \tilde{\varphi}$ по фазе (примерно на $3\lambda/2$ по длине периметра АБВ). Эти же формулы позволяют оценить коэффициент пропускания кольцевого резонатора, что является одной из целей данной работы. По измеренным в ходе эксперимента значениям относительных амплитуд спектральных резонансов трехзеркального резонатора $(I_{s,p}^{(\max)})/(I_{s,p}^{(0)})$ с использованием численных методов легко определить искомые коэффициенты пропускания и отражения зеркал резонатора.

Существует другая возможность определения параметров зеркал и внутрирезонаторных потерь по резонансным характеристикам многопроходного интерферометра – по значению ширины отдельного резонанса на его полувысоте $\Delta\nu_c$:

$$\Delta\nu_c = \frac{c}{\pi L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 R_3}} \right). \quad (8)$$

Здесь c – скорость света в вакууме, L – длина оптического пути интерферометра.

Определяя из формулы (8) произведение коэффициентов отражения зеркал, получаем

$$R_1 R_2 R_3 = \exp \left(\frac{-2\pi L \Delta\nu_c}{c} \right). \quad (9)$$

Последовательно заменяя каждое из трех зеркал ТЗКР на четвертое зеркало с некоторыми характеристиками и измеряя ширину резонанса на полувысоте в каждом из экспериментов, можно получить систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными, из решения которой легко найти значения для коэффициентов отражения всех зеркал. Этот способ, основанный на измерении добротности, эффективен для определения малых потерь и примесей в газах, пленках и других материалах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная в данной статье лабораторная экспериментальная установка дает возможность измерять параметры зеркал трехзеркального кольцевого интерферометра – коэффициенты отражения и пропускания, она может быть использована в лабораторных практикумах для студентов высших учебных заведений, приступающих к изучению физических основ и принципов работы газовых лазеров. Трехзеркальный кольцевой

резонатор является удобным практическим инструментом, позволяющим исследовать спектры излучения He–Ne-лазера.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН (соглашение № FFUF-2024-0029).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Javan A., Bennett W.R., Herriott D.R.* // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. № 3. P. 106.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.106>
2. *Ищенко Е.Ф., Климков Ю.М.* Оптические квантовые генераторы. Москва: Советское Радио, 1968.
3. *Беннет В., Хивенс О.* Газовые лазеры. Лазеры на твердых веществах. М.: Мир, 1964.
4. *Зайцев Ю.И.* // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 8. С. 1260.
5. *Manger H., Rothe H.* // Phys. Lett. 1963. V. 7. № 5. P. 330.
[https://doi.org/10.1016/0031-9163\(63\)90058-1](https://doi.org/10.1016/0031-9163(63)90058-1)

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Схема системы контроля спектра излучения газовых лазеров: ОКГ-13 и ЛГН 223-1 – соответственно одночастотный и многочастотный газовые He–Ne-лазеры на длине волны 632.8 нм; ТЗКР – трехзеркальный кольцевой резонатор; Отв. – четырехпортовый волоконно-оптический ответвитель с ослаблением 3 дБ и с коэффициентом ответвления 50:50; ПУ₁ и ПУ₂ – контроллеры поляризации Лефевра, оснащенные с обеих сторон оптическими разъемами; ОК₁–ОК₄ – оптические коллиматоры для ввода коллимированного света в одномодовое оптическое волокно и вывода в коллимированные пучки; ФД₁ и ФД₂ – кремниевые фотодиоды ФД-24К; З₁–З₇ – зеркала; Д₁ и Д₂ – диафрагмы; УСК₁ и УСК₂ – узлы стыковки одномодовых коннекторов.
- Рис. 2.** Ход лучей в трехзеркальном интерферометре при многократном прохождении волной резонатора по контуру АБВ.
- Рис. 3.** Трехзеркальный резонатор бегущей волны: **а** – внешний вид, **б** – пример спектрограммы генерации многомодового He–Ne-лазера на 10 колебаниях с разностью по частоте 100 МГц [4]. Ширина откликов определяется добротностью трехзеркального резонатора.
- Рис. 4.** Конструкция моноблочного резонатора: **а** – вид сверху, периметр полного обхода лучом света по равностороннему треугольнику равен 160 мм; **б** – вид сбоку; **в** – изометрия.
- Рис. 5.** Примеры возбуждения резонансов двух типов в зависимости от состояния поляризации возбуждающего излучения [4]: **а** и **в** – поляризация возбуждающей волны соответственно перпендикулярна и параллельна плоскости контура обхода; **б** – находится в промежуточном состоянии.

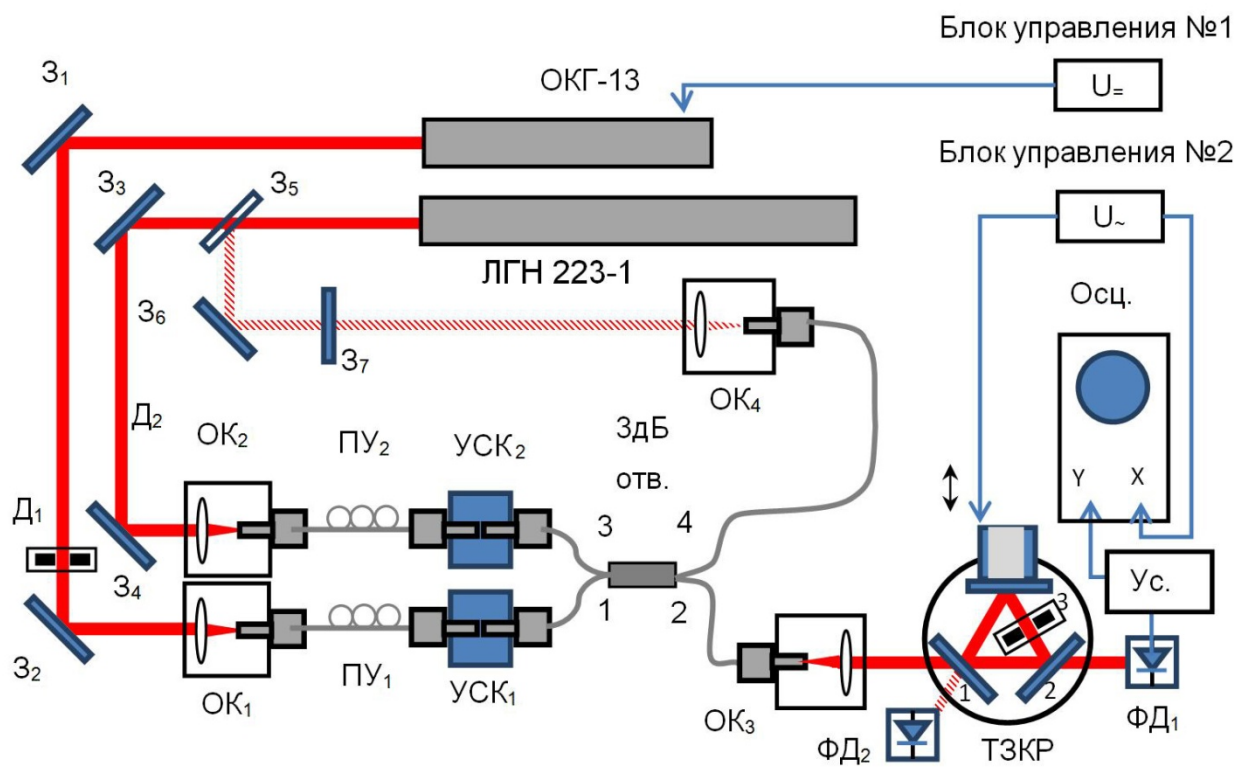


Рис. 1



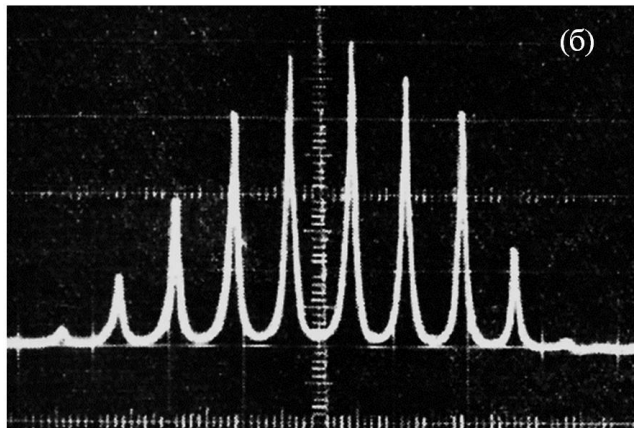
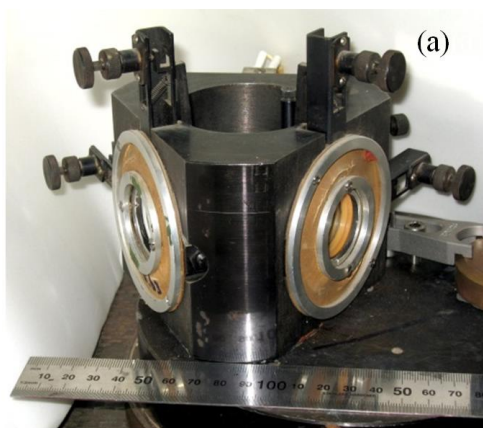


Рис. 3

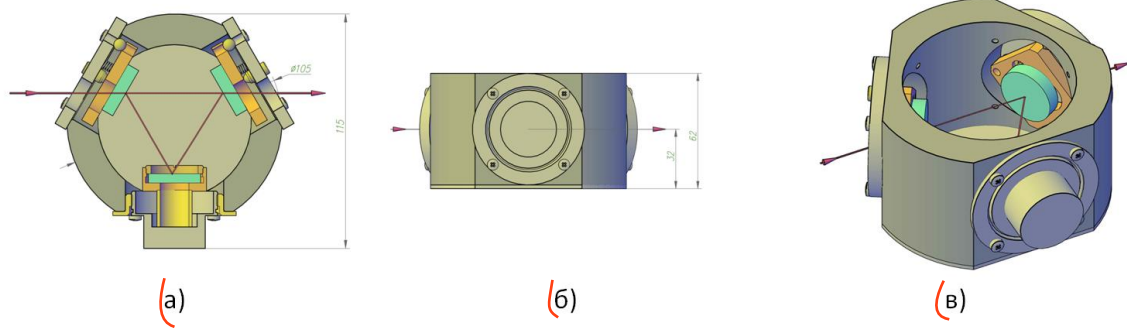


Рис. 4

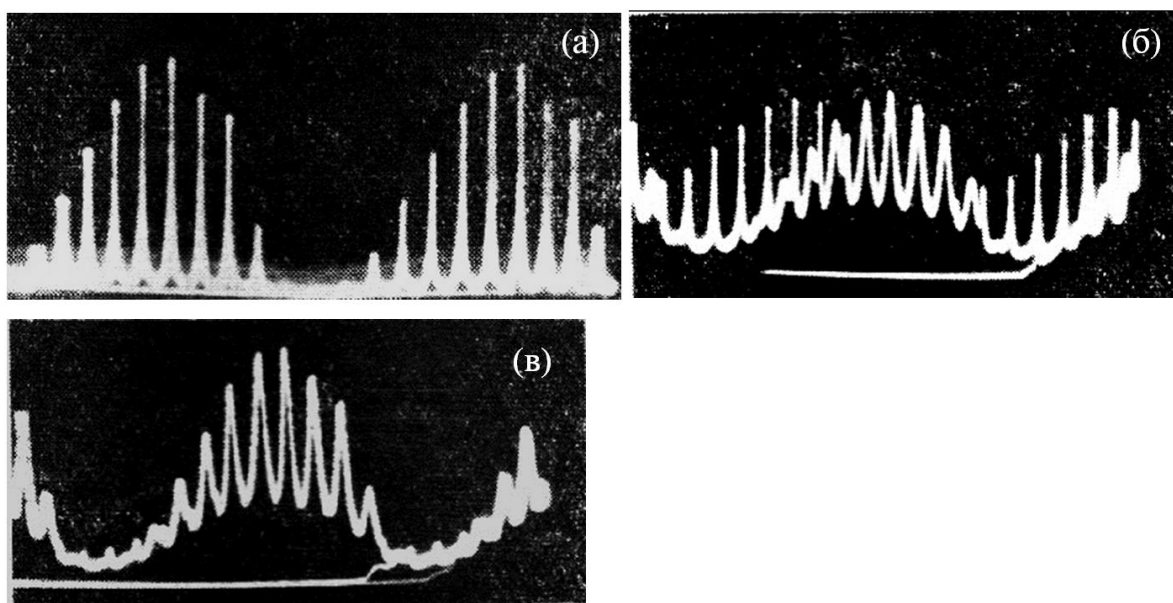


Рис. 5