

Долгих Г.И., Привалов В.Е., Долгих С.Г.

ЛАЗЕРЫ

И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В СВЕРХТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ





*Российская Академия
Наук*

Far Eastern Branch
Russian Academy of Sciences

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute
Far Eastern Branch
Russian Academy of Sciences

Dolgikh G.I., Privalov V.E., Dolgikh S.G.

LASERS

AND THEIR APPLICATION

IN ULTRA-PRECISE MEASUREMENTS

Vladivostok
2024

Федеральное государственное бюджетное учреждение
Дальневосточное отделение
Российской академии наук

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения
Российской академии наук

Долгих Г.И., Привалов В.Е., Долгих С.Г.

ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В СВЕРХТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Владивосток
2024

Dolgikh G.I., Privalov V.E., Dolgikh S.G. Lasers and their application in ultra-precise measurements. Vladivostok: POI FEB RAS, 2024. 368 p.

ISBN 978-5-6049683-7-6

The monograph examines the design and principle of operation of many lasers and laser interference systems based on them. The classification of solid-state, liquid, gas and solid-state lasers is carried out. When considering the principle of operation and the device, the main attention is paid to helium-neon lasers, the effect of discharge geometry on amplification, various vibrations and waves in lasers. Part of the work is devoted to the consideration of the device and operation of ion gas discharge lasers, lasers based on ions of inert gases and metal vapors. Various principles of frequency stabilization of optical quantum generators, industrial stabilized helium-neon lasers and the physical foundations of stabilization of absorption lasers in iodine are considered. The device, principle of operation and technical characteristics of laser sonars, laser strain gauges, laser nanobarographs, laser meters of hydrosphere pressure variations, laser hydrophones, bottom laser seismographs are described in detail. The use of laser strainmeters, laser nanobarographs, laser meters of hydrosphere pressure variations and laser hydrophones in solving a number of fundamental and applied problems has allowed us to obtain a number of pioneering results in geospheric physics.

It is of interest to physicists, oceanologists, geophysicists, acoustics, as well as to graduate and undergraduate students of relevant specialties.

Keywords: lasers, frequency-stabilized lasers, laser sonars, laser strainmeters, laser nanobarographs, laser meters of hydrosphere pressure variations, laser hydrophones, bottom laser seismograph, microseisms “voice of the sea”, tsunamis, nonlinear hydrophysical disturbances.

Fig. 177, Table 44, Bibl. 195.

Долгих Г.И., Привалов В.Е., Долгих С.Г. Лазеры и их применение в свертчных измерениях. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2024. 368 с.

ISBN 978-5-6049683-7-6

В монографии рассмотрено устройство и принцип работы многих лазеров и лазерно-интерференционных систем, созданных на их основе. Проведена классификация твердотельных, жидкостных, газовых и твердотельных лазеров. Основное внимание при рассмотрении принципа работы и устройства уделено гелий-неоновым лазерам, влиянию геометрии разряда на усиление, различным колебаниям и волнам в лазерах. Часть работы посвящена рассмотрению устройства и работы ионных газоразрядных лазеров, лазеров на ионах инертных газов и парах металлов. Рассмотрены различные принципы стабилизации частоты оптических квантовых генераторов, промышленных стабилизированных гелий-неоновых лазеров и физические основы стабилизации лазеров по поглощению в йоде. Подробно описано устройство, принцип работы и технические характеристики лазерных гидролокаторов, лазерных измерителей деформации, лазерных нанобарографов, лазерных измерителей вариаций давления гидросферы, лазерных гидрофонов, донных лазерных сейсмографов. Применение лазерных деформографов, лазерных нанобарографов, лазерных измерителей вариаций давления гидросферы и лазерных гидрофонов при решении ряда фундаментальных и прикладных задач позволило получить ряд результатов пионерского характера в физике геосфер.

Представляет интерес для физиков, океанологов, геофизиков, акустиков, а также для аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Ключевые слова: лазеры, частотно-стабилизированные лазеры, лазерные гидролокаторы, лазерные деформографы, лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросферы, лазерные гидрофоны, донный лазерный сейсмограф, микросейсмы «голос моря», цунами, нелинейные гидрофизические возмущения.

Ил. 177, табл. 44, библи. 195.

Отв. редактор д-р физ.-мат. наук *И.О. Яроцук*

Рецензент академик РАН, профессор, д.ф.-м.н. *Ю.Н. Кульчин*

Монография опубликована при финансовой поддержке ДВО РАН.

© ДВО РАН, 2024

© ТОИ ДВО РАН, 2024

© Авторы, 2024

© Издательское оформление

ИП Миромановой И.В.

ВВЕДЕНИЕ

Решение многих фундаментальных задач зависит, в первую очередь, от полученных экспериментальных результатов. Качество получаемых результатов зависит от применяемой в исследованиях аппаратуры. Данная аппаратура должна удовлетворять следующим основным трём требованиям: 1) иметь предельную чувствительность, при которой возможны фоновые измерения изучаемых параметров; 2) обладать наивысшим частотным и динамическим диапазонами. Важность данных требований возрастает при изучении природных процессов на этапах их возникновения и развития. В любой области исследования очень сложно определить момент начала возникновения того или иного природного процесса. В океанологии и геофизике сложность проведения данных исследований связана с тем, что возникающие природные процессы и явления имеют большие временные и пространственные масштабы. Большие временные и пространственные масштабы требуют применения при изучении данных природных процессов аппаратуры, в идеале обладающей неограниченным частотным и динамическим диапазонами при предельно достижимой чувствительности. Предельно достижимая чувствительность определяется межатомным взаимодействием. Можно полагать, что минимальная чувствительность определяется размерами атома, а максимальная - флуктуациями атома. Невозможность создания аппаратуры, удовлетворяющей вышеперечисленным требованиям, привела к бурному применению параметрических методов при проведении исследований природных процессов и явлений, особенно в инфразвуковом диапазоне. Так в геофизике и в океанологии широко применяются высокочувствительные установки, рабочий диапазон частот которых не позволяет выполнять прямые измерения изучаемых параметров в инфразвуковом диапазоне. В этом случае применение параметрических методов возможно только при выполнении одного из следующих условий: 1) нелинейное взаимодействие процессов и яв-

лений различных пространственных и временных масштабов; 2) возбуждение высокочастотных процессов и явлений, низкочастотными в среде, обладающей большой нелинейностью. Поверхностный анализ выполнения данных условий позволяет понять, что при проведении исследований различных процессов на основе применения параметрических методов не может быть речи об изучении физики процесса их возникновения. Так как взаимодействие процессов и явлений различных временных и пространственных масштабов, или возбуждение высокочастотных процессов и явлений низкочастотными, наблюдается лишь на последних стадиях их развития. Применение проволочных, кварцевых и штанговых деформографов, наклономеров и т.п. в геофизике, применение различных уровнемеров, мареографов и т.п. в океанологии, не позволяет исследовать процессы и явления на стадии их возникновения, так как они не обладают достаточной чувствительностью.

В связи с изобретением лазеров, особенно мощных импульсных и частотно стабилизированных лазеров непрерывного излучения, появилась возможность создания прецизионных установок для проведения измерений различных геофизических и океанологических параметров с наноуровневой точностью. В конце прошлого столетия были созданы первые лазерные деформографы, лазерные гравиметры и вариометры, обладающие высокой чувствительностью в широком частотном и динамическом диапазонах. Появилась возможность создания аппаратуры на основе применения современных лазерно-интерференционных методов при проведении прямых высокоточных измерений различных параметров в атмосфере, гидросфере и литосфере на различных временных и пространственных масштабах. В конце прошлого и начале нынешнего столетия были созданы высокоточные лазерные нанобарографы, лазерные гидрофоны и лазерные измерители вариаций давления гидросферы, обладающие широкими частотным и динамическим диапазонами.

В книге описаны принципы работы и технические характеристики различных лазеров, частотно стабилизированных и не частотно стабилизированных, лазерно-интерференционных установок, созданных на основе применения частотно стабилизированных и не частотно стабилизированных лазеров и современных интерференционных методов, предназначенных для измерения различных геофизических и океанологических параметров. Часть работы посвящена примене-

нию разработанных установок при проведении исследований фундаментального и прикладного характеров, что позволило получить ряд выдающихся результатов, некоторые из которых противоречат существующим представлениям о физике протекания различных геосферных процессов. Работа состоит из введения, пятнадцати глав и списка литературы. В первой главе приведена классификация и принцип действия лазеров на твёрдом теле, жидкостных и газовых лазеров. Во второй главе подробно описаны оптические квантовые генераторы (ОКГ) на атомах нейтральных газов. Рассмотрен общий принцип действия гелий-неоновых ОКГ на различных длинах волн. Описаны колебания и волны в гелий-неоновых лазерах и влияние геометрии разряда на усиление. В третьей главе рассмотрены физические основы геометрии активного элемента. В четвёртой главе описаны лазеры на ионах инертных газов и парах металлов. В пятой рассмотрены молекулярные лазеры. В шестой главе описаны принципы стабилизации частоты газоразрядных лазеров. В седьмой главе рассмотрены принципы стабилизации мощности излучения ОКГ. В восьмой главе приведено описание гидролокаторов, созданных на основе оптических квантовых генераторов с учётом физических характеристик морской воды. В девятой главе рассмотрено устройство лидаров. В десятой главе описаны интерферометр Майкельсона, лазерные деформографы классического и маятникового типов. В одиннадцатой главе рассмотрены принципы работы донного лазерного сейсмографа. В двенадцатой главе описан сверхчувствительный сенсор вариаций гидросферного давления и методы обработки его данных. В тринадцатой главе приведены результаты по микросейсмам «голос моря». В четырнадцатой главе подробно расписан деформационный прогноз цунами. В пятнадцатой главе приведены некоторые результаты по регистрации нелинейных гидрофизических возмущений шельфовых зон.

Часть монографии написана в лаборатории нелинейной гидрофизики и природных катастроф Тихоокеанского океанологического института им. В.И. Ильичева ДВО РАН, соглашение № 075-15-2022-1127 от 1 июля 2022 г.

Оптические квантовые генераторы (ОКГ) называют ещё лазерами (аббревиатура Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation = LASER). В нашей литературе используются обе аббревиатуры. Функциональная схема лазера любого типа, как правило, включает резонатор, активную среду и систему возбуждения активной среды (питания, накачки). В случае больших коэффициентов усиления (тысячи и более) индуцированное излучение может возникнуть за один проход активной среды (сверхизлучение), и, если нет определенных требований к частотным и пространственным характеристикам излучения, можно обойтись без резонатора. Основными параметрами излучения лазера являются интенсивность (либо мощность), спектр частот (длин волн), поляризация и расходимость.

1.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЛАЗЕРАХ

Классификация лазеров может осуществляться по фазовому состоянию активной среды, режиму работы, способу накачки, мощности и диапазону длин волн излучения, типу возбужденных частиц, типу резонатора. На рис. 1.1 представлена классификация по фазовому состоянию вещества. Общие сведения об ОКГ можно получить в книгах 1960–70-х годов, например, в [1–2]. Монография [1] – одна из первых в отечественной литературе по лазерам и, хотя опубликована в первое десятилетие лазерной эры, представляет большой интерес и сегодня, часто цитируется. Один из авторов – Евгений Фёдорович Ищенко – профессор кафедры физики им. В.А. Фабриканта МЭИ, является автором ряда книг по оптике и лазерам. Наиболее известной на наш взгляд является книга [3], выдержавшая три издания, которую тоже стоит рекомендовать сегодняшним и будущим специалистам по лазерам. В книгах о лазерах в первую очередь обращается внимание

на частоту (длину волны) излучения, мощность (интенсивность) излучения, но часто мало уделяется внимания поляризации излучения.



Рис. 1.1. Классификация лазеров

1.1.1. Лазеры на твёрдом теле

Активной средой твердотельных ОКГ являются диэлектрики и полупроводники. Последние часто рассматривают как отдельный класс лазеров, так как они сильно отличаются по принципу действия и техническому устройству.

Диэлектрические лазеры. Активной средой диэлектрических лазеров являются кристаллы или аморфные вещества (стекла), содержащие ионы лантаноидов либо переходных металлов. В настоящее время диэлектрические лазеры реализованы почти на 300 кристаллических и на десятках типов стекол. К кристаллическим относятся лазеры на окиси алюминия с ионами хлора (рубин), вольфрамите кальция с ионами неодима, иттриево-алюминиевый гранате с ионами неодима и др. К стеклянным относятся ОКГ на боратных, силикатных и фосфатных стеклах, активированные ионами неодима, гольмия, иттербия, эрбия и др. В 1960-е годы на Ленинградском заводе оптического стекла выпускалось стекло с неодимом типа КГСС. Ленинградское оптико-механическое объединение (ЛОМО), выпускавшее рубиновые лазеры, начало изготавливать неодимовые лазеры.

Промежуточное положение занимают твердые растворы в виде смешанных разупорядоченных систем. Например, кристаллы с разупорядоченной структурой $B_4F_2-YF_3$, CaF_2-SrF_2 с примесью ионов неодима по своим свойствам примыкают к стеклам.

Активную среду диэлектрических лазеров принято рассматривать как некую матрицу, содержащую активные центры. Возбуждается матрица, как правило, оптический накачкой. Наличие широких полос поглощения в твердых телах позволяет использовать и немонокроматические источники накачки. Несмотря на водяное охлаждение, напряженный тепловой режим вынуждал использовать первые диэлектрические лазеры только в импульсном режиме. Накачка осуществлялась обычно от криптоновых и ксеноновых ламп, помещавшихся вместе с активным элементом в фокусах отражателя, имевшим, как правило, эллиптическую форму. Первые лазеры представляли собой весьма громоздкие и недолговечные устройства. Постепенно эти лазеры совершенствовались, для накачки начали использовать другие лазеры или светодиоды, облегчился тепловой режим, уменьшились габариты. Появились диэлектрические лазеры непрерывного действия. Причем некоторые из них по-прежнему и в 1997 г. накачиваются лампами с инертными газами. Например, квантрон К301Б представляет эллиптический цилиндр из кварца, вдоль фокусов которого располагается активный стержень и лампа КДНП 6/90.

Первый лазер был создан в 1960 году – диэлектрический лазер на монокристалле рубина представлял собой α -корунд Al_2O_3 , в котором около 0,05 % атомов алюминия замещены ионами хрома Cr^{3+} . Последние сильно поглощают в области 0,41 и 0,56 мкм. Зеленая полоса поглощения обеспечивает населенность верхнего рабочего уровня и генерацию на 0,6943 мкм (здесь и далее, кроме отмеченных случаев, длина волны дана в вакууме). Лазер работает обычно в импульсном режиме с частотой повторения примерно 10 Гц, энергия импульсов может достигать 400 Дж, средняя мощность – десятки Вт, КПД – доли процента.

Наиболее распространены в настоящее время диэлектрические лазеры на основе неодимовых сред. В качестве матриц используют кристаллы иттриево-алюминиевого граната (ИАГ) либо стекла. Накачка осуществляется в полосах поглощения 0,52; 0,58; 0,74; 0,80 и 0,88 мкм. Излучение лазеров с неодимом осуществляется на многих длинах волн в области 1,06 мкм. К ним относится уже упоминавшийся

квантрон К301Б. Конечно, в квантрон могут быть вставлены стержни с другой активной средой длиной около 100 мм.

Чаще других применяется АИГ неодимовый лазер. Он излучает на длине волны 1,0641 мкм (ширина перехода порядка 200 ГГц при комнатной температуре). Малые потери позволяют рассчитывать на достижение линии излучения шириной десятки МГц. АИГ: Nd³⁺-лазер ЛТИ-101 имеет активный элемент длиной 20 мм, накачивается излучением светодиодов на длине волны 0,81 мкм и обеспечивает при частоте повторения 100 Гц среднюю мощность 7,5 мВт. КПД лазера достигает нескольких процентов.

Промышленные АИГ: Nd³⁺-лазер ЛТИ-501 (мощность излучения 8 Вт), ЛТИ-502 (16 Вт), ЛТИ-504 (4 Вт) работают на длине волны 1,064 мкм. Лазеры ЛТИ-701 (4 Вт) и ЛТИ-702 (2 Вт) оснащают внутрирезонаторным преобразователем частоты на основе иодата лития и получают на длине волны 0,532 мкм. В качестве преобразователя частоты ранее использовали кристаллы дигидрофосфата аммония (АДР) и кальция (КДР). Сейчас из-за гигроскопичности они используются реже. Чаще встречается кристалл ВВО, прозрачный в УФ-области.

Стеклянные лазеры на неодиме обеспечивают большую мощность в импульсе, чем кристаллические, но с более низкой частотой повторения импульсов. В режиме модуляции добротности мощность в импульсе может достигать 10 Вт при длительности несколько наносекунд. При создании малогабаритных низкочастотных лазеров отдают предпочтение гадолиний-скандий-галлиевому гранату (ГСГГ), с примесью хрома (поглощение на 0,43 и 0,59 мкм) и неодима (излучение на 1,06 мкм). КПД этого лазера в три раза выше, чем у АИГ: Nd³⁺-лазера. В последние годы появились диэлектрические лазеры с плавной перестройкой частоты излучения. Выбираются активные среды с большой шириной лазерного перехода, перестройка осуществляется обычно с помощью внутрирезонаторных дисперсионных элементов.

Полупроводниковые лазеры. В ОКГ данного типа активным элементом является полупроводниковый кристалл. Накачка может осуществляться инжекцией электронов в область p-n перехода, электронным пучком, оптической накачкой и пробоем в электрическом поле (стримерные). Полупроводниковые ОКГ отличаются от других малыми габаритами, электрическим напряжением и стоимостью, высоким КПД.

Наиболее распространенными являются инжекционные лазеры, которые обычно называют лазерными диодами. Инверсия населенности достигается пропусканием тока через диод. В качестве рабочего вещества в лазерных диодах используются полупроводниковые соединения A^3B^5 (GaAs, InP, InAs и др.), A^2B^6 (ZnS, ZnSe, CdS и т.д.), A^4B^6 (PbS, PbSe и др.).

Первые лазерные диоды изготавливались на основе гомоструктур, для которых характерны малые КПД и срок службы. Гетероструктурам свойственны меньшие оптические и электрические потери.

Наиболее распространены GaAs диоды. Диоды на основе гомоструктур работают при температуре жидкого азота на длинах волн 0,85–0,86 мкм при мощности непрерывного излучения более 10 Вт. При гелиевых температурах получена генерация и на 0,84 мкм. Диоды на основе гетероструктур работают при комнатной температуре на длинах волн 0,78–0,92 мкм. На более коротких волнах могут работать лазерные диоды на AlGa, As. Эти лазеры напыляются эпитаксиальными слоями на теплоотвод, что обеспечивает снижение тепловых нагрузок и рост мощности излучения. Данные ОКГ представляют частично сфазированную решетку с периодом 10 мкм и общей шириной 50÷200 мкм. Указанная фирма начала выпуск лазерных диодов на 0,670 мкм. Полосковые инжекционные полупроводниковые лазеры с двойной гетероструктурой обычно имеют порог порядка 1÷100 мА и обеспечивают мощность непрерывного излучения до 15 мВт при превышении пороговой накачки в 2–3 раза.

Инжекционные лазеры на основе материалов группы A^4B^6 обеспечивают излучение в ИК области от 1 до 40 мкм. В видимой области появились диоды (в основном AlGaInP) с параметрами, приведенными в табл. 1.1. Выпускаются синие лазерные диоды на основе ZnSe/GaAs. В табл. 1 указана расходимость излучения с коллимирующей оптикой. Без нее расходимость составляет десятки градусов и является наряду с низкой монохроматичностью самым слабым параметром полупроводниковых ОКГ.

В табл. 1.2 приведен перечень лазерных диодов, выпускавшихся нашей промышленностью с конца 1980-х годов. Таблица позволяет выбрать источник излучения для широкого диапазона длин волн. Сегодня существуют лазерные диоды, излучающие в непрерывном режиме 100 Вт и более.

Таблица 1.1

Отечественные лазерные диоды видимого диапазона

Модель	635-4	640-8	650-8	660-8	670-12	680-4
Длина волны (мкм)	0,635	0,640	0,650	0,660	0,670	0,680
Мощность (мВт)	4	8	8	8	12	4
Ток (мА)	120	70	80	80	70	50

Примечание. Рабочие температуры $5\div 40^\circ\text{C}$, расходимость 0,1 мрад, непрерывный режим работы.

Таблица 1.2

Отечественные промышленные непрерывные полупроводниковые лазеры

Модель	Длина волны, мкм	Мощность, мВт	Ток, мА	Расходимость, град
ИЛПН-670	0,66–0,068	3–5	80–120	15×45
ИЛПН-230В	0,76–0,80	3–5	80–120	15×35
ИЛПН-780А	0,77–0,79	30	60–80	27×12
ИЛПН-230Ф	0,80–0,84	3–5	80–100	15×35
ИЛПН-108	0,81–0,89	40	150–300	35×8
ИЛПН-960	0,94–0,98	40–60	180-300	15×35
ИЛПН-360	1,25–1,35	0,4	60	–
ИЛПН-202	1,3	1,5	60	–
ИЛПН-15Б	1,50–1,58	0,5–1,0	80–120	–

1.1.2. Жидкостные лазеры

Существуют три основные группы активных сред жидкостных лазеров: растворы органических красителей (полименты, ксантены и др.) в воде, ацетоне, толуоле и других растворителях; растворы неорганических соединений редкоземельных элементов (например, неодим в растворах оксихлорида фосфата или селена); растворы металлоорганических соединений (редкоземельные хелаты). Основные отличия жидкостных лазеров – отсутствие ограничений на форму и объем активного вещества, простота теплоотвода, отсутствие дефектов, характерных для твердотельных лазеров.

Основное преимущество жидкостных лазеров на основе молекул органических красителей – плавная перестройка частоты излучения в

диапазоне, значительно превосходящем диапазоны перестройки других лазеров.

Наиболее распространенным в лазерах органическим красителем является представитель класса ксантенов родамин 6G. Спектр поглощения данного красителя около 0,1 мкм на половине интенсивности с максимумом на длине волны 0,51 мкм. Примерно такой же ширины – линия излучения с максимумом около 0,58–0,59 мкм. Используя резонатор с полосой пропускания на несколько порядков уже линии излучения (дифракционная решетка обеспечивает полосу меньше 10 мкм), можно плавно перестраивать частоту в полосе от 0,5 до 0,7 мкм. Набор из десяти – двенадцати красителей позволяет перекрыть диапазон от 0,3 до 1,2 мкм.

Типичными представителями металлоорганических соединений являются хелаты. Накачка лазеров на хелатах европия и тербия ведется в полосе 0,25–0,42 мкм. Излучение первых соответствует линии 0,61 мкм, вторых – 0,54 мкм. Лазеры на металлоорганических соединениях неодима излучают на длинах волн 1,054 и 1,057 мкм. Линия люминесценции довольно узка (как у твердотельных лазеров), поэтому о перестройке частоты говорить не приходится.

Неорганические соединения, как правило, активируются ионами неодима и излучают на линиях 1,052–1,058 мкм. Длина волны зависит от неорганических компонент, перестройка частоты не осуществляется при использовании раствора $\text{SeOCl}_2 - \text{SnCl}_4$ с Nd^{3+} наблюдается генерация на 1,056; 1,058 и 1,33 мкм.

Накачка жидкостных лазеров осуществляется так же, как и диэлектрических, с помощью ламп либо лазеров и светодиодов.

1.1.3. Газовые лазеры

Основное отличие газа от твердой и жидкой фазы вещества состоит в малой плотности. Поэтому энергетический спектр возбужденных атомов молекул, ионов испытывает малое воздействие со стороны соседних частиц. Это обуславливает узость спектральных линий в газах. Малая плотность газа обеспечивает и высокую оптическую однородность. По данным причинам излучение газовых лазеров характеризуется максимальной когерентностью (временной и пространственной). Малая плотность является также ограничением на мощность излучения (правда, самое мощное излучение в непре-

рывном режиме, на сегодняшний день, у газовых лазеров). Основные механизмы возбуждения газов приведены на рис. 1.2: электрический разряд (газоразрядные лазеры иногда называются электроразрядными), химические реакции (иногда в разряде), газодинамические процессы. Оптическая накачка в газах используется не очень часто, остальные методы еще реже.



Рис. 1.2. Классификация газовых ОКГ

В химических лазерах возбужденные частицы (атома или молекул) являются продуктами химических реакций. Большинство лазеров такого типа могут быть названы химическими лишь с точки зрения образования соответствующих молекул, т.к. для протекания реакции необходима энергия извне. В этой связи многие из химических лазеров могут быть отнесены к газоразрядным, газодинамическим или лазерам с оптической накачкой. Для газовых лазеров на основе химических реакций использовались различные молекулы HF, HCl, HBr, HCN, CO, NO, CN и др.

Примером химических лазеров, в которых для инициирования реакции не требуется внешний источник энергии («чисто» химические лазеры), являются лазеры на основе CO, CO₂ и HF. В лазере на основе HF в начале 1970-х годов была получена мощность непрерывного излучения около 5 кВт. Применение дейтерия в этой смеси позволило в середине 80-х годов достичь более двух мегаватт в непрерывном режиме.

Оптическая накачка газовых лазеров менее распространена, в отличие от лазеров на основе диэлектриков, для которых этот тип накачки является основным. Причина – монохроматичность спектра газов. Примером такого лазера может быть лазер на парах цезия, облучаемых гелиевой лампой. Мощность непрерывной генерации на

длине волны 7,18 мкм в первом лазере этого типа составила 50 мкВт. Другим примером являются импульсные химические лазеры, где используется фотодиссоциация CH_2I и CH_3F . Газодинамические лазеры излучают в непрерывном режиме с мощностью более 10^5 Вт. Принцип действия таких лазеров основан на создании инверсии населенностей при разлете газа. В свою очередь газодинамические лазеры можно разделить на газоразрядные, химические и тепловые. Тепловые и ядерные методы накачки газовых лазеров менее распространены. Применение ядерной накачки для CO_2 -лазеров, гелий-неоновых лазеров и лазеров на парах металлов дало положительные результаты и последние годы интенсивно изучается.

Среди газовых ОКГ наиболее распространены газоразрядные. У них лучше всего проявляются уникальные свойства индуцированного излучения. Далее рассмотрим их подробнее, но сначала отметим, что их принято делить либо по виду активной среды (рис. 1.3, верх), либо по типу возбуждения (рис. 1.3, низ).



Рис. 1.3. Классификация ГРЛ

Газоразрядные лазеры (ГРЛ), как видно из рис. 1.3, прежде всего делятся на атомарные (на нейтральных атомах), ионные и молекулярные. Поэтому в следующих главах рассмотрим их. Более подробно рассмотреть материал главы 1 можно также с помощью книг и учебных пособий [4–8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ищенко Е.Ф., Климов Ю.М. Оптические квантовые генераторы. М.: Советское радио, 1968. 472 с.
2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в судовых измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1977. 152 с.
3. Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л. Поляризация оптика. М.: Физматлит, 2019. 569 с.
4. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 260 с.
5. Привалов В.Е. Оптические квантовые генераторы. СПб.: БГТУ, 1997. 67 с.
6. Привалов В.Е., Фотиади А.Э. Оптическая и квантовая электроника. Газоразрядные лазеры. СПб.: Издательство Политехнического ун-та, 2007. 123 с.
7. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.
8. Борейшо А.С., Ивакин С.В. Лазеры: устройство и действие. СПб.: Лань, 2016. 304 с.
9. Борейшо А.С. Лазеры: Применение и приложения. СПб.: Лань, 2016. 518 с.
10. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазерная физика. Фундаментальные и прикладные исследования. Владивосток: Рея, 2016. 352 с.

Атомарные лазеры довольно разнообразны. Среди них чаще других встречаются гелий-неоновые и гелий-ксеноновые, работающие в непрерывном режиме. Гелий-ксеноновые работают в ИК-области, их мы не будем рассматривать в данной книге. Ограничимся гелий-неоновым лазером.

2.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Гелий-неоновые лазеры являлись наиболее распространенными в мире до появления полупроводниковых лазеров. Они наиболее изучены, весьма надежны, монохроматичны (достигнута ширина линии менее 0,1 Гц), имеют малые габариты, вес и стоимость (по этим трем параметрам с ними успешно конкурируют лишь лазерные диоды). Гелий-неоновые генераторы работают в диапазоне от 0,54 до 133 мкм более чем на 200 переходах неона. Диапазон мощности излучения наиболее распространенной линии генерации с 0,63 мкм от 0,1 мВт до 0,25 Вт. Все остальные линии укладываются в этот диапазон. Параметры переходов неона в видимой области указаны в табл. 2.1.

Рассмотрим механизм работы гелий-неонового лазера. Диаграмма уровней энергии, ответственных за работу гелий-неонового генератора, представлена на рис. 2.1. В чистом неоне при непрерывном возбуждении (например, постоянным током) атомы неона возбуждаются электронами (соударения первого рода), устанавливается динамическое равновесие, и более высокие уровни заселены слабее нижних. Поэтому инверсии населенностей не наблюдается.

Гелий имеет метастабильные (долгоживущие) уровни (см. рис. 2.1), почти совпадающие с уровнями неона $3s$ и $2s$. При столкновении возбужденного атома гелия с атомом неона в основном состоянии (соударения 2-го рода) это приводит к резонансному возбуждению по-

Параметры переходов $3s_2 - 2p$ в неоне, на которых наблюдается генерация в видимом диапазоне

Переход с $3s_2$ на	Длина волны λ в вакууме, мкм	λ в воздухе, мкм	Энергия излучения, эВ	Сечение индуцированного излучения, 10^{-14} см ²	Ширина доплеровского контура излучения, МГц	Усиление, %/м
$2p_1$	0,73068	0,73047	1,696	3,91	1300	1,2–2,1
$2p_2$	0,64028	0,64009	1,802	14,4	1480	4,3–6,5
$2p_3$	0,63536	0,63517	1,951	3,49	1490	1,0
$2p_4$	0,63299	0,63280	1,958	33,8	1500	5–10
$2p_5$	0,62954	0,62940	1,969	6,27	1510	1,9
$2p_6$	0,61197	0,61179	2,022	5,50	1550	1,7–2,2
$2p_7$	0,60478	0,60460	2,050	1,97	1570	0,6
$2p_8$	0,59409	0,59392	2,087	1,65	1600	0,5–11
$2p_{10}$	0,54351	0,54335	2,281	1,78	1750	0,5–0,8

Примечание: Генерация перехода на уровень $2p_9$ не наблюдалась.

следного в состоянии $3s$ и $2s$. Если гелия в несколько раз больше, чем неона, происходит инверсия населенностей в гелий-неоновой смеси. Помещая активную среду в соответствующий резонатор, получаем генерацию на одном или одновременно нескольких переходах $3s_2 - 2p$, $3s_2 - 3p$ и $3s - 2p$. Опустошение нижних рабочих уровней ($2p$ и $3p$) идет не сразу в основное состояние, а через метастабильные уровни $1s$. Переполнение последних затрудняет освобождение уровней $2p$ и $3p$, происходит пленение излучения (возбуждение из состояний $1s$ в $2p$ и $3p$), что уменьшает инверсию населенностей. Это снижает усиление активной среды. Поэтому необходимо освобождать уровни $1s$.

Это происходит при столкновении атомов неона в состоянии $1s$ со стенками. В связи с изложенным, усиление гелий-неоновой смеси обратно пропорционально диаметру разрядного промежутка. Применение в He-Ne смеси изотопа ^3Ne вместо ^4Ne привело к увеличению усиления на 0,63 мкм почти наполовину за счет более точного совпадения метастабильных уровней гелия с уровнями $3s$ и $2s$ неона и уско-

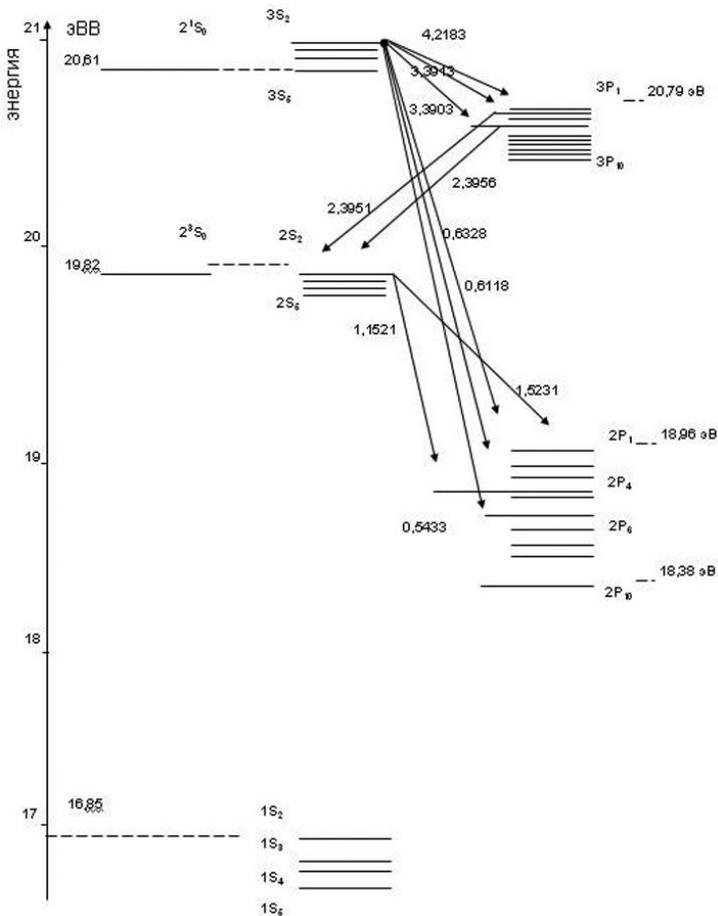


Рис. 2.1. Уровни энергии, участвующие в работе гелий-неонового лазера. Стрелками указаны некоторые длины волн генерации в мкм

ренной диффузии метастабилей в состоянии 1s к стенкам разрядного промежутка. Линия 0,63 мкм обладает наибольшим усилением в видимом диапазоне.

Поэтому ОКГ на данной линии наиболее распространены, и здесь в данном случае в качестве аргумента лучше использовать мощность накачки.

На рис. 2.2 приведена типичная энергетическая характеристика гелий-неонового лазера. Энергетическая характеристика для большей

общности в качестве аргумента должна иметь мощность накачки. Первые гелий-неоновые лазеры работали в области больших токов, т.е. напряжение почти не изменялось с током заряда. Поэтому допустимо использовать этот аргумент. Однако, многие гелий-неоновые генераторы, особенно малогабаритные, работают при токах 1–10 мА, которым соответствует падающий участок вольтамперной характеристики.

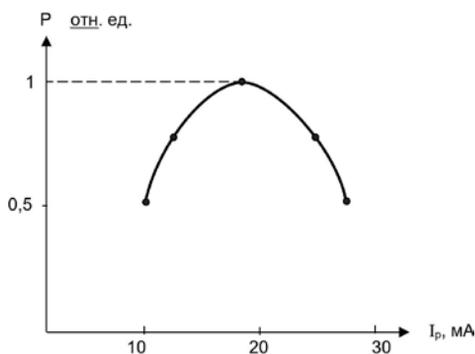


Рис. 2.2. Энергетическая характеристика гелий-неонового лазера (0,63 мкм): соотношение He : Ne = 8; давление смеси – 1,4 Торр; диаметр разряда 4 мм; длина разряда 450 мм; полуконфокальный резонатор со сферическим зеркалом радиусом 1,5 м

Усиление в гелий-неоновой смеси растет с увеличением длины разряда, повышением температуры газа (за счет роста сечения передачи возбуждения), уменьшением диаметра. На практике в гелий-неоновых лазерах выбирается оптимальный диаметр по причине трудности юстировки, роста дифракционных потерь, увеличения напряжения на разряде. Минимальные дифракционные потери для основной моды соответствуют числу Френеля:

$$N = r_0 / 2\lambda L \approx 1,7,$$

где r_0 – радиус разряда; L – длина резонатора; λ – длина волны излучения. Для лазеров с $\lambda=0,63$ мкм оптимальный с этой точки зрения радиус активного элемента определяется соотношением $r_0 \approx 10^{-2} \sqrt{L}$ (L – в метрах).

Энергетическая характеристика гелий-неонового лазера имеет максимум в связи с тем, что для получения максимальной инверсии населенностей необходимы большие концентрация и температура электронов. С ростом тока концентрация электронов растет, а электронная температура падает, есть некое оптимальное значение тока разряда. Можно эту ситуацию интерпретировать следующим обра-

зом. При малых токах заселение уровней неона электронным ударом меньше, чем за счет соударений второго ряда с метастабильными атомами гелия. Последние тоже возбуждаются электронными столкновениями, но гелия в смеси намного больше, чем неона. С ростом силы тока возрастает заселение нижних уровней неона за счет прямого возбуждения электронами. Возбуждение гелия начинает насыщаться, в том числе за счет соударений с возбужденными атомами неона, количество которых увеличилось, и инверсия населенностей начинает уменьшаться. Конечно, такие интерпретации не характеризуют процессы в гелий-неоновой смеси полностью, но все же дают возможность получить некоторые представления об изменении мощности излучения с током разряда.

Оптимальное давление p_0 для 0,63 мкм и 3,39 мкм первоначально определялось соотношением:

$$2\Gamma_0 \cdot p_0 = (2,9-3,6) \text{ Торр} \cdot \text{мм.}$$

Позднее выяснилось, что оптимальное давление в случае одновременной генерации 0,63 мкм и 3,39 мкм может выходить за рамки данного соотношения [1–2]. Оптимальное давление зависит также от геометрии поля в резонаторе, пространственного распределения инверсии населенностей, на чем далее мы остановимся несколько подробнее.

Оптимальным с энергетической точки зрения считалось для указанных длин волн соотношение смеси He:Ne = 5:1, He:Ne = 10:1. В случае одновременной генерации оно может отклоняться от указанного значения. Это соотношение зависит также от геометрии поля в резонаторе. Сейчас трубки в резонаторе типа плоскость-сфера (при $R < 2L$) наполняются обычно при соотношении 7 : 1. В зависимости от давления и соотношения компонентов смеси будет меняться и оптимальное значение тока разряда.

Энергетические характеристики лазера определяются, прежде всего, усилением в активной среде. Следует учитывать, что в генерации принимает участие не вся активная среда, а лишь ее часть, находящаяся в пределах модового объема резонатора. Пространственное распределение инверсии населенностей в активной среде связано с пространственным распределением параметров плазмы. Поле в поперечном сечении резонатора имеет гауссову форму, инверсия населенностей в этом сечении имеет форму, определяемую геометрией разря-

да, наполнением и параметрами накачки. Перекрывание указанных двух распределений определяет мощность излучения [1–2] (рис. 2.3). Перекрывание меняется вдоль оси, что определяется каустикой и продольной однородностью заряда. Этим в значительной степени определяется отклонение оптимального соотношения от $\text{He}:\text{Ne}=5:1$ (для 0,63 мкм), при котором усиление максимально. Эффективный модовый объем позволяет сократить расхождение между расчетным и экспериментальным значением мощности примерно на 15 %. Расхождение в значительной степени было обусловлено определением модового объема [3]. Первоначально в гелий-неоновых лазерах использовались только накаленные катоды. Они часто были наименее надежными элементами ОКГ вследствие разрушения при ионной бомбардировке. При питании накала током излучение лазера оказывается модулированным.

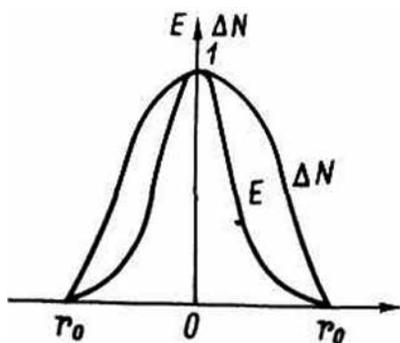


Рис. 2.3. Нормированные поперечные распределения поля в резонаторе и инверсии населенностей

Изменение температуры катода приводит к изменению параметров плазмы, меняет энергетические характеристики гелий-неонового лазера. Последнее может быть связано как с непосредственным изменением электронной температуры, так и с температурой газа, давлением в активной части разряда. Параметрами накаленного катода могут определяться и колебания в разряде. Применение холодных катодов, если технология их изготовления и размеры обеспечивают минимальное «жестчение» газа, несет ряд преимуществ:

уменьшение энергопотребления, уменьшение неравномерности нагрева трубки и, вследствие этого, повышение стабильности параметров излучения. Гелий-неоновый ОКГ может обеспечивать генерацию на многих переходах. На каждом из них – свое усиление. В соответствии с усилением подбирается и отражение зеркал. Для 0,63 мкм используются зеркала с отражением = 99,5–99,9 %. В целях оптимизации выходной мощности одно из зеркал может иметь 98,5–99 %. Для 1,15 мкм достаточно иметь 97–98 %, поэтому вместо диэлектрических зеркал можно использовать серебряные или

алюминиевые. Оптимальная мощность излучения достигается, когда одно из зеркал – «глухое» ($r = 99,5-99,9$), а другое имеет пропускание 2–3 %. Для 3,39 мкм достаточно отражение 15 % и мощность генерации будет превосходить красную линию 0,63 мкм. Именно таким отражением в этой области и обладают зеркала для лазера с 0,63 мкм, поэтому для предотвращения одновременной генерации (подавления 3,39 мкм) в резонатор помещают короткую (2–3 см) ячейку с метаном, окна Брюстера из стекла, призму, меняют наполнение, прикладывают поперечное магнитное поле [4] либо используют зеркала с просветлением на 3,39 мкм [5].

2.2. ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР НА 0,63 мкм

В первых гелий-неоновых лазерах активный элемент и резонатор составляли одно целое. Но от подобной конструкции быстро отказались по нескольким причинам. Техника в начале 1960-х годов не позволяла создать покрытия, обеспечивающие длительный срок службы при контакте с газовым разрядом, другими возмущающими факторами. Дешевле было менять внешнее зеркало. Кроме того, вследствие несовершенства конструкции при изменении температуры разъюстировался резонатор. В этой связи первые отечественные промышленные приборы выпускались со сменными активными элементами, которые можно было вынимать из резонатора. В 1980-е годы вернулись к конструкции с внутренними зеркалами, но уже на новом витке спирали: срок службы гелий-неоновых лазеров составлял 10 000–20 000 часов. В книге [2] подробнее рассмотрена эволюция активных элементов и переход к излучателю с внутренними зеркалами.

В табл. 2.2 приведены параметры лазеров, выпускавшихся к 1990 г. Приборы, выпускаемые отечественной промышленностью в 2008 году, представлены в табл. 2.3.

Пользуясь данными таблицами, можно не только составить представление о состоянии вопроса, но и выбрать прибор для своей задачи либо скорректировать задачу, сообразуясь с имеющимися возможностями.

Таблица 2.2

**Параметры отечественных промышленных гелий-неоновых лазеров
(0,63299 мкм) 1990 г.**

Марка	Мощность, мВт	Расходимость излучения, мрад	Средний ресурс, ч	Габариты излучателя, мм	Масса излучателя, кг
ОКГ-13	0,5	3	10000	46×51×2	1
ЛГ-52-1	8	3	7500	770×120×93	9
ЛГ-52-2	4	3	7500	620×120×93	6,5
ЛГ-52-3	2	3	7500	370×120×93	4,5
ЛГ-72	0,5	1,5	20000	∅55×400	1,7
ЛГ-72-1	2	1,5	20000	∅55×400	1,7
ЛГ-79-1	15	2	5000	794×90×90	5,2
ЛГ-79-2	8	2	5000	678×90×90	4,75
ЛГН-102	2	3	15000		13
ЛГН-109	1	3	12000	460×210×120	7
ЛГН-111	25	3	20000	∅70×1100	3,5
ЛГН-203	1,0		10000		
ЛГН-206	15	2	5000	∅35×900	30
ЛГН-207А	1,5	2,5	5000	∅35×280	0,4
ЛГН-207Б	1,0	2,5	5000	∅35×280	0,4
ЛГН-208А	2,0	2,5	5000	∅35×280	0,4
ЛГН-208Б	1,5	2,5	5000	∅35×280	0,4
ЛГН-214	0,9	1,5	5000	∅50×400	1,8
ЛГН-215	55	0,5	10000	280×285×1910	39
ЛГН-216	1,5	2	10000	∅30×195	0,2
ЛГН-217	5	1	10000	∅35×320	0,45
ЛГН-220	70	1	3000	1950×225×195	30
ЛГН-222	55	0,5	20000	280×285×1910	39

Таблица 2.3

**Параметры отечественных промышленных гелий-неоновых лазеров (2008 г.).
Параметры приборов типа ГН**

Марка	Мощность излучения, мВт	Спектральный состав	Поляризация	Диаметр пучка, мм, не более	Расходимость, мрад, не более
ГН-0.5	0.5	ТЕМоо	1:1	0.5	1.7
ГНИ	1.0	ТЕМоо	1:1	0.5	1.7
ГН-2П*	2.0	ТЕМоо	100:1	0.6	1.3
ГН-2П-1**	2.0	ТЕМоо	100:1	0.6	1.3

Окончание табл. 2.3

Марка	Мощность излучения, мВт	Спектральный состав	Поляризация	Диаметр пучка, мм, не более	Расходимость, мрад, не более
ГН-3	3.0	ТЕМ ₀₀	1:1	0.6	1.3
ГН-3-1	3.0	ТЕМ ₀₀	1:1	0.6	1.3
ГН-5	5.0	ТЕМ ₀₀	1:1	0.8	1
ГН-5П	5.0	ТЕМ ₀₀	100:1	0.8	1.0
ГН-5М	5.0	ТЕМ _{mn}	1:1	2.0	3.5
ГН-10М	10.0	ТЕМ _{mn}	1:1	2.0	3.6
ГН-15	15.0	ТЕМ ₀₀	1:1	1.5	1.2
ГН-15-1	15.0	ТЕМ ₀₀	100:1	1.5	1.2
ГН-25	25.0	ТЕМ ₀₀	1:1	1.5	1.2
ГН-25-1	25.0	ТЕМ ₀₀	100:1	1.5	1.2
ГН-40	40.0	ТЕМ _{mn}	1:1	3-0	2.5
ГН-50	50.0	ТЕМ _{mn}	1:1	3.0	2.5
ГН-80	80.0	ТЕМ _{mn}	1:1	7.0	3.0

Примечание: * – аналог ЛГН-207; ** – аналог ЛГН-208.

Параметры приборов типа ЛГН

Марка	Мощность излучения, мВт, не менее	Спектральный состав	Поляризация	Диаметр пучка, мм, не более	Расходимость, мрад, не более
ЛГН-225А	2.0	ТЕМ ₀₀	1:1	0.6	1.3
ЛГН-226А	1.5	ТЕМ ₀₀	100:1	0.6	1.3
ЛГН-223	10.0	ТЕМ ₀₀	1:1	1.0	1.3
ЛГН-223-1	10.0	ТЕМ ₀₀	100:1	1.0	1.3
ЛГН-115	15.0	ТЕМ _{mn}	1:1	2.2	3.0
ЛГН-118	25.0	ТЕМ _{mn}	1:1	2.5	3.0
ЛГН-220	70.0	ТЕМ ₀₀	100:1	2.0	1.0
ЛГН-220М	100.0	ТЕМ _{mn}	100:1	2.0	1.5

2.3. ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ДРУГИХ ДЛИНАХ ВОЛН

Переходы $3s_2-2p$ обеспечивают генерацию в видимом диапазоне. Наиболее интенсивный из них $3s_2-2p_4$ мы уже рассмотрели. Остальные также приведены в табл. 2.2. Генерация на этих длинах волн осуществляется при подавлении генерации на 0,63 и 3,39 мкм, имеющих общий верхний уровень, переход $3s_2-2p_9$ запрещен. Длительное время подобное мнение не позволяло рассчитывать на генерацию $3s_2-2p_{10}$. Для получения генерации на одном из слабых переходов используются селективные зеркала, просветленные на 0,63 и 3,39 мкм [5]. Ранее использовали критичность параметров резонатора, призмы и двояколучепреломляющие фильтры. Сравнивая самый сильный (0,63 мкм) и самый слабый (0,54 мкм) переходы из $3s_2-2p$, следует отметить, что усиление на 0,54 мкм в 10–15 раз меньше, так как вероятность перехода на порядок меньше и уровень $2p_4$ опустошается вдвое быстрее, чем $2p_{10}$. Кроме того, потери на рассеивание для 0,54 мкм вдвое больше. На 0,59 мкм усиление чуть больше, чем 0,54 мкм, но потери на рассеивание больше. Поэтому на этой длине волны лазеры несколько мощнее. Примерно такое же усиление на 0,604 мкм. На остальных линиях усиление больше. Наиболее сильные линии 0,61; 0,64 и 0,73 мкм, на них легче освоить серийный выпуск приборов, но они менее привлекательны для прикладных задач, чем две самые слабые линии.

Интерес представляет одновременная генерация на слабых переходах. О ней тоже можно прочесть в работе [5].

Усиление на инфракрасных переходах много больше, чем в видимой области. Это понятно из рассмотрения формулы (2.13) помня, что $\sigma_{mn} \sim \lambda^3$.

Рассмотрим переходы $2s_2-2p_i$ ($i = 1-10, i \neq 9$). В порядке следования номеров они имеют длины волн: 1,5231 мкм, 1,1867 мкм, 1,602 мкм, 1,1523 мкм, 1,1409 мкм, 1,0844 мкм, 1,0621 мкм, 1,0295 мкм, 0,8865 мкм. Самый сильный из них $2s_2-2p_4$ (1,1523 мкм). На последнем переходе давно работают серийные лазеры. Первый газоразрядный лазер был именно на этом переходе. Следующий по усилению в группе $2s_2-2p$ переход $2s_2-2p_1$ (1,5231 мкм). Интерес к этому переходу обусловлен успехами волоконной оптики: в настоящее время минимальные потери стекловолокна (0,5 дБ/км) находятся в области 1,5 мкм. Все больший интерес проявляется к генерации на

2,39 мкм. Максимальным усилением (до 80 дБ/м) в гелий-неоновом лазере обладают проходы $3s_2-3p_2$ (3,3913 мкм) и $3s_2-3p_4$ (3,3903 мкм). Однако мощность генерации более 100 мВт получить не удается. В табл. 2.4 приведены параметры лазеров, переключающихся в 3-х диапазонах. Большинство ИК промышленных лазеров сегодня выпускаются на длине волны 3,39 мкм (табл. 2.5).

Таблица 2.4

Параметры отечественных промышленных гелий-неоновых лазеров, переключающихся в ИК-диапазон (1990 г.)

Марка	ЛГН-113	ЛГ-126-1	ЛГ-126
Длина волны, мкм	0,63	0,63	0,63
	1,15	1,15	1,15
	3,39	3,39	3,39
Мощность, мВт	10:3:3	10:10:10	10
Расходимость излучения, мрад	1,5	3,0	3,0
Средний ресурс	5000	2000	500
Габаритные размеры, мм	0 75×800	1115×146×132	1115×146×126
Масса, кг	3	14	14,5
Цена в 1990 г., руб.	1900	1800	1370

Таблица 2.5

Промышленные ИК гелий-неоновые лазеры (2008 г.)

Марка	Длина волны излучения, мкм	Мощность излучения, мВт, не менее	Спектральный состав	Поляризация
ГНИК-1	1.15	2.0	TEM ₀₀	100:1
ГНИК-1-1	1.15	2.0	TEM ₀₀	100:1
ГНИК-3-К	3.5	10.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-5	5.4	1.5	TEM ₀₀	100:1
ГНИК-3-1	3.3922	3.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-3-1А	3.3912	1.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-3-2	3.3922	9.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-3-2А	3.3912	4.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-3-3	3.3922	15.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-3-3А	3.3912	7.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-3-4	3.3922	25.0	TEM _{mn}	100:1
ГНИК-3-4А	3.3912	12.0	TEM _{mn}	100:1

2.4. КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Имеют место возмущения резонатора и возмущения активной среды. В случае выполнения условий пассивной стабилизации параметров резонатора (правильный выбор материала и конструкции резонатора, оптимальные температурный и виброзащитный режимы), более заметными являются возмущения активной среды. Успешная борьба с ними определяет стабильность параметров излучения ОКГ. Подробно этот вопрос рассмотрен в книгах [1, 2, 6]. Выделяют два класса колебаний в гелий-неоновом разряде и один тип волн (страт).

2.4.1. Реактивные колебания

Диапазон рабочих токов гелий-неонового ОКГ приходится на падающий участок вольтамперной характеристики разряда. Это относится к малогабаритным лазерам (с малым диаметром разрядного промежутка), применяемым в измерительных комплексах. Разряду присущи свойства реактивных элементов, в первую очередь индуктивности, вся электрическая цепь в целом также всегда обладает своими реактивностями, образуя колебательную систему. Наличие в этой системе «отрицательного» сопротивления, обусловленного падающим участком вольтамперной характеристики, может привести к автоколебаниям. Эти колебания называются реактивными. Иногда их называют релаксационными, что нельзя считать удачным.

Качественно реактивные колебания можно интерпретировать следующим образом. При определенном токе крутизна падающего участка вольтамперной характеристики становится достаточной для компенсации потерь в цепи. Устанавливается автоколебательный режим. На некотором малом участке токов характеристика может считаться линейной. Это гарантирует «мягкий» режим самовозбуждения и гармоничность колебаний (начальная стадия реактивных колебаний). Если вольтамперная характеристика и параметры цепи не линейны на малом участке, имеет место «жесткий» режим возбуждения и гистерезис. С исчезновением линейности нарушается гармоничность, начальная стадия сменяется релаксационной. При глубине модуляции тока разряда, равной 100 %, начинается прерывистый разряд (колебания второго рода), и разряд гаснет.

2.4.2. Локальные колебания

Так называются колебания, связанные с тем или иным характерным местом в разряде. В ОКГ играют более заметную роль два типа локальных колебаний: колебания двойного слоя и колебания в электродных отрезках. Последние делятся на катодные и анодные.

Колебания двойного слоя (КДС). Двойной слой образуется в области изменения диаметра или направления разрядного промежутка. Во многих трубках ГРЛ имеются два сужения между катодом и капилляром. Оба они способствуют образованию КДС. Параметры КДС удобнее контролировать по сигналу с сопротивлением в цепи катода, чем по сигналу с фотоприёмника, расположенного сбоку от трубки. Рассматриваемые колебания, как реактивные колебания и страты, усиливаются по длине разрядного промежутка, но гораздо слабее (максимум на 20 % в трубках длиной до 0,5 м). Модуляция тока разряда обычно не превышает 1 %. Минимальный ток, при котором появляются КДС, и их частота уменьшаются с ростом давления. Минимальный ток, при котором возникают КДС, увеличивается с ростом температуры стенок трубки и с прогревом при уменьшении давления растёт. Нагрев области сужения вблизи катода до 70°C даёт сдвиг минимального тока КДС с 22 мА до 37 мА (трубка диаметром 4 мм, давление смеси 1,4 Торр-1,8 гПа). Частота КДС незначительно растёт с повышением температуры трубки. В диапазоне 50–70°C изменение частоты достигает 5–6 %.

При накаливаемом катоде колебания оказываются модулированными сигналом с частотой 100 Гц, если накал происходит через трансформатор от сети. Для изучения КДС удобнее использовать источник постоянного тока. При изменении накала катода, если одновременно существуют страты и КДС, параметры последних меняются, страты остаются неизменными.

Внешняя ёмкость заметно меняет амплитуду КДС, но слабо влияет на частоту. Магнитное поле заметно (иногда вдвое) меняет частоту КДС.

Катодные колебания. Когда эмиссия катода превышает значения тока разряда, появляются катодные колебания. Амплитуда их в гелий-неоновом лазере одного порядка с КДС в области сужения разрядного промежутка, частота в несколько раз ниже. Области (по току) этих локальных колебаний находятся рядом. Стационарная область

между ними расширяется с уменьшением давления. Параметры катодных колебаний зависят от накала катода. В диапазоне условий работы гелий-неонового лазера всегда есть такое значение тока накала, при котором отсутствуют оба указанных вида локальных колебаний. В разряде гелий-неоновых лазеров имеют место колебания ионов относительно минимума потенциала, но зависимость от давления не соответствует свойствам указанных колебаний, что может быть объяснено иным диапазоном давлений. Основное отличие КДС и катодных колебаний в том, что частота в случае КДС линейно растет с увеличением тока, насыщаясь, а в случае катодных колебаний кривизна зависимости имеет обратный знак. Последнее соответствует известной линейной зависимости между квадратом частоты и током разряда.

Наблюдаются два вида катодных колебаний. Первые лежат в диапазоне 10^3 – 10^5 Гц. Вторые имеют место при использовании оксидного катода, им соответствует диапазон 10^5 – 10^6 Гц. В разряде с холодным катодом катодные колебания не наблюдались.

2.4.3. Страты (волны ионизации)

Наряду с колебаниями в разряде могут существовать возмущения с пространственной неоднородностью. Кроме модуляции тока разряда, наблюдается распространение возмущения концентрации и температуры электронов вдоль разряда, т. е. появляется волна ионизации (страты). Нарушается синфазность колебаний по длине разряда. Положительный столб оказывается слоистым. Страты считаются основной неустойчивостью низкотемпературной плазмы. Существует по меньшей мере восемь типов ионизационных волн. Здесь будет рассмотрена в первую очередь волна типа B_A , наиболее распространенная в разряде в инертных газах и гелий-неоновой смеси.

В гелий-неоновых лазерах наблюдаются страты, бегущие от анода к катоду со скоростью до $8 \cdot 10^5$ см/с. При своем движении страты создают колебания с основной частотой, лежащей в интервале от десятков кГц до нескольких МГц. По мере приближения к аноду страты усиливаются. Направление фазовой скорости (к катоду) обратно направлению групповой скорости.

Возникновение страт определяется током и длиной разряда, давлением газа. Определенную роль играет внешняя цепь. Страты исчезают, когда на длине разряда укладывается лишь несколько длин

волн. Глубина модуляции тока регулярными бегущими стратами, как правило, не превышает 1 %.

Активный элемент лазера обычно имеет электродные отростки и капилляр, поэтому в зависимости от наполнения, геометрии активного элемента и величины тока разряда могут наблюдаться страты в анодном, катодном отростках и в самом капилляре. С увеличением тока разряда происходит плавное уменьшение частоты страт, дополняемое скачкообразными изменениями. Известно, что в гелий-неоновом лазере страты – это обратные волны, и что длина волн бегущих страт растет с уменьшением напряженности электрического поля в трубке, т. е. с увеличением тока разряда.

Зависимости усиления (инкремента) искусственно возбужденных страт от тока и частоты имеют максимум. Насыщение усиления с током связано, вероятно, с изменением числа метастабильных атомов, а разрушение последних приводит к уменьшению интенсивности страт. Самоподдерживающиеся страты соответствуют максимуму упомянутой зависимости от частоты (при фиксированном токе).

Страты с увеличением резкости могут носить, как уже отмечалось, релаксационный характер. При этом осуществляется, как и в случае реактивных колебаний, многочастотный режим.

Методы борьбы с колебаниями и волнами изложены в книгах [1, 2, 6–10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в судовых измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1977. 152 с.
2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 263 с.
3. Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 28, № 3. С. 524.
4. Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1971. Т. 31, № 6. С. 972.
5. Бондарчук Я.М., Возняк Р.М., Корбецкий Р.В., Привалов В.Е. // Обзоры по электронной технике. Сер. 11. 1990, № 8.
6. Куршев Г.А., Привалов В.Е., Фофанов А.Я. Страты в гелий-неоновых лазерах. Киев: Наук. думка, 1986. 86 с.
7. Привалов В.Е. // Труды метрологических институтов СССР. 1976, № 192 (252), С. 8.
8. Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 41, № 5. С. 859.
9. Привалов В.Е. Колебания в разряде газового лазера (обзор) // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 10. С. 2085.
10. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.

3.1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Геометрическую часть коэффициента усиления в общем случае можно искать в следующем виде [1, 2]:

$$k = \frac{1}{S} \int_V k_0 \cdot f(V) dV,$$

где $f(V)$ – пространственное распределение усиления в объеме V разрядного промежутка, S – площадь поперечного сечения.

Полагаем $f(V)$ подобным концентрации возбужденных атомов. Концентрация возбужденных атомов в активном элементе ГРЛ удовлетворяет диффузионному уравнению:

$$\Delta f(V) + \lambda^2 f(V) = 0, \quad (3.1)$$

где λ – постоянная величина, характеризующая параметры среды: коэффициент диффузии, форму разрядного промежутка, вид граничных условий. Так как вне стенок капилляра активного элемента ГРЛ концентрация возбужденных атомов обращается в нуль, то для изучения влияния формы разрядного промежутка на усиление активной среды ГРЛ необходимо искать решение уравнения (3.1) при нулевых граничных условиях:

$$f|_{\Gamma} = 0. \quad (3.2)$$

Здесь Γ – граница области, в которой ищется решение.

Существующая теория уравнения Гельмгольца утверждает, что задача (3.1), (3.2) имеет нетривиальные решения, называемые собственными функциями задачи. Эти решения возможны лишь при определенных значениях параметра λ , называемых собственными значениями задачи и которые образуют бесконечно возрастающую

последовательность вещественных чисел $\lambda_1, \lambda_2, \dots$. Решение задачи (3.1), (3.2) и состоит в определении собственных значений λ_i , величины которых зависят от вида области, и соответствующих им собственных функций f_i .

Для нахождения функций f_i воспользуемся методом разделения переменных, когда каждая из функций f_i имеет вид произведения множителей, являющихся функцией только одной переменной и удовлетворяющих однородным (3.2) условиям задачи. При этом надо отметить, что метод разделения переменных ограничивается видом области, которая должна совпадать с одной из координатных поверхностей, представляющих собой ортогональную систему координат. Рассмотрим применение метода разделения переменных в случае различных поперечных сечений активного элемента.

3.2. ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

Для круглого сечения воспользуемся полярной системой координат (r, θ, Z) . В случае круглого сечения отсутствует зависимость $f(V)$ от угла θ и продольной составляющей Z . Уравнение (3.1) в полярной системе координат при отсутствии зависимости от θ и Z запишется в виде:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df}{dr} \right) + \lambda^2 \cdot f = 0, \\ f|_{r=a} = 0. \quad (3.3)$$

Уравнение (3.3) является уравнением Бесселя, и решение его представляет функция Бесселя первого рода с нулевым индексом:

$$f(r) = A \cdot J_0 \left(\lambda \cdot \frac{r}{a} \right).$$

И из граничного условия определяем значение параметра λ :

$$J_0(\lambda) = 0; \quad \lambda = \lambda_1, \lambda_2, \dots,$$

которые являются корнями функция Бесселя первого рода с нулевым индексом:

$$\lambda_1 = 2,405, \lambda_2 = 5,520, \lambda_3 = 8,654, \dots$$

Основной вклад в пространственное распределение усиления в объеме V разрядного промежутка дает первая собственная функция:

$$f(r) = J_0 \left(2,405 \frac{r}{a} \right). \quad (3.4)$$

Используя выражение (3.4), вычисляем коэффициент усиления в случае трубки с круглым сечением:

$$k = \frac{k_0}{\pi \cdot a^2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^a J_0 \left(2,405 \frac{r}{a} \right) \cdot r dr = 0,43 \cdot k_0.$$

И полагая $f(r) = C$, где $C = 1, 0,9, 0,8, \dots 0,1, 0$, можно построить линии равного усиления.

Они являются концентрическими окружностями.

Для прямоугольного сечения запишем уравнение (3.1) и граничное условие (3.2) в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \lambda^2 f &= 0; \\ f(a, y) = f(-a, y) &= 0 \\ f(x, b) = f(x, -b) &= 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Применяем метод разделения переменных:

$$\begin{aligned} f(x, y) &= X(x) \cdot Y(y) \\ \frac{X''(x)}{X(x)} &= -\frac{Y''(y) + \lambda^2 Y(y)}{Y(y)} = -\mu^2 \end{aligned}$$

где μ^2 – пока неопределенная постоянная. И вместо уравнения (3.5) получаем два обыкновенных дифференциальных уравнения:

1. $X''(x) + \mu^2 X(x) = 0; \quad X(-a) = X(a) = 0;$
2. $Y''(y) + \tau^2 Y(y) = 0; \quad Y(-b) = Y(b) = 0; \quad \text{где } \tau^2 = \lambda^2 - \mu^2.$

Решением первого из этих уравнений будет:

$$X(x) = C_1 \sin \mu x + C_2 \cos \mu x.$$

Ввиду четности функции $X(x)$, коэффициент C_1 должен быть равен нулю. Значение μ определяем из граничного условия:

$$\cos \mu a = 0, \text{ т.е. } \mu a = \frac{\pi}{2} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Таким образом собственные значения и собственные функции, относящиеся к переменной x , найдены, и ими являются:

$$\mu_n = \frac{\pi}{2} \frac{n}{a}; \quad X_n(x) = C_n \cos \frac{\pi \cdot n}{2a} x.$$

Решением второго уравнения будет функция:

$$Y(y) = D_1 \sin \tau \cdot y + D_2 \cos \tau \cdot y.$$

Ввиду четности $Y(y)$ и требования выполнения нулевых граничных условий, получаем:

$$\begin{aligned} \cos \tau b = 0, \quad \tau b = \frac{\pi}{2} m, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \\ \tau_m = \frac{\pi \cdot m}{2b}; \quad Y_m(y) = D_m \cos \frac{\pi \cdot m}{2b} y. \end{aligned}$$

И для вычисления значения параметра λ получаем выражение:

$$\lambda_{n,m}^2 = \frac{n^2 \pi^2}{4a^2} + \frac{m^2 \pi^2}{4b^2}.$$

И пространственное распределение усиления в случае трубки с прямоугольным сечением запишется в виде:

$$f(x, y) = \cos \frac{n\pi}{2a} x \cdot \cos \frac{m\pi}{2b} y. \quad (3.6)$$

Используя выражение (3.6), вычисляем коэффициент усиления в случае трубки с прямоугольным сечением:

$$k = \frac{k_0}{4ab} \int_{-a}^a \cos \frac{\pi x}{2a} dx \cdot \int_{-b}^b \cos \frac{\pi y}{2b} dy = \frac{4}{\pi^2} k_0 = 0,41 \cdot k_0.$$

И полагая $f(x, y) = C$, где $C = 1, 0,9, 0,8, \dots 0,1, 0$, можно построить линии равного усиления.

В случае же когда поперечное сечение трубки имеет произвольное сечение, применение метода разделения переменных невозможно. Однако, для достаточно широкого класса областей приближенное решение задачи (3.1), (3.2) можно получить методом ортогонализации, который позволяет построить на компьютере приближенное ре-

шение в аналитическом виде для областей, задаваемых дискретным множеством координатных точек S_j граничной поверхности.

Для эллиптического сечения после разделения переменных получаем уравнение Маттье, решение которого позволяет раскрыть (3.1) следующим образом:

$$k = (\pi ab)^{-1} \int \int_{\circ} \text{Ce}_{\circ}(\zeta, q) \text{se}_{\circ}(\eta, q) h^2 (\text{ch}^2 \zeta - \sin^2 \eta) d\zeta d\eta. \quad (3.7)$$

Здесь $\text{Ce}_{\circ}(\zeta, q)$ и $\text{se}_{\circ}(\eta, q)$ – функции Маттье нулевого порядка; ζ и q – эллиптические координаты; $2h$ – расстояние между фокусами эллипса.

В отличие от прежних сечений, мы вынуждены искать приближенные значения k . Для функции Маттье нулевого порядка верно следующее разложение se_{\circ} :

$$\text{se}_{\circ}(\eta, q) = \sum A_k \cos(k \eta), \quad (3.8)$$

$$k = 0.$$

Аналогичным образом может быть представлена функция много аргумента $\text{Ce}_{\circ}(\zeta, q)$. Подставив (3.7) в выражение (3.8), получаем значение усиления k с помощью численного интегрирования. Вычисления проводились для S , равных 1 и 2л. Полученные результаты приведены на рис. 3.1 ($k_0 \ell$ фиксировано).

Можно сравнить три рассматриваемых сечения. Значение k не зависит от площади сечения, что заложено в его определении. Для пря-

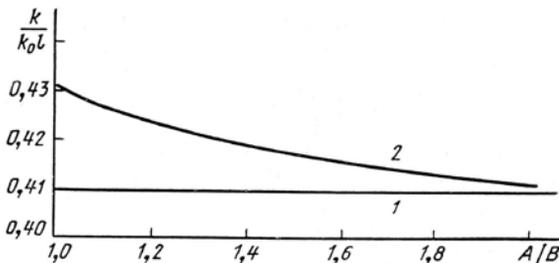


Рис. 3.1. Зависимость усиления от соотношения A/B :
 1 — для прямоугольного сечения, A/B — соотношение сторон прямоугольника;
 2 — для эллиптического сечения, A/B — соотношение осей эллипса

моугольного сечения k не зависит от отношения сторон (k_0 полагается неизменным). Для эллиптического сечения оно уменьшается с ростом эксцентриситета. С помощью $f(V)$ нетрудно получить линии равного усиления. Линии равного усиления для круглого сечения являются концентрическими окружностями, для эллиптического – эллипсами, для прямоугольного сечения приведены на рис. 3.2. Два последних сечения имеют более пологий спад усиления в центре (в направлении большей оси), чем для круглого сечения. Видно, что максимальное усиление мы имеем при круглом сечении, минимальное – при прямоугольном (при равных $k_0 l$). Наиболее размытое поперечное распределение усиления, наоборот, наблюдается при прямоугольном сечении, наиболее обостренное – при круглом. Последнее указывает на целесообразность применения в кольцевом лазере трубок эллиптического и прямоугольного сечений. В пользу этого утверждения говорит и то обстоятельство, что каустика поля кольцевого резонатора для основного типа колебаний имеет прямоугольное сечение, а не круглое, как в линейном резонаторе. При эллиптическом и прямоугольном сечениях трубок мы имеем меньшие дифракционные потери, а значит, и меньшее дифракционное расщепление частот в кольцевом лазере.

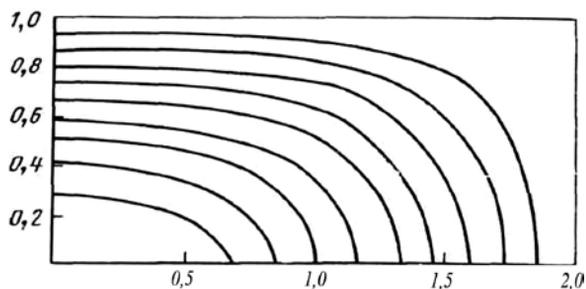


Рис. 3.2. Линии равного усиления в прямоугольном сечении

По нашим оценкам, усиление для трубок прямоугольного сечения меньше, чем для круглого примерно на 4–5 %. Выражения (3.7) – (3.8) дают среднее по сечению трубки значение усиления; в пространстве, ограниченном модовым объемом или эффективным модовым объемом, разница должна быть еще меньше. Большой объем активной среды (при равных $k_0 l$) и меньшие дифракционные потери могут позволить получить с трубками прямоугольного сечения большую мощ-

ность генерации, чем с трубками круглого сечения (по-видимому, с учетом высших типов колебаний).

Приведенные на рис. 3.2 результаты получены при нормировании $f(V)$ на единицу в центре сечений. При эллиптическом сечении граничные условия будут выполняться и при нормировании одной из функций Матье на единицу не в точке пересечения осей эллипса. Такая возможность подтверждается экспериментально; с ростом эксцентриситета эллипса разряд не всегда локализуется в центре сечения, он может смещаться к стенкам; при этом усиление падает. Отметим еще одну особенность рассматриваемых сечений. При прямоугольном сечении спад усиления с удалением от центра более пологий, чем при круглом сечении для любых $f(V)$ (см. таблицу 3.1). Для эллиптического сечения убывание $f(V)$ от 1 до 0,8 вдоль меньшей оси происходит быстрее, чем для круглого сечения, а при меньших $f(V)$ – примерно так же или менее резко. Линии равного усиления даны рис. 3.3.

Таблица 3.1

Относительные значения $f(V)$ (нормировка на единицу в центре)	Расстояние от центра, отн. ед.			Относительные значения $-f(V)$ (нормировка на единицу в центре)	Расстояние от центра, отн. ед.		
	прямоугольник	эллипс, $e = 0,86$	круг		прямоугольник	эллипс, $e = \pm 0,86$	круг
1,0	0,0	0,0	0,0	0,4	0,740	0,713	0,707
0,9	0,286	0,224	0,267	0,3	0,740	0,775	0,778
0,8	0,410	0,379	0,383	0,2	0,805	0,840	0,850
0,7	0,506	0,476	0,475	0,1	0,870	0,924	0,924
0,6	0,590	0,562	0,557	0,0	0,936		
0,5	0,667	0,639	0,633		1,0		

Пространственное распределение усиления в поперечном сечении описывается следующей функцией:

$$f(r, \theta) = J_0(kr) + 0,74680 J_2(kr) \cos 2\theta + 0,08727 J_4(kr) \cos 4\theta + 0,026 J_6(kr) \cos 6\theta - 3,25391 J_8(kr) \cos 8\theta + 288,3882 J_{10}(kr) \cos 10\theta$$

В кольцевом лазере нас интересует изменение усиления вблизи оси сечения (в пределах модового объема), поэтому прямоугольное сечение представляет в этом случае больший интерес.

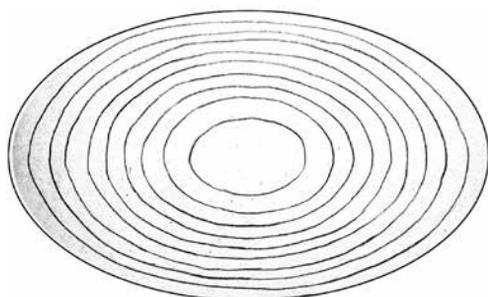


Рис. 3.3. Линии равного усиления в эллиптическом сечении.

Эллипс с полуосями $a = 1$,
 $b = 1,75$. Коэффициент усиления
 $k = 0,3470$.

Собственное значение $k = 1,9542$

Сравним распределения усиления в трубках прямоугольного и круглого сечений. При смещении «пятна» генерации относительно оси сечения на 10 % радиуса пятна относительное изменение усиления $\Delta G/G$ при круглом сечении будет больше на величину $\sim 10^{-2}$. Оценивая относительное изменение частоты биений встречных волн в кольцевом лазере $\delta(\Delta\nu) / \Delta\nu \sim 10^{-3} \Delta G / G$, получаем, что при частоте биений $\Delta\nu = 100$ кГц дополнительная ошибка для трубки круглого сечения будет составлять около 1 Гц. Учитывая, что сегодня представляют интерес измерения частоты биений с точностью 10^{-5} и лучше, следует считать, что такая ошибка не является пренебрежимо малой.

Использование ВЧ-накачки позволит получить более полное заполнение сечения разрядного промежутка разрядом и, соответственно, более плоскую вершину поперечного распределения усиления. В кольцевом лазере этот вид накачки привлекателен потому, что позволяет устранять еще одну невзаимность, обусловленную эффектом Ленгмюра.

Таким образом, сравнение трех форм сечений разрядного промежутка газового лазера показывает, что при эллиптическом и прямоугольном сечениях распределение усиления в поперечном сечении более равномерно вдоль большей оси, чем при круглом сечении. При прямоугольном сечении имеет место более пологое распределение усиления.

Мы исследовали различные многоугольники. Правильные многоугольники не дают преимуществ по сравнению с круглым сечением. В случае треугольника перед нами открываются новые возможности (рис. 3.4).

Пространственное распределение усиления в данном поперечном сечении описывается следующей функцией:

$$f(r, \theta) = J_0(kr) + 2,26 J_3(kr) \cos 3\theta + \\ + 34,11 J_6(kr) \cos 6\theta + \\ + 3992 J_9(kr) \cos 9\theta$$

Мы видим, что усиление в треугольном сечении примерно на 20 % выше, чем в круглом. Учитывая, что нам надо стремиться к ненулевым граничным условиям, мы находим резервы повышения усиления [3]. Дальнейшие поиски были направлены на трансформацию сечения в сторону увеличения усиления. В работе [4] показано, что при определённых условиях возможен резкий (резонансный) рост усиления. Поиск привёл к сечению, приведённому последним на рис. 3.5.

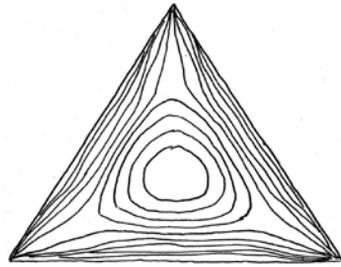


Рис. 3.4. Линии равного усиления в треугольном сечении. Коэффициент усиления $k = 0,4720$, собственное значение $\mu = 3,9201$

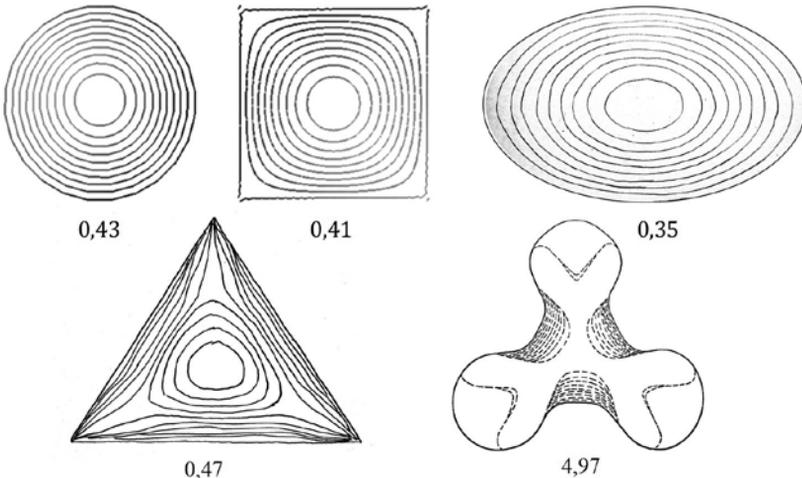


Рис. 3.5. Линии равного усиления и коэффициенты усиления в активных элементах различных сечений

В экзотическом сечении коэффициент усиления $k = 4,9730 k_0$, собственное значение $\mu = 3,43392$. Пространственное распределение усиления в данном поперечном сечении описывается следующей функцией:

$$f(r, \theta) = J_0(\mu r) + 5,35615 J_3(\mu r)\cos 3\theta + 188,2320 J_6(\mu r)\cos 6\theta + 9686,338 J_9(\mu r)\cos 9\theta$$

Видно, что усиление в сечении, приведённом последним на рис. 3.5, больше, чем в круглом, более, чем на порядок. Выше говорилось о резонансном увеличении усиления в определённых условиях. В данном сечении оно может быть обусловлено наличием ненулевых граничных условий в активной зоне разряда. Активный элемент газоразрядного лазера на основе предложенного сечения признан изобретением [3].

Несмотря на его нетехнологичность, он может оказаться ориентиром на пути резкого повышения мощности низкоэнергетических газоразрядных лазеров, например, He-Ne лазеров. Подробное рассмотрение процессов в He-Ne лазере показывает, что снять возбуждение атомов неона в 1-s состоянии можно не только за счёт столкновений со стенками. Возможно, что это окажется не менее важным, чем геометрия поперечного сечения разряда.

3.3. ПРОДОЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

Выше мы рассматривали нетрадиционные поперечные сечения разряда. При этом мы не учитывали модовый объём или более реальный «эффективный модовый объём» [5]. Это оправдывалось тем, что радиус «пятна поля» заметно меньше радиуса трубки (кроме волноводных лазеров). Продольным распределением поля мы пренебрегать не можем, что следует из рис. 3.6. Видно, что в цилиндрической трубке в наиболее распространённом резонаторе плоскость-сфера значи-

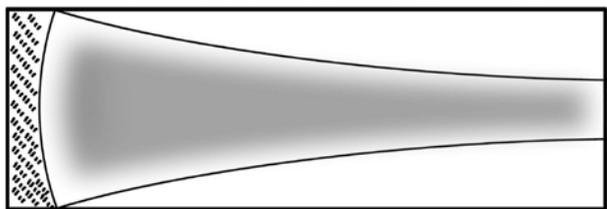


Рис. 3.6. Модовый объём (заполнен) в цилиндрической трубке

тельная часть разряда с полем резонатора не взаимодействует. Мало того, в области, расположенной ближе к плоскому зеркалу, имеется возможность уменьшить радиус трубки, а значит увеличить в этой области коэффициент усиления. Из этого следует, что максимальное усиление будет в трубке, профиль которой повторяет каустик поля (рис. 3.7). Методы расчёта усиления в лазере с такой трубкой и возможные преимущества таких трубок в линейных и кольцевых лазерах изложены в работах [6, 7].

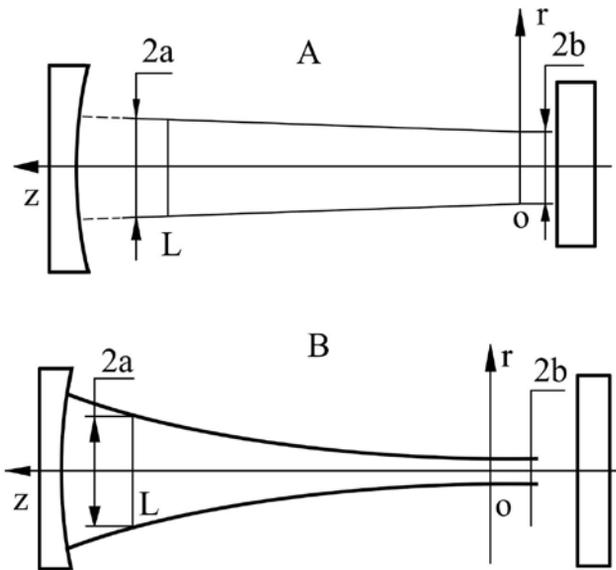


Рис. 3.7. Трубки конусообразного сечения в резонаторе плоскость-сфера: 2а и 2b – диаметры торцевых сечений, L – длина трубки, r – текущий радиус трубки, z – продольная координата, А – коническая трубка, В – конус с параболической образующей

На рис. 3.7 приведены два варианта трубок конусообразного сечения. Средний коэффициент усиления He-Ne смеси в трубке на рис. 3.7.А равен:

$$k = \frac{2\pi}{S_{\text{ср}}} \int_0^L \int_0^{r_0} \frac{1}{\Gamma_0} \cdot J_0 \left(2,405 \frac{r}{r_0} \right) \times r \times dr \times dz, \quad (3.9)$$

где $r_0 = b + \frac{a-b}{L} z$, $S_{\text{ср}} = \frac{1}{L} \times \int_0^L \pi \times r_0^2 dz$.

Из выражения (3.9) следует:

$$k = \frac{2\pi}{S_{\text{ср}}} \times \frac{0,519}{2,405} \int_0^L r_0 \times dz = 0,645 \frac{a^2 - b^2}{a^3 - b^3} L$$

В полуконфокальном резонаторе коническая трубка (рис. 3.7. А) имеет $k = 0,499 L/a$.

Однако технология изготовления таких активных элементов сложнее, чем в цилиндрических. В 1971 году был предложен комбинированный вариант (рис. 3.8) [8].

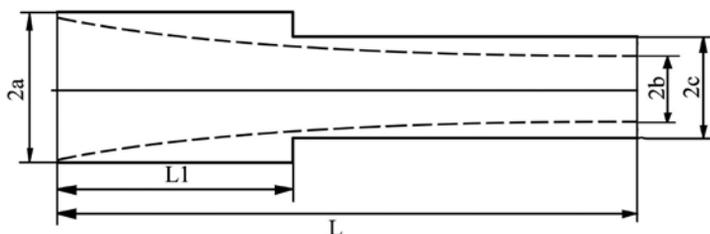


Рис. 3.8. Трубка из двух цилиндрических секций на основе конического сечения. Каустика поля обозначена пунктиром

Начались поиски способов как в комбинированном варианте наиболее приблизиться к характеристикам активного элемента, приведенного на рис. 3.7. В элементе из трех секций (рис. 3.9) усиление возросло ещё на 10 % по сравнению с активным элементом на рис. 3.8 [9, 11].

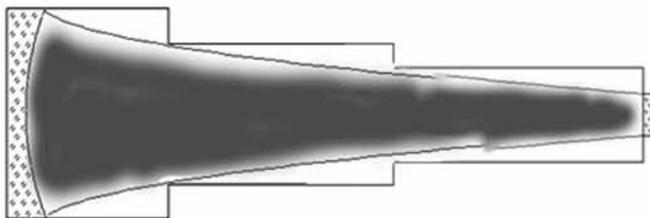


Рис. 3.9. Трехсекционная трубка

В ходе расчета комбинированный активный элемент разбивался на секции, из которых он состоит. Коэффициент усиления каждой секции может быть рассчитан согласно приведенной ниже формуле (3.10) на основе известных методов расчета активных элементов газоразрядных лазеров с цилиндрической геометрией. Так как каждая секция вносит свой вклад в общий коэффициент усиления, то полное усиление трубки будет равно сумме коэффициентов усиления каждой секции.

Коэффициент усиления секции с координатами l_1 , l_2 и радиусом a рассчитывается по формуле:

$$k(a, l_1, l_2) = \int_{l_1}^{l_2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{1}{\pi a^2} \frac{J_0\left(\frac{2.405r}{a}\right)r}{a} \partial r \partial \theta \partial l \quad (3.10)$$

Также следует отметить, что при увеличении длины отдельно взятой секции растет ее радиус за счет того, что радиус пятна каустики поля растет по мере приближения к сферическому зеркалу резонатора, и, следовательно, чтобы избежать потерь на стыке, воображаемая линия границы модового объема не должна касаться границы капилляра. Поэтому встает вопрос об оптимальных соотношениях между длинами секций комбинированного активного элемента.

Расчетным путем были найдены коэффициенты усиления и оптимальные длины секций для вышеперечисленных комбинированных капилляров [11]. Коэффициент усиления всего активного элемента, состоящего из пяти секций, будет равен:

$$k = k(e, z_5, z_4) + k(d, z_4, z_3) + k(c, z_3, z_2) + k(b, z_2, z_1) + k(a, z_1, z_0),$$

где z_0 - z_5 – координаты начала и конца секции, а a, b, c, d, e – соответственно их радиусы, которые рассчитываются по известной формуле из [2]:

$$w(z) = \sqrt{L \left(1 + \frac{4z^2}{L^2} \right)},$$

где L – длина резонатора, z – текущая координата вдоль оси резонатора.

При использовании активных элементов с нестандартной геометрией, состоящих из двух и более секций, коэффициент усиления

возрастает до 49 %, при условии, что капилляр имеет оптимальные соотношения секций. Результаты отображены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Количество секций	Коэффициент усиления, отн.ед.	Выигрыш в усилении, %
1	0,13651305	0
2	0,177345553	29,9
3	0,191756127	40,5
4	0,199003725	45,8
5	0,203341465	49,0

Как видно из таблицы, при увеличении количества секций растет выигрыш в усилении. В предельном случае мы приходим к активному элементу, геометрия которого полностью повторяет форму каустики поля резонатора плоскость-сфера. Производство такого элемента, как говорилось выше, имеет технологические трудности, в то время как сделать многосекционную трубку гораздо легче. Особенно, если сверлить ее в ситалле, а не сваривать из стекла.

Таким образом, предлагаемые конструкции элемента позволят сократить размеры газоразрядного лазера при сохранении мощности излучения либо увеличить мощность при тех же геометрических размерах лазера. Сокращение размеров резонатора позволит повысить пассивную стабильность лазера.

Можно также совместить результаты, полученные выше, и [6], что позволит создать принципиально новые активные элементы для лазеров на смеси He-Ne с увеличенной мощностью и малыми размерами. Результат [10] есть начало этого пути.

Обнаруженный выигрыш усиления позволил вести дальнейшие поиски, на некоторые из которых получены патенты [10, 12–15]. Один из результатов указанных поисков приведен на рис. 3.10.

Газоразрядный лазер включает резонатор со сферическим зеркалом 1 и плоским зеркалом 2 и комбинированную разрядную трубку 3, содержащую две цилиндрические секции разных радиусов 4, 5. Баллон 6 является цилиндром с диаметром, соответствующим диаметру большей секции 5. В нем находится дополнительный объем газа, сообщающийся с разрядной трубкой 3 через отверстие 9 в стенке 8 секции 5. Разряд в балластном объеме не горит. Поле резонатора, об-

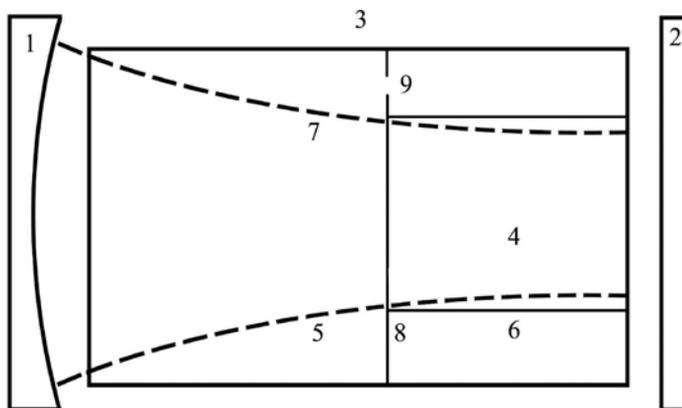


Рис. 3.10. Модифицированная конструкция газоразрядного лазера: 1 и 2 – зеркала резонатора, 3 – разрядная трубка, 4 и 5 – цилиндрические секции разрядной трубки, 6 – герметичный баллон с рабочей смесью газов, выполненный цилиндрическим с диаметром, соответствующим диаметру большей секции 5, 7 – кустика поля резонатора (пунктир), 8 – стенка секции 5 разрядной трубки 3, 9 – отверстие в стенке 8

разованного сферическим 1 и плоским 2 зеркалами, локализовано в модовом объёме, ограниченном кустикой 7. Модифицированный лазер имеет двухсекционный активный элемент. При возбуждении разряда в трубке 3 последняя нагревается. Сильнее разогревается секция 4 меньшего диаметра. Это, как и в любой из рассмотренных нами трубок, ведёт к увеличению мощности излучения. Кроме этого, имеется балластный объём 6, увеличивающий срок службы лазера.

Применение активных элементов нетрадиционной геометрии позволяет заметно повысить усиление в ряде типов газоразрядных лазеров. И наиболее оптимальный путь к этому лежит через правильное понимание результатов работы [4]. Новые результаты на этом пути появляются достаточно быстро. Следует отметить, что в приведенном здесь подходе рассмотрена лишь вершина айсберга. Следующий этап – включение параметров поля резонатора. Далее – учет роста температуры в конической трубке. Экспериментальная проверка [16], упомянутая выше, показала, что активный элемент с двухсекционной трубкой дает увеличение мощности в 1,5 – 2 раза, что больше ожидаемого по расчетам усиления. Это обусловлено ростом температуры

с уменьшением диаметра трубки. Рост температуры в He-Ne лазере увеличивает мощность излучения. В связи с этим стоит обратить внимание на некоторые температурные характеристики He-Ne лазера.

3.4. О ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В конической трубке по мере уменьшения диаметра растет плотность тока. Сильнее разогревается стекло. Аналогичная ситуация – в комбинированной трубке. В диапазоне температур поверхности стеклянного активного элемента примерно от комнатной температуры до 400°C мощность излучения He-Ne лазера (0,63 мкм) увеличивается с ростом температуры [17, 18]. В известных нам работах обычно не производились локальные измерения температуры. Измеренная в одной точке или средняя по нескольким точкам температура приписывались всему активному элементу либо фигурировала температура термостата. В работе [19] проведены измерения температуры пирометром IR 260-85 вдоль активного элемента He-Ne лазера ГЛ-110 длиной 30 см (рис. 3.11). Указанный активный элемент имеет цилиндрический баллон с холодным катодом, параллельный основному разрядному промежутку. Анодом является молибденовый цилиндр, соосный основному разрядному промежутку. В штатном режиме концы трубки, не соприкасающиеся с разрядом, имеют примерно одинаковые температуры. Это обусловлено естественным воздушным охлаждением.

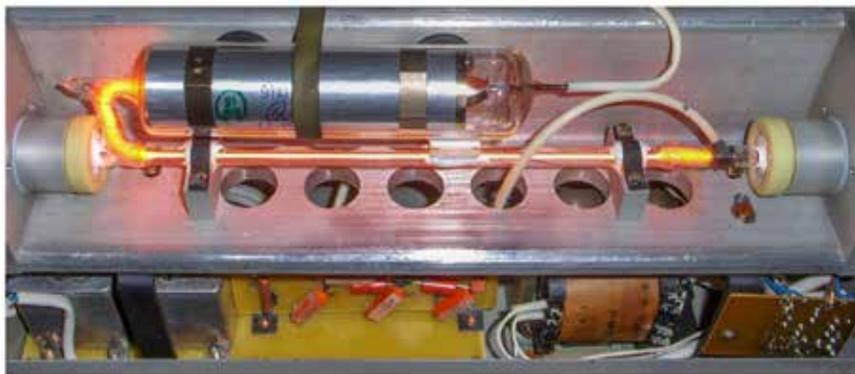


Рис. 3.11. Лазер ГЛ-110

Точнее, конец, близкий к катодному баллону, на несколько градусов нагрет больше. Обнаружен максимум распределения температуры от координаты вдоль трубки. При данных почти одинаковых температурах концов трубки максимум температуры примерно посередине трубки (рис. 3.12–3.13). При принудительном охлаждении правого конца трубки понижается температура и других точек справа от максимума. Левая ветвь заметно не меняется. На рис. 3.12 указанная зависимость приведена для одного из токов. Аналогичная зависимость наблюдалась для всех токов, отмеченных на рис. 3.13.

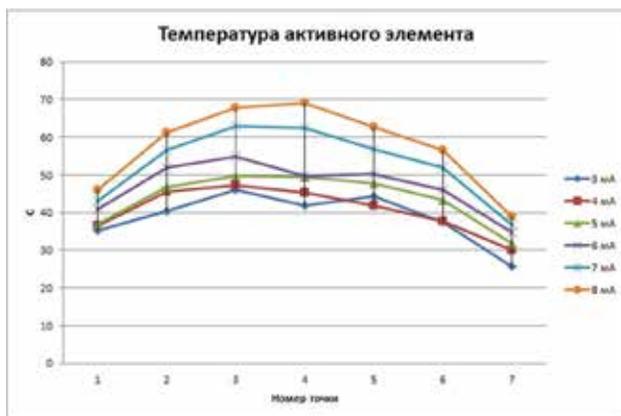


Рис. 3.12. Распределение температуры стекла вдоль активного элемента при естественном охлаждении активного элемента. По оси абсцисс – номера эквидистантных точек вдоль активного элемента. По оси ординат – температура стекла в градусах Цельсия.

Токи разряда – от 3 до 8 мА

Приведенные зависимости естественно объяснить теплопроводностью стекла. С целью проверки гипотезы решалось уравнение теплопроводности, рассматривая активный элемент He-Ne ОКГ как неограниченный цилиндр [19]. Практически цилиндр можно считать неограниченным, если его длина значительно больше радиуса его основания, что справедливо для данного ОКГ. Решение уравнения теплопроводности для газоразрядного ОКГ привело к такому распределению температуры T вдоль активного элемента в установившемся режиме:

$$T \rightarrow \frac{2}{\pi} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{T_1 - (-1)^n T_2}{n} \sin \frac{\pi n z}{l} \right] + \frac{2Ql^2}{k\pi^3} \left[T_1 \pi^3 \left(\frac{z}{6l} - \frac{z^2}{4l^2} - \frac{z^3}{12l^3} \right) + T_2 \frac{\pi^3 z}{12l} \left(1 - \frac{z^2}{l^2} \right) \right], \quad (3.11)$$

где T_1, T_2 – температура на краях трубки, z – текущая координата вдоль активного элемента длиной l , k – коэффициент теплопроводности.

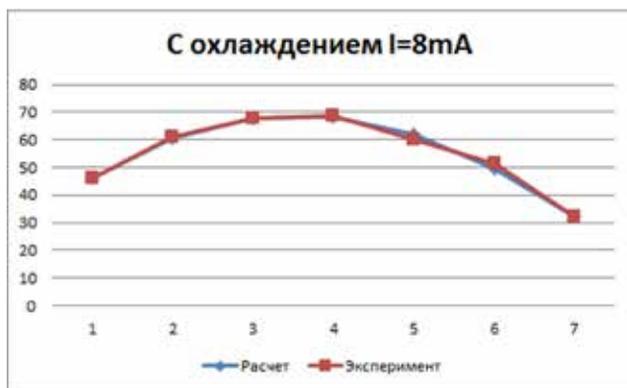


Рис. 3.13. Распределение температуры стекла вдоль активного элемента при принудительном охлаждении правого конца активного элемента. По оси абсцисс – номера эквидистантных точек вдоль активного элемента. По оси ординат – температура стекла в градусах Цельсия. Ток разряда – 8 мА

Расчетная зависимость температуры от координаты вдоль трубки соответствовала экспериментальному распределению температуры для всех токов. Приведены зависимости для токов, соответствующих левой части энергетической характеристики He-Ne лазера. В этом диапазоне токов обычно работают малогабаритные He-Ne лазеры. Полученные зависимости могут помочь повысить мощность их излучения. Как отмечалось выше, коническая трубка в He-Ne лазере обеспечивает мощность излучения заметно больше, чем цилиндрическая. Использование температурных эффектов, отмеченных здесь, еще увеличит мощность излучения.

3.5. ДАЛЬНЕЙШИЕ ПУТИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О ГЕОМЕТРИИ

В начале текущей главы (раздел 3.1) мы ввели понятие геометрической части коэффициента усиления, в которой существенную роль играет функция $f(V)$ – пространственное распределение усиления. Указанная функция находится из уравнения Гельмгольца. Для круглого и прямоугольного сечений форма $f(V)$ очевидна (рис. 3.14 и 3.15). Мы рассматриваем пока постоянное продольное сечение [20–21]. Для эллипса потребуются функции Матье или разложение в ряд по функциям Бесселя [4]. При этом для эллипса при заметных эксцентриситетах $f(V)$ внутри сечения может иметь отрицательные значения, а линии равного усиления – терпеть разрыв. Возможно, мы просто нашли наглядный критерий оценки достаточного числа членов разложения в ряд. Может быть, что менее вероятно, в выражении для усиления скрыта и возможность поглощения излучения [5].

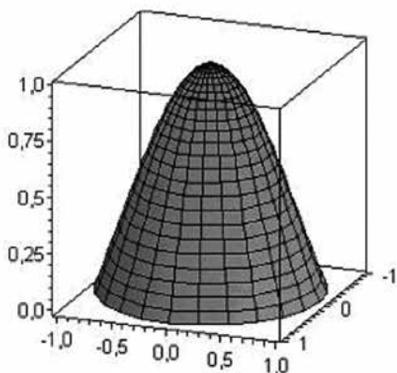


Рис. 3.14. Круглое сечение

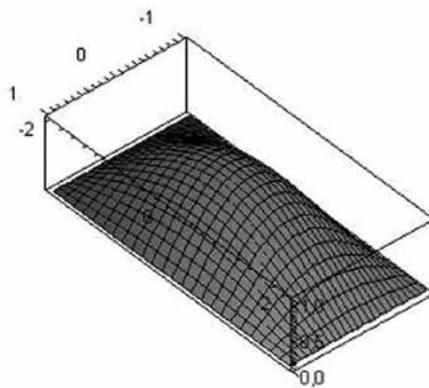


Рис. 3.15. Прямоугольное сечение

Эта тенденция продолжается и в треугольном сечении (см рис. 3.16). Возможно, в этом кроется причина более высокого усиления в треугольном сечении по сравнению с цилиндрической трубкой. Получение ответа на этот вопрос позволит найти алгоритм поиска оптимального сечения.

Впервые задача о геометрии поперечного сечения активного элемента лазера была рассмотрена в [22]. Через несколько лет был

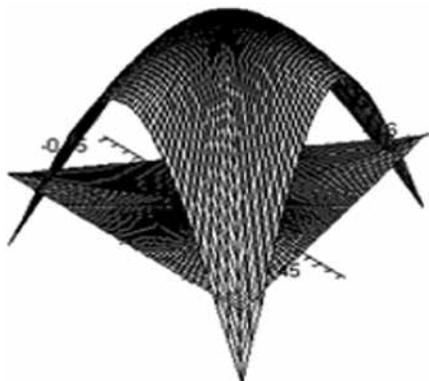


Рис. 3.16. Треугольное сечение

сделан следующий шаг [23] и проведен первый эксперимент для поперечного сечения [24]. Между этими шагами делались промежуточные [4–8] и ряд других, упомянутых в библиографии данной главы. Настало время более подробно изучить вопрос.

Рассмотрим уравнение (3.1) в цилиндрических координатах (r, ϕ, z) , считая из соображений симметрии, что зависимость от координаты z

отсутствует. Воспользовавшись методом разделения переменных, получим, что общим решением уравнения при периодичности по полярному углу и ограниченности решения в окрестности $r = 0$ будет набор функций [25]:

$$f(r, \phi) = a_{k1} J_k(\lambda r) \cdot \cos(k\phi) + a_{k2} J_k(\lambda r) \cdot \sin(k\phi),$$

где $J_k(\lambda r)$ – функции Бесселя порядка k ; $k = 0, 1, 2, \dots$ (при $k = 0$ будет одна функция $a_0 J_0(\lambda r)$), с граничным условием $f(V)_r = 0$.

При этом граничному условию (3.2) при произвольном виде границы Γ области V (т. е. при произвольном сечении трубки), будет удовлетворять ряд из подобных функций, а не какая-либо отдельная функция при некотором фиксированном значении k , т.е. общее решение уравнения (3.2) при наличии условия (3.1) будет иметь вид:

$$f(r, \phi) = \sum_{k=0}^{\infty} \{a_{k1} J_k(\lambda r) \cdot \cos(k\phi) + a_{k2} J_k(\lambda r) \cdot \sin(k\phi)\}. \quad (3.12)$$

Подобный метод решения граничной задачи в виде разложений решения по точным решениям соответствующего дифференциального уравнения часто называют методом Трэфтца [26]. В [25] предложена модификация этого метода, которая позволяет получать решения с достаточной точностью при небольшой вычислительной сложности.

Перейдем от общего решения Гельмгольца к приближенному решению. При конкретных вычислениях мы вынуждены заменить бес-

конечный ряд конечным, взяв определенное количество слагаемых в выражении (4) и получив функцию $f^n(r, \phi)$:

$$f^n(r, \phi) = \sum_{k=0}^n \{a_{k1} J_k(\lambda r) \cdot \cos(k\phi) + a_{k2} J_k(\lambda r) \cdot \sin(k\phi)\}. \quad (3.13)$$

Функция (3.13), так же как и функция (3.12), точно удовлетворяет уравнению (3.1) (поскольку каждое слагаемое удовлетворяет этому уравнению), но граничному условию (3.2) она удовлетворяет уже приближенно. Далее, следуя работе [25], получим приближённое решение (3.1). Определив параметр λ и коэффициенты a_k с нужной точностью, мы можем определить коэффициент усиления при единичной длине активного элемента лазера и площади его поперечного сечения S_0 :

$$k = \frac{1}{S_0} \iint_S k_0 f^n(r, \phi) r dr d\phi = \\ = \frac{1}{S_0} \left(\iint_S k_0 \zeta_0(\lambda r, \phi) r dr d\phi + \sum_{k=1}^n a_k \iint_S k_0 \zeta_k(\lambda r, \phi) r dr d\phi \right). \quad (3.14)$$

Проведя расчёты усиления для прямоугольного, круглого и эллиптического сечения, авторы [25] пришли к выводу, что данный метод расчета усиления излучения лазера в зависимости от геометрии поперечного сечения трубки позволяет получать более общие и точные результаты по сравнению с тем, что было в прежних работах. В развитие результатов [25] рассматривалось усиление в правильных многоугольниках [27], в различных нетрадиционных сечениях активных элементов [28–30]. Изучались роль активной среды в указанном вопросе [31], влияние различных граничных условий [32].

В 1970 году было введено понятие «эффективный модовый объём» [5]. Позднее сделана попытка обобщить это понятие и попытаться найти ещё один способ выйти на оптимальную геометрию сечения активного элемента с энергетической точки зрения [33]. Следует отметить ещё ряд работ (например, [34–37]), в которых продолжают идеи, начатые в [25].

Таким образом, подход авторов [25] поставил под сомнение ряд результатов, описанных в разделах 3.1–3.2, но не привёл к нахождению оптимального сечения. В то же время результаты указанных раз-

делов прошли экспериментальную проверку [24] и в разделе 3.3 (например, [16]).

Поэтому надо продолжать исследования, которые приведут к ясности и позволят ещё повысить энергию излучения лазеров. И это не ограничивается ГРЛ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в судовых измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1977. 152 с.
2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 263 с.
3. Привалов В.Е., Юдин С.Ф. «Активный элемент газового лазера» Авторское Свидетельство № 704398, БИ № 35, 2007.
4. Привалов В.Е., Юдин С.Ф. Влияние граничных условий на усиление активной среды газового лазера // ЖПС. 1975. Т. 12. С.42.
5. Привалов В.Е. Модовый объём и мощность излучения лазера // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 28, № 3. С. 524.
6. Привалов В.Е., Фридрихов С.А. Кольцевой газовый лазер // УФН. 1969. Т. 97. С. 377.
7. Привалов В.Е., Фридрихов С.А. Не-Ne лазер с трубкой конусообразного сечения // ЖПС. 1970. Т. 12. С. 937.
8. Привалов В.Е. Не-Ne лазер с комбинированной разрядной трубкой // Электронная техника – сер. 3. 1971, вып. 3 (23). С. 29–31.
9. Золотов С.А., Привалов В.Е. // Труды XX международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация». Санкт-Петербург, 2010. С. 109.
10. Привалов В.Е. «Активный элемент газового лазера» Патент России № 107408, БИ № 22, 2011.
11. Привалов В.Е. Золотов С.А. О росте усиления в газоразрядном лазере с активным элементом нестандартной геометрии // Оптический журнал. 2014. Т. 81, № 3. С. 20.
12. Привалов В.Е., Золотов С.А. «Газоразрядный лазер» Патент России № 95909, 2010.
13. Привалов В.Е., Золотов С.А. «Газоразрядный лазер» Патент России № 101276, 2011.
14. Привалов В.Е. «Газоразрядный лазер» Патент России № 102856, 2011.
15. Привалов В.Е. «Газоразрядный лазер» Патент России № 104758, 2011.
16. Черниговский В.В, Федотов АА // Известия ЛЭТИ. 1974. Выпуск 140. С. 75–77.
17. Белоусова И.М., Данилов О.Б., Киселев В.М. // ЖТФ. 1968. Т. 38, № 3, С. 493
18. Орлов Л.Н. Тепловые эффекты в активных средах газовых лазеров. Минск: Наука і тэхніка, 1991. 268 с.

19. Золотов С.А., Привалов В.Е. Температурные эффекты в He-Ne лазере // Фотоника. 2016, № 4. С. 64–67.
20. Золотов С.А., Привалов В.Е. Труды международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация». СПб, 2008. С.13
21. Золотов С.А., Привалов В.Е. Труды международной конференции «Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии и геоэкологии». Новороссийск. 2008. С. 32.
22. Привалов В.Е., Фридрихов С.А. // ЖТФ. 1968. Т. 37, № 12. С. 2080–2084.
23. Привалов В.Е., Юдин С.Ф. Влияние формы сечения разрядного промежутка на усиление активной среды газового лазера // Квантовая электроника. 1974. Т. 1, № 11. С. 2484–2488.
24. Привалов В.Е., Ходовой В.А. Экспериментальное исследование He-Ne лазера с разрядным промежутком прямоугольного сечения // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 37, № 4. С. 797-799.
25. Кожевников В.А., Привалов В.Е. // Научно-технические ведомости СПб-ГПУ. Физико-математические науки. 2018. Т. 11, № 2. С. 84-95.
26. Mikhlin S.G. Variational methods in mathematical physics. Nauka, Moscow. 1970.
27. Кожевников В.А., Привалов В.Е. Усиление излучения в лазерах с сечениями в виде правильных многоугольников // Известия высших учебных заведений. Физика. 2018. Т. 61, № 5 (725). С. 94–97.
28. Кожевников В.А., Привалов В.Е. Исследования нетрадиционных поперечных сечений газоразрядных лазеров // Известия высших учебных заведений. Физика. 2018. Т. 61, № 10 (730). С. 102–106. Перевод: Kozhevnikov V.A., Privalov V.E. Investigations of nonconventional cross sections of gas-discharge lasers // Russian Physics Journal, V. 61 No. 10, pp. 1861-1867, 2019. DOI: 10.1007/s11182-019-01610-5.
29. Kozhevnikov V.A., Privalov V.E., Shemanin V.G. Upgrade the evaluation of the contribution of the active element cross section geometry to the He-Ne laser energy characteristics // Optical Memory and Neural Networks. 2019. V. 28, No. 3. pp. 215–221, DOI: 10.3103/S1060992X19030056.
30. Kozhevnikov V.A., Privalov V.E., Shemanin V.G. Effective mode volume evolution in the He-Ne laser // Proceedings of the 2019 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). 2019. pp. 272-274, DOI: 10.1109/EExPolytech.2019.8906832.
31. Кожевников В.А., Привалов В.Е., Фотиади А.Э. Положительный столб разряда постоянного тока в лазерных трубках переменного диаметра // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12, № 4. С. 97–107, DOI: 10.18721/JPM.12410.
32. Кожевников В.А., Привалов В.Е. Усиление в лазерах при неоднородных граничных условиях // Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. Т. 63, № 9 (753). С. 165-171. DOI: 10.17223/00213411/63/9/165.
33. Кожевников В.А., Привалов В.Е., Фотиади А.Э. Эффективный модовый объем и оценка мощности выходного излучения гелий-неонового лазера // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2020. Т. 13, № 4. С. 119–132. DOI: 10.18721/JPM.13410.

34. Кожевников В.А., Привалов В.Е., Фотиади А.Э. Новый подход к оценке мощности излучения He-Ne лазера с различной геометрией поперечного сечения активного элемента // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2021. Т. 14, № 3. С. 133–145. DOI: 10.18721/JPM.14310.

35. Кожевников В.А., Привалов В.Е. Влияние геометрии сечения активного элемента на усиление его излучения // XVI международная молодежная конференция по люминесценции и лазерной физике, посвященная 100-летию Иркутского Государственного Университета. Тезисы лекций и докладов. Иркутск: ИГУ, 2018. С. 122–123.

36. Кожевников В.А., Привалов В.Е. Влияние геометрии сечения активного элемента лазера на усиление излучения // VIII Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2019. С. 547–548.

37. Кожевников В.А., Привалов В.Е. О поиске поперечного сечения He-Ne лазера, дающего максимальное усиление // Труды XXX международной конференции «Лазерно-информационные технологии ЛИТ-2022». Новороссийск: БГТУ, 2022. С. 20–21.

Различают два класса ионных лазеров: ионные лазеры на инертных газах и на парах металлов (ЛПМ). Первые накачиваются дуговым разрядом (токи – амперы и десятки ампер). Мы ограничимся рассмотрением генерации на однозарядных ионах. Высоко расположенные и разреженные уровни ионов позволяют получить генерацию в сине-зеленой и ультрафиолетовой областях спектра. Инверсия населенностей в ионных ГРЛ достигается в результате двухступенчатого процесса (ионизация плюс возбуждение иона). Эффективность каждой ступени пропорциональна току разряда, поэтому в целом эффективность возбуждения пропорциональна квадрату (и более) тока разряда, и плотности токов в ионных лазерах составляют сотни и тысячи ампер на квадратный сантиметр. Высокая плотность тока повышает в этих лазерах эффективность электрофореза, поэтому обводной канал является в данном случае обязательным элементом, без которого разряд может быстро погаснуть. Из-за высокой плотности тока активные элементы работают в напряженном тепловом режиме. Первоначально использовались кварцевые капилляры, позднее – вольфрамовая спираль, графит, пирографит, окись алюминия и окись бериллия (бериллиевая керамика). Как правило, используется водяное охлаждение.

ЛПМ накачиваются тлеющим разрядом (десятки миллиампер). Активной средой ЛПМ является пар химического элемента, не существующего в газовой фазе в нормальных условиях. Пары металлов возбуждаются в буферном газе, обычно в гелии, поэтому ряд параметров ЛПМ близок к параметрам гелий-неоновых ОКГ. Название «ЛПМ» не является строгим, так как используются не только пары металлов: Se, J и Te. Далее рассмотрим самых распространенных представителей (по одному из каждого класса). В конце главы дана также краткая информация о ЛПМ на парах меди.

4.1. ЛАЗЕРЫ НА ИОНАХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В однократно ионизированном аргоне наблюдается непрерывная генерация примерно на 20 переходах в диапазоне от 0,4371 до 1,0923 мкм. Десять наиболее распространённых линий приведены на рис. 4.1. Максимальная мощность излучения соответствует переходу

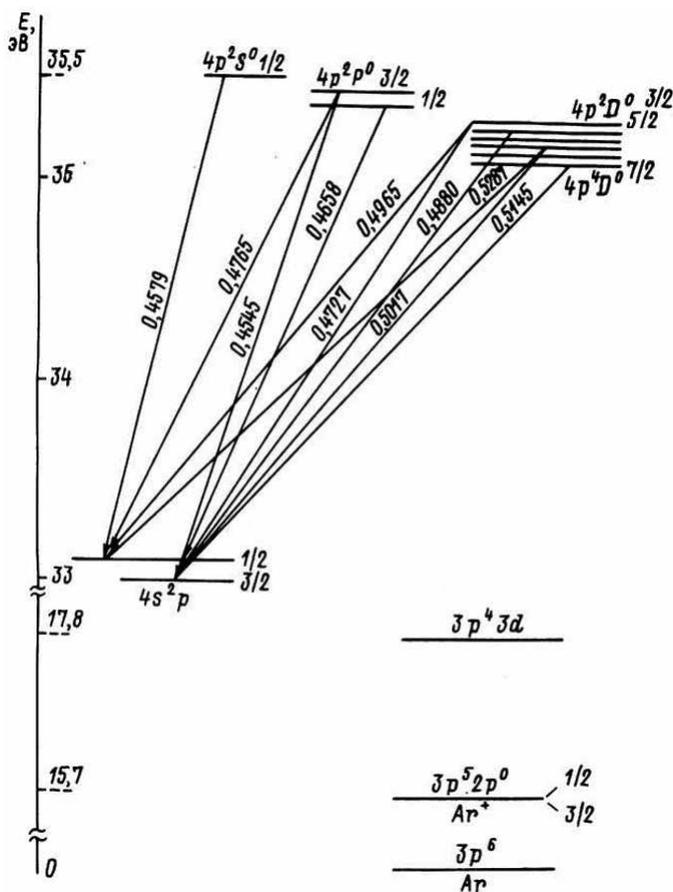


Рис. 4.1. Уровни энергии аргона. Стрелками указаны лазерные переходы

дам $4p2D^{\circ}_{5/2} - 4s^2p_{3/2}$ (0,4880 мкм) и $4p4D_{5/2} - 4s^2p_{3/2}$ (0,5145 мкм).

В результате соударений с электронами атомы аргона ионизируются, т. е. переходят на основной уровень иона Zr^5 (рис. 4.1).

Второй этап соударений с электроном приводит к заселению возбужденных уровней иона. Эффективные сечения возбуждения верхних и нижних лазерных уровней примерно одинаковы, но времена жизни верхних уровней на порядок больше, что обеспечивает инверсию населенностей. С нижних уровней ион возвращается в основное состояние с испусканием излучения 0,072 мкм. Кроме этого процесса, который, по-видимому, является основным, возможно заселение верхних уровней через метастабili Zr_43d и более высоколежащие уровни. Найден закон подобия для аргоновых лазеров: $P=10^{-5}jV$, где P – мощность излучения, (Вт); j – плотность тока, (А/см²); V – объем разряда, (см³). Усиление не зависит от диаметра и может достигать 70 %/метр. Ширина доплеровского контура (при температуре ионов более $(3 \cdot 10^3 - 10^4)$ К) составляет 3–10 ГГц.

В большинстве случаев аргоновый лазер помещается в продольное магнитное поле с целью увеличения времени пребывания иона в разряде. Первоначально магнитное поле применялось для увеличения мощности излучения лазера. Позднее выяснилось, что при оптимальных условиях разряда магнитное поле не увеличивает мощность излучения. В продольном магнитном поле возрастает КПД лазера. В первых аргоновых лазерах он составлял 0,05 %. С ростом тока разряда мощность растет (ограничения, свойственные гелий-неоновому лазеру, отсутствуют), растет и КПД. Предельное значение последнего

Таблица 4.1

Характеристики ионных лазеров дугового разряда (1985 г.)

Лазер	Длина волны, мкм	Мощность излучения, мВт	Расходимость излучения, угл. мин	Срок службы, ч	Габариты излучателя, мм
ЛГ-51	0,48–0,51	10	4	1000	390×175×150
ЛГ-69	0,45–0,51	2000	3	400	1250×190×230
ЛГ-106	0,48–0,51	1000	3	100	1040×290×275
ЛГ-106М-1	0,48–0,51	1000	1	5000	1040×290×275

Окончание табл. 4.1

Лазер	Длина волны, мкм	Мощность излучения, мВт	Расходимость излучения, угл. мин	Срок службы, ч	Габариты излучателя, мм
ЛГ-109	0,48	1000	6	300	670×320×130
ЛГН-402	0,45–0,51	4000	5	2000	1105×330×240
ЛГН-404	0,46–0,51;	1000	5	3000	1150×250×240
ЛГН-502	0,6471 0,45–0,51	2000	10	2000	1105×330×240
ЛГН-503	0,45–0,51;	1000	10	5000	1105×330×240
ЛГН-505	0,4880 0,4880; 0,5145;	3000	4	2000	1710×255×232
ЛГН-508	0,6471 0,45–0,51	2400	4	10000	1165×220×195

Таблица 4.2

Параметры отечественных аргоновых лазеров (1990 г.)

Марка	Длина волны (мкм)	Мощность (мВт)	Ресурс (час)	Габариты излучателя (мм)	Масса (кг)
ЛГН 503	0,4880	1,0	2000	1100×330×228	50
ЛГН 502	0,4579-0,5145	2,0	2000	1100×330×228	50
ЛГН 402	->	4,0	2000	1100×330×228	50
ЛГН 406	->	5,0	2000	1150×310×260	75
ЛГН-511	->	10	5000	1800×220×195	55
ЛГН-512	0,45-0,48-0,51	1	5000	1800×220×195	55
ЛГН-513	0,3510	0,25	2000	1800×220×195	55
ЛГН-514	0,4880	0,025	5000	550×170×144	8

может достигать 7 %. Практически достигнут КПД менее 1 %.

В табл. 4.1 приведены параметры ГРЛ на ионах инертных газов, выпускавшихся в 1985 г. В табл. 4.2 приведены параметры отечественных аргоновых лазеров, а в табл. 4.3 – зарубежных лазеров, выпускавшихся к 1990 г. Все приборы имеют водяное охлаждение. В книге [1] описаны более ранние модели.

Таблица 4.3

Параметры зарубежных аргонных лазеров (1990 г.)

Марка	Длина волны (мкм)	Мощность (мВт)	Ресурс (час)	Габариты излучателя (мм)	Масса (кг)
Cyronics-2002	0,4579–0,5145	5	10.000	Ø67×343	2,3
Spectra Physics-162	0,48;0,51	10	11.000	330×126×166	4,8
Cyronics-2001-20SL	0,48	20	11.000	310×140×213	5
Lexel 65-05	0,4579–0,5145	50	4.000	511×140×196	11
Lexel 65-1	0,4579–0,5145	100	4.000	511×140×196	11
Lazer Ionic-545	0,4579–0,5145	250	4.000	Ø110×660	8
Spectra Physics 2020	0,4579–0,5145	5000	4.000	1285×241×201	68

При плотности тока более 1000 А/см² может наблюдаться снижение мощности на однократно ионизированном аргоне и появляться генерация на двукратно ионизированном аргоне в диапазоне 0,3340–0,3638 мкм, наиболее интенсивная линия – на 0,3511 мкм. На ней работает ЛГН-513. Обширная библиография по аргонным ОКГ дана в книге [2].

В таблице 4.4. приведены приборы головного производителя в стране. Уровень шумов (до 30 % в первых приборах) в современных приборах снижен до 2–3 %. Другим ионным ГРЛ на инертных газах является криптоновый лазер. Непрерывная генерация на однократно ионизированном криптоне, наблюдается в диапазоне

Таблица 4.4

Параметры отечественных аргонных лазеров (2008 г.)

Марка	Наполнение	Спектральный состав	Мощность излучения, Вт, не менее	Поляризация	
ЛГН-512	0.4579 мкм	Ar	ТЕМ ₀₀	1	100:1
	0.4880 мкм	Ar	ТЕМ ₀₀ /одночастотный	5 / 2	100:1
	0.5145 мкм	Ar	ТЕМ ₀₀ /одночастотный	5 / 2.5	100:1
	0.4579 – 0.5145 мкм	Ar	ТЕМ ₀₀	12	100:1

Марка		Наполнение	Спектральный состав	Мощность излучения, Вт, не менее	Поляризация
ЛГН-513	0.3511 мкм	Ag	TEM ₀₀	0.25	100:1
	0.3638 мкм	Ag	TEM ₀₀	0.25	100:1
	0.3344 – 0.3511 мкм	Ag	TEM ₀₀	1	100:1
Д-20	0.4579 – 0.5145 мкм	Ag	TEM ₀₀ / TEM _{mn}	15 / 20	100:1
	0.4880 мкм	Ag	TEM ₀₀ / TEM _{mn} / одночастотный	4 / 6 / 2.5	100:1
	0.5145 мкм	Ag	TEM ₀₀ / TEM _{mn} / одночастотный	6 / 7 / 3	100:1
Д-5К	0.6764 мкм	Kr	TEM ₀₀	1	100:1
	0.6471 мкм	Kr	TEM ₀₀ / одночастотный	3 / 1	100:1
	0.6471 – 0.6764 мкм	Kr	TEM _{mn}	5	100:1
Д-5АК	0.4762 – 0.6764 мкм	Ar+Kr	TEM _{mn}	6	100:1
М-951	0.4579 – 0.5145 мкм	Ag	TEM _{mn}	10	100:1
М-951К	0.6471 – 0.6764 мкм	Kr	TEM _{mn}	4	100:1
М-951АК	0.4579 – 0.6764 мкм	Ar+Kr	TEM _{mn}	4	100:1

0,4619–0,8690 мкм примерно на 20 линиях. Примерно 80 % интенсивности приходится на линию 0,6471 мкм. Далее по интенсивности следуют 0,6764 и 0,5682 мкм.

У нас выпускались криптоновые лазеры ЛГН404Б (0,6–1 Вт в ди-

Таблица 4.5

Отечественные криптоновые лазеры

Модель	GS-5K	GS-3K	GS-2KM	GS-1K
Длина волны, мкм	0,647; 0,674 (ЦП) 0,647 (П)	0,647; 0,674 (1,111) 0,647 (П)	0,647; 0,674	0,647
Поляризация	TEM ₀₀ 1:100(1,11) TEM _{mn} 1:100(111)	TEM ₀₀ 1:100(1,11) TEM _{mn} 1:100(111)	TEM _{mn} 1:1	TEM ₀₀ 1:100
МММ паст	5,0(1)	3,0(1)	—	0,5 (1)
в многомодовом режиме	5,0(111)	3,0(111)	1,5	
в одночастотном режиме	1,0(11)	0,5(11)	—	0,2(11)
Диапазон рабочих температур, °С	+ 5...+35	+ 5...+35	+ 5...+35	+ 5...+35
Напряжение питания, В	380В 50Гц	380В 50Гц	380В 50Гц	380В 50Гц
Исполнение:	С1 (1,11) МВ (Ш) 40 кг	С1 (1,11) МВ (Ш) 40 кг	МВ 40 кг	С1(1,Н)
Размеры излучателя, мм	215×200×1800(1,11) 240×210×1800(111)	215×200×1600(1,11) 330×230×1350(111)	330×230×1100	230×230×115 230×230×1350 (11)
Охлаждение	водяное	водяное	водяное	водяное
Цена, у.е.	от 21 200	от 13 600	6 500	от 4 800

Примечание: МВ – моноблок интегрированный источник питания, С1 – общепромышленный источник питания

апазоне 0,64–0,68 мкм), ЛГН502 (0,3 Вт 0,6764 мкм) и ЛГН-508 (см. таблицу 4.1). В настоящее время круг криптоновых лазеров расширился (таблица 4.5).

4.2. ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Наиболее распространенным среди лазеров на парах металлов является гелий-кадмиевый лазер. Он обеспечивает генерацию более чем на десяти переходах в диапазоне 0,32–0,63 мкм, самый мощный имеет длину волны 0,4416 мкм. Диаграмма уровней энергии приведена на рис. 4.1. К.п.д. He-Cd ОКГ составляет, как и у He-Ne, сотые доли процента. Давление паров металлов обеспечивается нагревом активного элемента извне, катодным распылением или электрофорезом. Накачка осуществляется разрядом постоянного тока, импульсами либо ВЧ – разрядом.

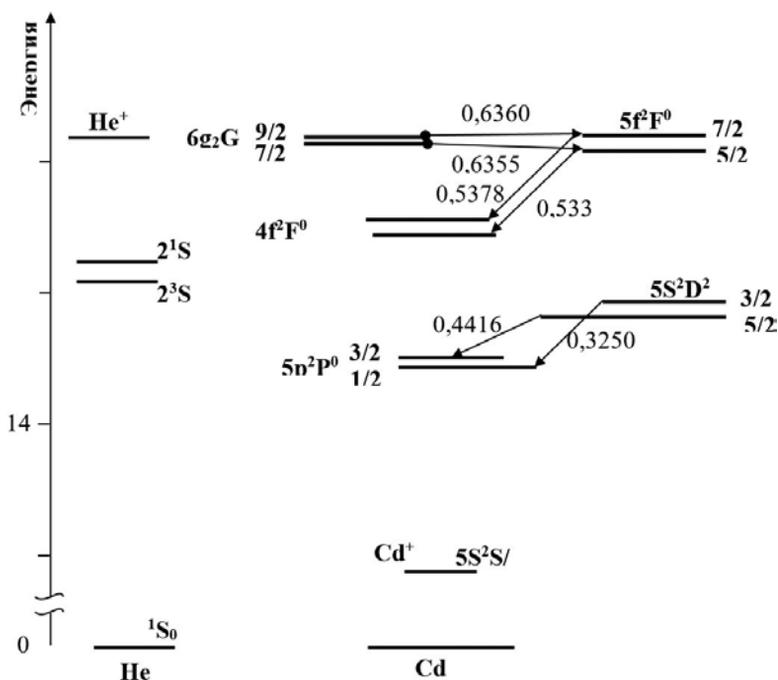


Рис. 4.2. Уровни энергии, участвующие в работе гелий-кадмиевого лазера

Максимальная мощность получена при использовании изотопа кадмия-114. Ширина контура люминесценции этого изотопа на 0,4416 мкм составляет 2200 МГц, максимальная мощность, которая получена на этой длине волны, – примерно 150 мВт с одного метра длины активной среды. На длине волны 0,3250 мкм – примерно на порядок меньше. Еще более слабая генерация наблюдается на длинах волн 0,5337; 0,5378; 0,6355; 0,6360 мкм. В таблицах 4.7 и 4.8 даны параметры некоторых отечественных и зарубежных приборов данного типа, выпускавшихся в прошлом веке. Аналогичные таблицы в [1, 3]

Таблица 4.7

Характеристики отечественных промышленных гелий-кадмиевых лазеров (1990 г.)

Лазер	Длина волны, мкм	Мощность излучения, мВт	Срок службы, ч	Габариты излучателя (блока питания), мм
ЛГ-61	0,4416	60	2000	1910×290×290 (600×420×230)
ЛГ-62	0,4416	120	2000	1910×290×290 (600×420×230)
ЛГ-63	0,4416	8	1000	500×110×80 (376×180×280)
ЛГ-70	0,4416	40	2000	1000×290×290 (600×420×230)
ЛГН-504	0,3250	15	2000	1910×299×290 (600×420×230)

Таблица 4.8

Параметры зарубежных гелий-кадмиевых лазеров (1990 г.)

Марка	Мощность (мВт)	Расходимость излучения (мрад)	Ресурс (час)	Габариты излучателя (мм)	Масса (кг)
Liconix 4205	5	0,6	5.000	472×152×114	4
Omnichrome 45G-105	10	2	10.000	663×∅110	5
Liconix 4214	14	0,5	10.000	663×89×140	5
Liconix 4220	30	0,5	4.000	1030×154×125	9,8
CDR8SG	80	1,5	5.000	1920×260×200	42

дополняют представленную здесь информацию более ранними приборами.

Следующим по распространённости ЛПМ является гелий-селеновый лазер. Первоначально непрерывная генерация зафиксирована более чем на 20 переходах селена в диапазоне от 0,4604 до 0,6535 мкм [3]. На основе этого прибора также создан «белый» лазер. В 1970-е годы генерация была получена в более широком интервале: от 0,4467 до 1,26 мкм. Эти переходы начинаются с уровней, которые почти совпадают с основным состоянием иона гелия. Основным процессом возбуждения ионов селена в гелии является переразрядка. Оптимальное давление паров селена $5 \cdot 10^{-3}$ Торр (0,66 гПа), гелия – вдвое-втрое больше, чем в лазере на парах кадмия. Наибольшее усиление (4,5–5,5 %/м) – на линиях 0,5176 и 0,5228 мкм, на остальных линиях – 1–3 %/м. Выходная мощность излучения – одного порядка с гелий-кадмиевым лазером. Плотность тока и расход металла – в 2–3 раза больше, чем в гелий-кадмиевом. Токсичность селена ограничивает его применение.

Среди других ионных ГРЛ тлеющего разряда с непрерывной генерацией следует отметить лазеры на парах цинка, ртути, олова, кальция, стронция и т. д. Работа He-Zn-лазера протекает аналогично работе He-Se-лазера [4]. Генерация наблюдалась в диапазоне 0,4912–0,7758 мкм (около десятка переходов). Максимальное усиление (2 %/м) на переходах 0,7479 и 0,7588 мкм. На первом из них оптимальные давления паров металла и гелия примерно те же, что и в гелий-кадмиевом лазере. Температура нагревателя 300° С. На втором диапазоне давлений шире: 5–4 Торр (66–530 Па) для гелия, 10^{-3} – 10^1

Таблица 4.9

Параметры отечественных гелий-кадмиевых лазеров (2008 г.)

Марка	Мощность излучения, мВт, типичная	Спектральный состав	Поляризация	Диаметр луча, мм, не более	Расходимость, мрад, не более
ГКЛ-50В	60	ТЕМ ₀₀	линейная	1,6	0,9
ГКЛ-60В(И)	80	ТЕМ ₀₀	линейная	1,6	0,9
ГКЛ-70ВМ(И)	100	ТЕМ _{mn}	1:1	2,0	2,5
ГКЛ-100В	100	ТЕМ ₀₀	линейная	2,1	0,9
ГКЛ-100В(И)	150	ТЕМ ₀₀	линейная	2,1	0,9

Торр (0,13–13 Па) для цинка. Аналогичен механизм лазера на парах олова. Основные линии – 0,6453 и 0,6844 мкм. Усиление составляет 3–4 %/м, оптимальные давления паров олова $1,5 \cdot 10^{-3}$ Торр (0,2 Па) ($T = 1\,000^\circ\text{C}$) и гелия ~ 8 Торр (10,6 гПа). С современным состоянием лазеров на парах стронция и кальция можно ознакомиться в работах [5–7]. Общее состояние большинства ЛПМ на начало 2010 года хорошо представлено в работе [8]. В таблице 4.9 приведены параметры некоторых гелий-кадмиевых лазеров, выпускаемых головным производителем сегодня.

4.3. ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕДИ

Инверсия населенностей в лазерах данного типа образуется на самоограниченном переходе с первого резонансного уровня $4p$ на метастабильный $4s_2$. Генерация получена лишь в импульсном режиме, так как инверсия населенностей существует за счет [9] различных скоростей возбуждения верхнего и нижнего рабочих уровней и через несколько наносекунд исчезает по мере заселения метастабильного уровня. Для осуществления непрерывной генерации необходимо удалять метастабильные из резонатора, например, быстрой прокачкой газа.

Для обеспечения достаточного давления паров меди активный элемент необходимо прогревать до 1500°C . Это достигается внешним нагревом либо самонагревом разрядом при высокой частоте следования импульсов. К концу 1996 г. промышленностью выпускались медные лазеры с частотой следования 15–20 кГц. Добавки водорода позволяют повысить частоту следования. Имеются сообщения о работе на частоте следования сотни кГц и более [10].

Буферным газом обычно служит неон (давление десятки Торр). Плотность тока достигает 100 А/см^2 при диаметре разряда несколько сантиметров. Наряду с медью используются и ее соединения (бромид меди, например). Температура стенок разряда при этом снижается. Сужая импульс накачки за счет сокращения длительности переднего фронта импульса (серьезные требования к генератору накачки), удалось достичь средней мощности излучения 200 Вт/м . КПД приблизился по разным оценкам к 2–3 %.

Генерация обычно идет на обеих линиях одновременно, коротковолновая – более интенсивна. Для получения вторых гармоник наря-

ду с кристаллами КДР и АДР используют более прозрачный в УФ-диапазоне кристалл ВВО. КПД преобразования более 10 %, имеются сведения о 40 % в импульсе. Применяют неустойчивый резонатор. Энергетически выгоднее работать на суммарной частоте с длиной волны 0,2712 мкм.

Таблица 4.10

Отечественные промышленные лазеры на парах меди (1996 г.)

Параметры	Кулон-СМ	Кристалл-М	Кристалл-ДМ	Кристалл-ДМ32	Кристалл-ДМ32С
Диаметр и длина АЭ, мм	0,7; 11	2,0; 80	2,0; 110	3,2; 110	3,2; 140
Объем активной среды, см ³	4,2	250	350	880	1120
Мощность излучения, Вт	2,0	37	45	55	45
Частота следования, кГц	15—20	10,5	10,5	10,5	10,5
Мощность выпрямителя, кВт	0,65	3,5	4	5,5	5,8
КПД АЭ, %	0,55	1,73	2,0	1,9	1,75
Удельная мощность, вводимая в АЭ, Вт/см ³	10,0	10,4	8,5	4,0	3,5
Давление неона, Торр	600	250	180	150	100
Миним. наработка, ч	1000	800	750	500	500
Срок сохраняемости, лет	6	12	12	5	1
Габариты, мм	330 X ø84				

Лазер на парах меди во многих приложениях вытесняет аргоновый, так как не требует водяного охлаждения. Параметры серийных приборов приведены в табл. 4.10.

Приборы на парах меди и золота (2016 г.) приведены в таблице 4.11.

Таблица 4.1.1
Основные параметры нового поколения промышленных огневых саморазогревных АЭ серии «Кристалл» (2016 г.)

[11]

Параметр	Модель							
	ГЛ-205А	ГЛ-205Б	ГЛ-205В	ЛТ-50Сu-D	ЛТ-75Сu	ЛТ-100Сu	ЛТ-ГЛ-205Г	
Лазерная среда	Пары меди							
Длина волны излучения, нм	510,6; 578,2							
Давление буферного газа Ne, мм рт. ст.	250	180	150	120	100	90	200	
Диаметр разрядного канала, мм	20	20	32	32	45	45	20	
Длина разрядного канала, мм	930	1230	1230	1520	1230	1520	930	
Объем активной среды, см ³	250	350	900	1200	1800	2200	250	
Частота повторения импульсов (ЧПИ): оптимальная рабочий диапазон, кГц	10-12 8-20	10-12 8-20	9-12 8-20	9-12	9-11	9-11	14-17 10-20	
Средняя мощность излучения (при оптимальной ЧПИ), Вт: режим генератора режим усилителя	30-35 40-45	40-45 55-60	50-55 70-75	60 80	74 97	90 117	4-6 -	
Соотношение мощностей излучения*	1:1	1:1	1:1	1:1	1:1	1:1	-	
Длительность импульсов излучения, нс	25-30	25-30	30-35	30-35	35	35	15-20	
Расходимость излучения с плоским резонатором, мрад	4	3	5	4	6	5	4	
Расходимость излучения с телескопическим неустойчивым резонатором, мрад	0,07-0,1							
Мощность, потребляемая от выпрямителя ИП, кВт	2,9-3,1	3,6-3,8	4,5-4,7	5,7	6,6	9,0	3,3-3,5	
Время готовности (при оптимальной потребляемой мощности), мин	60	60	80	80	100	100	60	
Минимальная (гарантируемая) наработка, ч	>1500							
Срок службы не менее, ч	3000							
	>1000							
	2000							
	>500							
	1000							

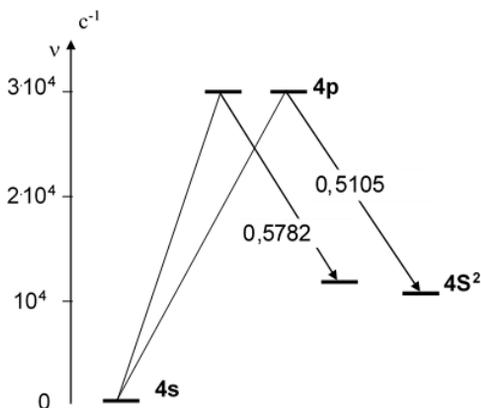


Рис. 4.3. Уровни энергии, участвующие в работе лазера на парах меди

Рабочие уровни – на рис. 4.3.

Работа над ионными лазерами продолжается [12–22]. Изучается свертислучение при различных типах накачки. Продолжается разработка усилителей яркости на парах металлов. Исследуется формирование инверсии в лазерах на парах стронция. Установлен ряд закономерностей, присущих лазерам на парах стронция. Изучаются новые

лазеры с РПК на парах металлов. Исследуется многоцветное излучение в ЛПМ. Улучшаются энергетические характеристики ЛПМ, прежде всего на парах меди. Повышается чувствительность усилителей на парах бромида меди и на парах хлорида марганца. Исследуется лазер на парах бромида меди с источником многоступенчатого заряда накопительного конденсатора. Разработаны новые лазеры на парах натрия с индукционным нагревателем. Получена генерация на нескольких линиях в видимом и ИК диапазонах на парах атомов и ионов европия. Приводятся результаты исследования характеристик лазеров на парах галогенидов меди, марганца, свинца, а также их сплавов с внутренним реактором. Конструкции газоразрядных трубок лазеров оснащались несколькими вариантами генераторов галогенов, отличающиеся способом подачи галогена в активную среду. Результаты показывают, что по своим характеристикам такие системы не уступают стандартным лазерам на парах галогенидов металлов. По аналогии с ними установлено положительное влияние водородосодержащих добавок на выходные характеристики исследуемых лазеров. Моделируются ВЧ усилителей яркости с пониженным энергозатратом в разряд. Сегодня максимальные частоты следования импульсов накачки для активных сред на парах металлов составляют 700 кГц для CuBr-лазера и 1 МГц – для лазера на парах стронция. Данные частоты достигаются при работе активной среды в режиме генератора. Одним из перспективных направлений использования

данного типа сред является построение на их основе активных оптических систем [21]. В данном случае активная среда работает в режиме сверхизлучения (режим усилителя яркости). При этом максимальная частота следования импульсов излучения достигнута для активной среды на парах бромида меди и составляет 200 кГц [22]. Необходимы детальные исследования процессов в плазме активных сред при высоких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 263 с.
2. Донин В.И. Мощные ионные газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1991. 206 с.
3. Иванов В.А., Привалов В.Е. Применение лазеров в приборах точной механики. СПб.: Политехника, 1993. 2015 с.
4. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 254 с.
5. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: РФФИ, 1998. 544 с.
6. Soldatov A.N., Sabotinov N.V., Latush E.L., Chebotarev G.D., Vuchkov N.K., Yudin N.A. Strontium and Calcium Vapour Lasers. Sofia: Prof. Marin Drinov Academic Publishing House, volume 1, 2013. 292 p.
7. Soldatov A.N., Sabotinov N.V., Latush E.L., Chebotarev G.D., Vuchkov N.K., Yudin N.A. Strontium and calcium vapour lasers. Sofia: Prof. Marin Drinov Academic Publishing House, volume 2, 2014.
8. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов. Томск: Издательство Томского политехнического университета, 2010. 273 с.
9. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди. М.: Физматлит, 2005. 312 с.
10. Солдатов А.Н. Многоволновые лазеры с наносекундной длительностью импульсов генерации в парогазовых активных средах // Известия ВУЗов. Физика. 2010. т. 53, № 5/2. С. 91.
11. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. и др. // Труды XXIV Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2016». Новороссийск, 2016. С. 7.
12. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.
13. Иванов И.Г. Ионный лазер на парах серебра с одновременным излучением в УФ, видимой и ИК областях спектра // Труды XXIX Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2021». Новороссийск, 2021. С. 55

14. Ryazanov F.V., Ivanov I.G., Privalov V.E. About Creation of Population Inversion in Mixture Inert Noble Gas and Vittal Vapor // *Optical Memory and Neural Networks*. 2014. V.23, № 3. P. 177–184
15. Иванов И.Г. Ионный лазер с РПК на парах серебра с одновременным многоцветным излучением // Труды XXX-ой Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2022». Новороссийск, 2022. С. 74
16. Кулагин А.Е., Торгаев С.Н., Мусоров И.С., Евтушенко Г.С. Высокочастотный усилитель яркости на парах металлов // Труды XXX-ой Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2022». Новороссийск, 2022. С. 71
17. Чеботарев Г.Д. Моделирование процессов формирования инверсии на переходах SrII в рекомбинационном режиме накачки. // Труды XXX-ой Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2022». Новороссийск, 2022. С. 72
18. Филонов А.Г., Шиянов Д.В. Масштабирование накачки лазера на парах европия // Труды XXX-ой Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2022». Новороссийск, 2022. С.87
19. Шиянов Д.В., Суханов В.Б., Евтушенко Г.С. Лазеры на парах галогенидов металлов с внутренним реактором // Труды XXX-й Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2022». Новороссийск, 2022. С. 88
20. Прокопьев В.Е., Сокоиков В.Г., Солдатов А.Н. и др. Сверхизлучение на переходах в основное электронное состояние атомов, ионов и молекул при оптической и газоразрядной накачке реактором // Труды XXX-ой Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2022». Новороссийск, 2022. С.37
21. *Methods and Instruments for Visual and Optical Diagnostics of Objects and Fast Processes.* / Ed. Gennadiy Evtushenko. Nova Publishers, 2018. 236 p.
22. Musorov I.S., Torgaev S.N., Evtushenko G.S. A CuBr-Based Brightness Amplifier with a Repetition Frequency of Superradiance/Amplification Pulses up to 200 kHz // *Technical Physics Letters*. 2021. V. 47, No 9. P. 862–865.

Наиболее распространенными молекулярными лазерами являются генераторы на окислах углерода. Их накачка осуществляется тлеющим разрядом. Остальные молекулярные лазеры пока мало используются в точных измерениях. Если рассмотренные ранее атомарные лазеры характеризуются низкой мощностью и низким КПД (порядка 10^{-4}), то молекулярным ГРЛ свойственны большая мощность (десятки кВт в непрерывном режиме) и самый высокий КПД (десятки процентов). В отличие от атомарных ГРЛ мощность и КПД этих лазеров не зависят от диаметра активного элемента. Указанные лазеры (на углекислом газе и окиси углерода) работают на колебательно-вращательных переходах в основном электронном состоянии. Механизмы колебательного возбуждения молекул в обоих лазерах подобны, но механизмы создания инверсии населенностей существенно отличаются. Эти отличия связаны с особенностями трех- и двухатомных молекул.

5.1. ЛАЗЕР НА ДВУОКСИ УГЛЕРОДА

В первом CO_2 -лазере получена генерация на 13 линиях вблизи 10 мкм при мощности 1 мВт. В дальнейшем в разряд начали добавлять азот и гелий. Это позволило резко повысить усиление и получить на 10,6 мкм в метровых трубках диаметром несколько сантиметров при токе 50 мА (напряжение существенно выше, чем в атомарных лазерах) мощность 50 Вт (КПД 10 %). Излучение лазера лежит в окне прозрачности атмосферы.

CO_2 -лазер обеспечивает генерацию более чем на 130 линиях, которые практически перекрываются (с ростом давления) в диапазоне от 9,1 до 11,3 мкм, и более редкий набор линий от 13,1 до 17,4 мкм [1–5].

Есть основания считать, что диапазон непрерывной перестройки CO_2 -лазера расширится от 9,1 до 12,5 мкм. Появились сообщения о генерации такого лазера в диапазоне 4,38–4,47 мкм при накачке другим CO_2 -лазером в полосе 11 мкм лазера на CO_2 : давление углекислого газа – 3 Торр (4 гПа), азота – 3 Торр (4 гПа), гелия – 20 Торр (26 гПа); ток разряда 10–20 мА; напряжение на разряде 5–10 кВ, что на порядок выше, чем в гелий-неоновом лазере. При понижении давления примерно в 3–5 раз оптимальный ток разряда может вырасти до 200 мА. Давление гелия, как правило, не бывает ниже 5 Торр (6,5 гПа). Кроме охлаждения и девозбуждения гелий облегчает существование тлеющего разряда. Обычно осуществляется охлаждение стенок трубки водой, если смесь не прокачивается через разряд. Наиболее интенсивная генерация в молекуле CO_2 наблюдается в полосах $00^{\circ}1 \rightarrow 10^{\circ}0$ на переходах $P(18)$, $P(20)$, $P(22)$ (10,6 мкм) и $00^{\circ}1 \rightarrow 02^{\circ}0$ R-ветвь (9,6 мкм). Иногда отмечается R-ветвь 9,3–9,4 мкм. Для этих переходов характерно, что время жизни верхних уровней больше, чем время жизни нижних. Возбуждение верхнего рабочего уровня осуществляется электронами. При добавлении азота эффективность возбуждения резко повышается за счет ударов второго рода. Дефект энергии между уровнем $\nu = 1$ молекулы N_2 и верхним рабочим уровнем CO_2 намного меньше, чем у аналогичных уровней He и Ne и поэтому удобнее записать в обратных сантиметрах (18 см^{-1}). Напомним порядок величин: $1 \text{ эВ} = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ Гц} \sim 8000 \text{ см}^{-1}$. Добавка азота на порядок повышает мощность излучения. Кроме того, азот обладает более высокой теплопроводностью, чем CO_2 , и облегчает теплоотвод. Рабочие уровни энергии представлены на рис. 5.1.

Еще более эффективный теплоотвод осуществляет гелий. Положительно влияет добавка ксенона. Переход в основное состояние с обоих нижних уровней идет через уровень $01^{\circ}0$ (соударения с гелием или парами воды). Опустошение нижнего уровня осуществляется в основном за счет указанных столкновений, роль стенок незначительна. Поэтому первоначально использовались трубки диаметром 10–100 мм, что облегчает тепловой режим и увеличивает объем активной среды (соответственно, мощность излучения и срок службы). Характерные параметры маломощного отпаянного CO_2 -лазера приведены в таблице 5.1.

Рекомендуется охлаждение жидким азотом до 200°K . Предотвращение разогрева CO_2 необходимо, чтобы избежать теплового заселе-

Таблица 5.1

Характеристики промышленных CO₂-лазеров 10,6 мкм)

Модель	Мощность излучения, Вт	Расходимость излучения, угл. мин.	Срок службы, ч.	Габариты излучателя, мм
ЛГ-17	25	15	300	1150×315×160
ЛГ-22	30	30	500	1600×240×190
ЛГ-23	1	15	500	650×200×192
ЛГ-25	25	10	500	1367×162×176
ЛГ-30	5	7	750	955×292×185
ЛГ-43	50	20	5000	1835×200×254
ЛГ-74	2	15	500	560×150×140
ЛГ-187	15	30	300	1600×300×300
ИЛГН-7701	60	20	5000	1786×130×185
ИЛГН-7705	3	20	10000	650×195×190

ния уровня 01°0. Обнаружено уменьшение температуры CO₂-разряда примесями высокомолекулярных соединений SnCl₄, CCl₄, Fe(CO)₅, MoF₆ (около 5 %). Усиление, вопреки мнению о незначительной роли радиуса трубки, определяется примерно таким же соотношением, как и для излучения гелий-неонового лазера с длиной волны 3,39 мкм $G_0 = 10^{-2}r_0$). Оно составляет для $r_0 = 6$ мм, примерно такую же величину, как для 3,39 мкм (180 %/м). Зависимость от r_0 объясняется следующим образом. Инверсия населенностей изменяется, как $1/r_0$. При малых r_0 , если сохранять процентный состав смеси и соблюдать соотношение $pr_0 = 20$ мм·Торр, усиление не зависит от r_0 . При давлениях меньших 10 Торр (13 гПа) (т. е. $r_0 > 2$ мм) для поддержания оптимальной инверсии населенностей в соответствии с законами подобия будет выполняться требование об уменьшении r_0 . Кроме того, при большом r_0 усложняется теплоотвод из центра разряда через охлаждаемые стенки. В связи с этим на практике очень большие диаметры не встречаются. Промышленностью выпускаются лазеры на углекислом газе (таблица 5.1). Особенностью лазера ЛГ-43 является двуханодная трубка. Лазер ЛГ-74 имеет систему стабилизации частоты. Все приведенные лазеры являются отпаянными. Одним из препятствий при создании отпаянных приборов является диссоциация углекислого газа электронами разряда. Диссоциации препятствуют большое коли-

чество гелия и добавки, способствующие окислению окиси углерода. Такой добавкой (1 %) служат пары воды.

В технике обычно используют отпаянные CO_2 -лазеры, мощность их не более нескольких десятков Вт. Для увеличения мощности излучения используют прокачку смеси (продольную и поперечную), это облегчает борьбу с диссоциацией и перегревом CO_2 . Дальнейшее повышение мощности CO_2 -лазера достигается поперечным возбуждением (ТЕА-лазеры) и переходом от газоразрядных систем к газодинамическим. В приборостроении ОКГ такого типа обычно не используются.

Ширина доплеровского контура линий CO_2 -лазера составляет примерно 50 МГц. Легко обеспечивается одночастотный режим. Уширение от давления не превышает 6 МГц/Торр.

Для CO_2 -лазера при комнатной температуре верно соотношение $\gamma_{\text{аб}} = 7,6(X_{\text{CO}_2} + 0,7X_{\text{N}} + 0,6 X_{\text{He}}) p$, МГц, где X – доля каждого газа в смеси; p – полное давление смеси, Торр. Линии CO_2 -лазера можно считать однородно уширенными при давлении смеси менее 25 Торр (33 гПа). При давлении 10 Торр (14 кПа) вращательные линии прекроются в пределах одной ветви колебательной полосы. Широкие области плавной перестройки частоты достаточно обеспечиваются при давлениях вдвое меньших. В качестве отражателей в CO_2 -лазерах используют дифракционные решетки, чтобы исключить одновременную генерацию многих линий.

Уже в атомарных лазерах, где в окнах используют стекло и кварц, встречаемся с необходимостью на длинах волн более 4–5 мкм переходить на другую оптику. В лазерах на углекислом газе использовали окна из NaCl , KCl , KBr , ZnSe , BrF_2 , CdF_2 , CaF_2 . Постепенно их вытеснили более устойчивые к атмосферным воздействиям германий и арсенид галлия.

Причина низких КПД у большинства ГРЛ заключается в следующем. Энергия верхнего уровня составляет обычно более 20 эВ, энергия фотона индуцированного излучения порядка 1 эВ, то есть лишь 5 % энергии, поглощенной активной средой, преобразуется в полезное излучение. Кроме того, для возбуждения верхнего уровня могут использоваться лишь быстрые электроны (обычно наиболее вероятная энергия в тлеющем разряде составляет около 5 эВ), на долю которых приходится 5–10 % всей энергии, затрачиваемой электронами в разряде. Следовательно, учет только этих факторов обуславливает

КПД менее 0,5 %. Существует еще ряд факторов, благодаря которым КПД у большинства ГРЛ менее 0,01–0,1 %.

Молекулярные лазеры выгодно отличаются от других ГРЛ. У молекулы CO_2 энергия верхнего уровня 0,28 эВ, а энергия фотона – 0,12 эВ. Поскольку энергия большинства электронов больше 0,28 эВ, возбуждение происходит довольно эффективно. У первых CO_2 -лазеров КПД составлял несколько процентов, у современных доходит до 30 %.

5.2. ЛАЗЕР НА ОКИСИ УГЛЕРОДА

CO -лазер во многом подобен CO_2 -лазеру, он отличается только механизмом создания инверсии населенностей из-за ангармонизма двухатомной молекулы и диапазона длин волн (от 5,0869 до 6,6632 мкм) [6]. В этом диапазоне генерация осуществляется в непрерывном режиме более чем на 200 переходах. Самые мощные линии находятся в интервале от 5,0 до 5,4 мкм. 70 % всей мощности лазера находится в диапазоне 5,1559–5,3069 мкм. По мощности излучения в непрерывном режиме CO -лазер существенно уступает лазеру на углекислом газе (до 1 кВт с быстрой прокачкой), но имеет самый высокий КПД среди ГРЛ: около 50 % при обычной схеме питания, более 60 % при возбуждении электронным пучком.

Благодаря особенности получения инверсии в окиси углерода, теретический КПД может превышать 90 %.

Одно из самых важных условий успешной работы лазера на окиси углерода – охлаждение смеси, поэтому наряду с азотом в смеси присутствуют гелий, кислород, ксенон, аргон. Лазер на окиси углерода еще не получил столь широкого распространения, как лазер на углекислом газе. Однако высокие КПД и мощность излучения, возможность работы в диапазоне 5–6,6 мкм открывают перед ним большие перспективы. Предполагают, что диапазон длин волн CO -лазера расширится до 8 мкм.

Промышленность долгое время выпускала CO -лазер ИЛГН-706, работающий в диапазоне длин волн 5,3–5,6 мкм.

Молекулярные лазеры работают на различных веществах (около сотни типов). Большинство из них работает только в импульсном режиме. В непрерывном режиме работают лазеры на H_2O (мощность

до 10 мВт на 28,8 и 118 мкм), на HCN (мощность до 1 Вт на 311 и 337 мкм), на N₂O (мощность до 10 Вт на 10,2 и 11 мкм).

5.3. ВОЛНОВОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

При уменьшении диаметра разрядной трубки усиление в большинстве ГРЛ растет. Имеют место два ограничивающих фактора: с уменьшением диаметра трубки затрудняется горение разряда и растет падение напряжения на разряде. Уменьшение апертуры ведет к росту дифракционных потерь. Последние в тонких трубках (диаметр 2 мм и менее) для ТЕМ мод растут быстрее, чем усиление. Это является серьезным, на первый взгляд, препятствием на пути создания лазера с тонким капилляром. Однако стеклянный капилляр является диэлектрическим волноводом, в котором при показателе преломления стекла менее 2 минимальными потерями обладает волна типа ТМ₁₁. Затухание для видимого диапазона в диэлектрическом волноводе диаметром 1 мм составляет менее $2 \cdot 10^{-3}$ дБ/м. Экспериментально получено пропускание около 80 % излучения для параллельного пучка света. Для волны ТМ₁₁ в капилляре диаметром 0,4 мм (длина 300 мм) получено пропускание 98 % при оптимальном согласовании поля в капилляре с основной модой ТЕМ_{0q} поля в обычном открытом резонаторе (длина волны 0,63 мкм). Следовательно, есть основания считать, что один из отмеченных ограничивающих факторов не является решающим на пути создания лазера с таким тонким капилляром. Что касается второго фактора – устойчивость разряда в тонком капилляре, – то пока это решается высокочастотной или комбинированной накачкой: постоянный ток (1–2 мА) и ВЧ (10–20 Вт). Устойчивость разряда ограничивается возникновением реактивных колебаний (см. главу 2), дальнейшее изучение которых позволит обеспечить стабильную работу на постоянном токе, что уже достигнуто для капилляров диаметром до 1 мм.

Другая проблема, связанная с разрядом в тонких трубках, – изменение давления вдоль разряда даже в тлеющем разряде. Она устраняется, как и в аргоновом лазере, обводным капилляром.

Теперь мы можем представить, как устроен волноводный ГРЛ. В резонатор, настроенный на основной тип колебаний, помещают капилляр. Основной тип колебаний поля резонатора имеет гауссово по-

перечное распределение. ТМ волна имеет радиальное распределение, описываемое функцией Бесселя нулевого порядка и близко к гауссову. Если радиус «пятна поля» резонатора окажется меньше радиуса капилляра, то оба поля хорошо согласуются и может быть обеспечена генерация. Этим определяется выбор длины резонатора, радиуса кривизны зеркала (зеркал), длины и диаметра капилляра. Минимальные потери на согласование указанных полей имеют место при помещении торца капилляра примерно в фокусе зеркала или на расстоянии, несколько меньшее его радиуса.

Первый волноводный лазер был создан на гелий-неоновой смеси. Максимальное усиление в трубке диаметром 0,4 мм достигало 2,7 дБ/м при давлении 7 Торр (9,1 гПа) и соотношении компонент смеси He:Ne = 10:1 для излучения на длине волны 0,63 мкм. Следует учитывать оптимальное соотношение компонент смеси, которое отличается от 5:1. При использовании трубки длиной 30 см удалось получить генерацию на длине волны 0,63 мкм, мощностью 1 мВт (пропускание выходного зеркала 1 %), по измерениям зоны генерации усиление составляло 8,7 %, потери 2,4 %. Зная, что потери на зеркалах (1 % и 0,2 %) и на окнах Брюстера (по 0,1 % на каждом), нетрудно определить, что потери внутри волновода и на концах около 1 %. Малый диаметр капилляра обуславливает большое давление гелий-неоновой смеси. Этот факт и большая интенсивность излучения в волноводе приводят к уширению провала линии 0,63 мкм до 500 МГц при 7 Торр (9,1 ГПа). Появляется конкуренция, облегчающая одномодовый режим. Максимальное усиление для 0,63 мкм может быть получено при радиусе капилляра порядка 0,1 мм. Значения оптимального тока разряда в волноводном режиме в капиллярах (до 50 см) диаметром 1–2 мм на 10–20 % ниже, чем в режиме основной моды.

В гелий-неоновом лазере с длиной волны 3,39 мкм была получена мощность излучения 0,5 мВт при коэффициентах отражения зеркал порядка 10 %. Параметры резонатора – длина более 1 м, радиус кривизны обоих зеркал – 50 см. Параметры трубки: длина 15 см, диаметр 0,5 мм, наполнение 7 Торр (9,1 ГПа), соотношение компонент смеси 5,5:1. Усиление составило 170 дБ/м. Исследовались также резонаторы с зеркалами большей кривизны. Из-за сильной конкуренции двухмодовый режим при межмодовом расстоянии менее 100 МГц неустойчив. Наблюдается сильное затягивание частоты генерации, обусловленное дисперсией активной среды.

В гелий-ксеноновом волноводном лазере (длина волны 3,5 мкм) получено усиление 10^3 дБ/м. Использовались капилляры диаметром 0,25 мм и длиной 25 мм. Работа велась на малых токах, минимальный устойчивый ток 0,5 мА при падении напряжения на разряде 10^3 В. Давление смеси, соответствующее указанному усилению (как и везде выше – ненасыщенному), составляло около 6 Торр (7,8 гПа). Соотношение He:Xe = 3:1. При увеличении длины трубки (5 см и более) усиление спонтанного излучения вызывало чрезмерное насыщение.

Волноводные лазеры на углекислом газе были созданы, чтобы обеспечить плавную перестройку частоты в широком диапазоне, а не более высокое усиление, как в атомарных лазерах. В обычных CO₂-лазерах плавная перестройка частоты при низких давлениях смеси возможна в интервале 50–80 МГц. В волноводных CO₂-лазерах при повышенных давлениях интервал перестройки может превышать 1,5 ГГц. Используются капилляры диаметром 1–6 мм из стекла, окиси алюминия и бериллия при давлениях порядка 1 атм; усиление составляет десятки дБ/м, снимаемая плотность мощности – десятки Вт/см³. Работы разных лет позволяют оценить прогресс в этой области. Почти одновременно появились волноводные СО-лазеры, один из них обеспечивал мощность 1 Вт при длине 140 мм и диаметре 2 мм ($p = 80$ Торр, т. е. 104 гПа).

Резонаторы волноводных лазеров имеют свои существенные особенности. Наличие тонкого капилляра открывает два новых аспекта, связанных с активной средой: новые свойства колебаний в разряде (см. главу 2) и обострение радиального распределения инверсии населенностей. Волноводные ГРЛ характеризуются большими усилением и диапазоном перестройки частот, чем ГРЛ с большим диаметром разряда. Это дает возможность создавать лазеры длиной несколько сантиметров. Для резонатора такой длины легче обеспечить максимальную пассивную стабилизацию, чем для резонатора 20–50 см, в которых каждое зеркало живет собственной жизнью. Большое давление газа в волноводных ГРЛ обеспечивает высокую воспроизводимость параметров излучения и одномодовый режим. Хорошо изложен материал по волноводным лазерам в препринтах [7–9].

Работы с CO₂-лазерами продолжаются (см., например, [10–11]). В начале главы отмечалось, что молекулярные лазеры мало применяются в измерениях. CO₂-лазеры являются исключением [12], что мы подробнее рассмотрим в следующей главе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ищенко Е.Ф., Климов Ю.М. Оптические квантовые генераторы. М.: Сов. Радио, 1968. 470 с.
2. Елецкий. А.В., Смирнов Б.М. Физические процессы в газовых лазерах. М.: 1980. 150 с.
3. Витteman В. CO₂-лазер. М.: Мир, 1990. 258 с.
4. Айхлер Ю., Айхлер Г.-И. Лазеры. Исполнение, управление, применение. М.: Техносфера, 2008. 438 с.
5. Борейшо А.С., Ивакин С.В. Лазеры: устройство и действие. СПб.: Лань, 2016. 304 с.
6. Алейников В.С., Масычев В.И. Лазеры на окиси углерода. М.: Радио и связь, 1990. 312 с.
7. Проценко Е.Д., Корнилов С.Т. Волноводные газовые лазеры. М.: МИФИ, 1987. 39 с.
8. Очкин В.Н. Волноводные газовые лазеры. М.: Знание, 1988. 63 с.
9. Кузнецов А.А., Кюн В.В., Леонтьев В.Г. и др. Целевые волноводные CO₂-лазеры. М.: ФИАН, 1995. 22 с.
10. Бодров А.И., Кюн В.В., Шлыкова С.П. и др. О суперпозиции мод в волноводных CO₂-лазерах с U-образным резонатором // Труды XXVI Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2018». Новороссийск, 2018. С. 17–18.
11. Усольцева А.В. Задание режимов лазерной обработки биоматериалов // Труды XXVI Международной конференции «Лазерно-информационные технологии-2018». Новороссийск, 2018. С. 52-53.
12. Капралов В.П., Привалов В.Е. Стабилизированные CO₂-лазеры // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77, № 6. С. 968-984

Уникальные свойства лазерного излучения заключаются, в первую очередь, в его когерентности. Когерентное излучение может обеспечить только стабилизированный ОКГ. Оно характеризуется прежде всего временной когерентностью (монохроматичностью), т.е. минимальной шириной линии излучения. Предельно достижимая ширина (естественная) может достигать у гелий-неонового ОКГ 10^{-3} Гц.

Различают стабилизацию мощности излучения лазера и стабилизацию частоты. Пассивные методы стабилизации являются предварительными. Основными являются активные методы стабилизации. Стабилизируя мощность, мы уменьшаем нестабильность частоты и наоборот. Но в целом это разные задачи, которым посвящено много работ (например, [1–3]). В указанных книгах дана обширная библиография прошлого века по данному вопросу. В прошлом веке были достигнуты многие показатели, близкие к теоретическому пределу. Поэтому в этом веке публикаций по данной тематике меньше. Однако работа продолжается. Книга [4] содержит новые сведения в этой области.

Промышленность не выпускает стабилизированных по мощности гелий-неоновых лазеров. Обычно это делают лабораторными способами. Но каждый частотно-стабилизированный гелий-неоновый лазер имеет высокую стабильность мощности излучения.

6.1. ПРИНЦИП СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Стабилизация частоты может осуществляться по внутренним и внешним реперам. К внутренним реперам относят характерные точки контура мощности излучения. Если внутри резонатора находится

только активный элемент, такими реперами являются вершина контура усиления и провал Лэмба. При наличии поглощающей ячейки в резонаторе на контуре мощности излучения появляются еще пики, соответствующие обращенным провалам Лэмба из-за поглощения. Внешними реперами могут быть соответствующие пики при наличии ячейки или интерферометра.

На рис. 6.1 представлена простейшая функциональная схема стабилизации частоты. Подавая постоянное напряжение на пьезокерамику, настраиваем резонатор на центр провала Лэмба. Подавая переменный сигнал на пьезокерамику, обеспечиваем девиацию (модуляцию) частоты излучения лазера по контуру (внутри провала Лэмба) на 10^5 – 10^6 Гц. При нулевой расстройке, как видно из рисунка, модуляция интенсивности излучения минимальна и осуществляется с удвоенной частотой. Соответственно, с фотоприемника на усилитель поступает слабый сигнал удвоенной частоты, на входе и выходе синхронного детектора управляющий сигнал равен нулю. При уходе частоты лазера с центра провала Лэмба (под действием возмущающих факторов) переменный сигнал с частотой модуляции на выходе фотоприемника возрастает, проходит избирательный усилитель и поступает на вход синхронного детектора; появляется управляющий сигнал, подаваемый наряду с сигналом модуляции на пьезокерамику. Длина последней изменяется, вместе с ней меняется длина резонатора. Система обрабатывает величину и знак рассогласования, возвращая рабочую точку в центр провала. Ширина провала Лэмба ($\Delta = 0,63$ мкм) состав-

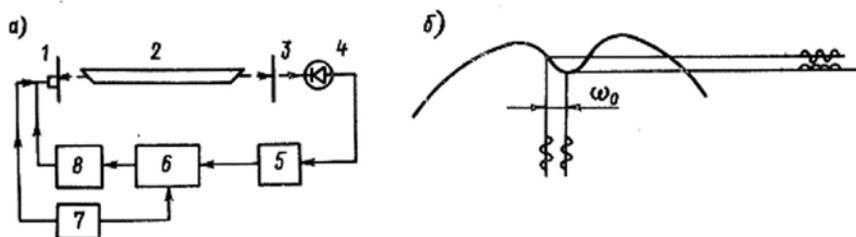


Рис. 6.1. Стабилизация частоты по провалу Лэмба: а – функциональная схема системы стабилизации; б – формирование сигнала на фотоприемнике при настройке на центр провала Лэмба и при расстройке 1 – зеркало с пьезокерамикой; 2 – активный элемент; 3 – выходное зеркало; 4 – фотоприемник; 5 – избирательный усилитель; 6 – синхронный детектор; 7 – генератор; 8 – усилитель постоянного тока (УПТ) и интегратор

ляет 100–200 МГц ($P = 1,5\text{--}3$ Торр, 2–4 гПа). При хорошей системе АПЧ можно обеспечить нестабильность частоты излучения $10^{-8}\text{--}10^{-9}$. Однако уход центра провала с давлением (13–20 МГц/Торр) не позволяет обеспечить погрешность воспроизведения частоты ниже, чем 1×10^{-8} . Кроме того, зависимость положения вершины контура усиления от геометрии активного элемента, обусловленная, по-видимому, электрофорезом, не позволяет рассчитывать на высокую воспроизводимость от прибора к прибору.

В случае малой мощности излучения или двухизотопной смеси в гелий-неоновом лазере провал перестает наблюдаться. Характерной точкой для стабилизации является вершина контура. Поскольку она более плоская, чем «дно» провала Лэмба, стабилизация осуществляется менее эффективно.

6.2. ПРОМЫШЛЕННЫЕ СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Отечественная промышленность выпускала различные модели частотно-стабилизированных гелий-неоновых лазеров. Эволюцию можно проследить по книгам [1–4]. В начале нынешнего века выпускались 3 модели (см. таблицу 6.1).

Таблица 6.1

Промышленные стабилизированные гелий-неоновые ОКГ (0,63 мкм)

Модель	Мощность, мВт	Нестабильность частоты за 8 ч	Ресурс, ч	Габаритные размеры излучателя, мм	Масса излучателя, кг
ЛГН-212	0,2	$5 \cdot 10^{-8}$	5 000	392×182×133	6,0
ЛГН-302	0,5	$4 \cdot 10^{-9}$	10 000	320×96×121	3,2
ЛГН-303	1,0	$1 \cdot 10^{-9}$	10 000	330×36	0,7

Указанные модели выпускаются много лет и постоянно модернизируются (см., например, [5]).

Лазер ЛГН-303 является одночастотным прибором. ЛГН-302 работает в двухчастотном режиме. Ранее оба прибора имели два корпуса, один – излучатель, другой – блок электроники. Несколько лет назад появился ЛГН-303М с одним корпусом. С 2008 года и ЛГН-302

выпускается с одним корпусом (рис. 6.2). Блок-схема лазера ЛГН-303 представлена на рис. 6.3. Приборы ЛГН-302 и 303 являются родственными. Размеры излучателя одинаковы, поэтому оба работают в режиме генерации двух частот. 8



Рис. 6.2. Общий вид ЛГН-302

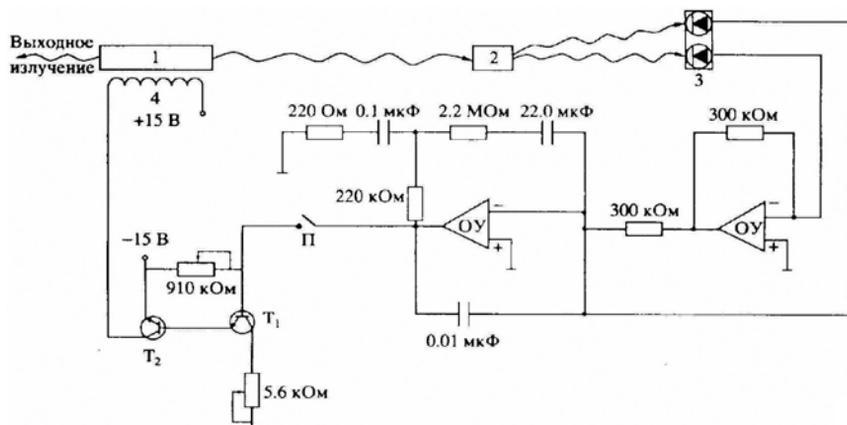


Рис. 6.3. Упрощенная схема лазера ЛГН-303: 1 – излучатель; 2 – селектор поляризаций; 3 – фотодиод ФД – 19КК; 4 – подогреватель; ОУ – операционный усилитель К544УД1А; Т₁ – транзистор КТ361 А; Т₂ – транзистор КТ815Б; П – переключатель

В 2007 году появилась уменьшенная модель ЛГН-304 [6]. Данные модели не являются последним словом техники. Более стабильными являются лазеры, стабилизированные по естественным реперам. Рассмотрим их в разделе 6.3.

6.3. ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЕ ЛАЗЕРЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ В ЙОДЕ

Гелий-неоновые лазеры, стабилизированные по насыщенному поглощению в йоде и метане, подробно описаны в ряде книг (например, [1–3]). В указанных книгах представлена обширная библиография. Данные лазеры регламентированы в качестве эталонных в соответствии с определением единицы длины-метра 1983 года [7, 8]. Они обеспечивают воспроизводимость длины волны (частоты) в одиннадцатом – четырнадцатом знаках. Перечисленные лазеры применяются и в других эталонах, поскольку без стабилизации частоты точные измерения, как правило, невозможны. Модели, разработанные в этом веке, описаны в работах [9, 10].

Кратко остановимся на He-Ne/ I_2 -лазере. Йод-127 имеет в видимом диапазоне около миллиона линий поглощения. На каждую лазерную линию неона в данном диапазоне приходится довольно много линий йода. Каждая линия имеет свою сверхтонкую структуру (15 или 21 компоненту). Ячейка с йодом помещается внутри резонатора, частота лазера настраивается на одну из линий йода, поэтому при работе лазера на его энергетической характеристике появляются пики поглощения, которые значительно лучше воспроизводятся, чем вершина доплеровского контура неона. Эти пики и являются частотными реперами. В зоне генерации He-Ne/ I_2 -лазера может размещаться до десятка пиков поглощения в йоде. Стабилизация осуществляется по одному из них. Общая картина сверхтонкой структуры йода (СТС) на фоне линии излучения неона видна на рис. 6.4.

He-Ne/ I_2 -лазеры не выпускаются серийно промышленностью. Но некоторые модели выпускались опытными партиями в Ленинграде и Минске в 1980-е годы. Их параметры приведены в таблице 6.2.

На рис. 6.5–6.8 представлены функциональные схемы лазеров из табл. 6.2.

Гелий-неоновые лазеры, стабилизированные по насыщенному поглощению в йоде, входят в состав первичных эталонов единиц различных физических величин в развитых странах. Среди них находятся и первичные эталоны единицы длины – метра. На эти эталоны замыкается наибольший объем измерений, проводимых в мире. В на-

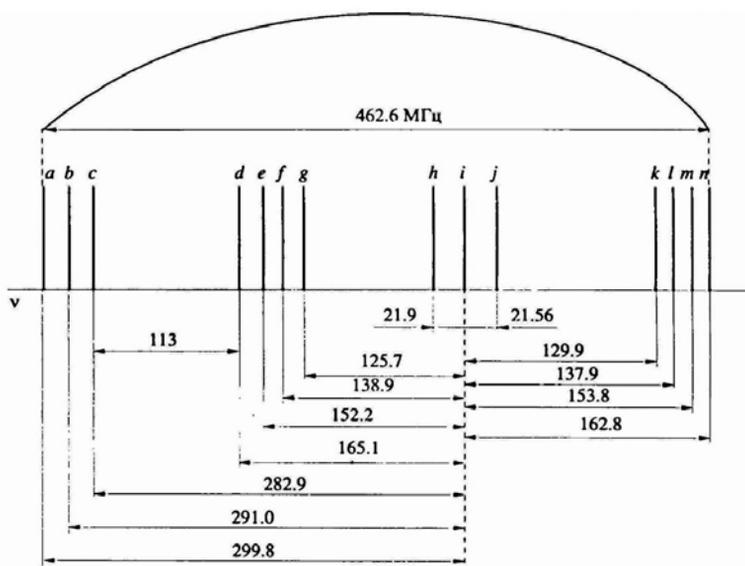


Рис. 6.4. Схема расположения СТС компонент линии R(127)11-5 йода-127 относительно контура излучения He³-Ne²⁰-смеси

Таблица 6.2

Основные параметры лазеров типа «Стандарт»

Модель	Погрешность воспроизведения частоты от включения к включению	Ширина линии, кГц	Мощность излучения, мВт
«Стандарт-460»	$1,2 \cdot 10^{-11}$	6000	0,06
«Стандарт-У»	$2 \cdot 10^{-11}$	6000	0,1
«Стандарт-5»	$1 \cdot 10^{-11}$	300	0,5–2
«Стандарт-5М»	$1 \cdot 10^{-11}$	20	1–5

шей стране лазеры этого типа в прошлом веке входили в состав трех первичных эталонов.

Необходимо более подробно остановиться на лазерах «Стандарт-5» и «Стандарт-5М». Лазеры, стабилизированные по насыщенному поглощению в йоде – например, «Стандарт-У», – имеют уникальные для стабилизированных гелий-неоновых лазеров видимого диапазона значения относительной нестабильности и воспроизводимости частоты, порядка 10^{-11} – 10^{-12} и 10^{-10} – 10^{-11} соответственно. Одна-

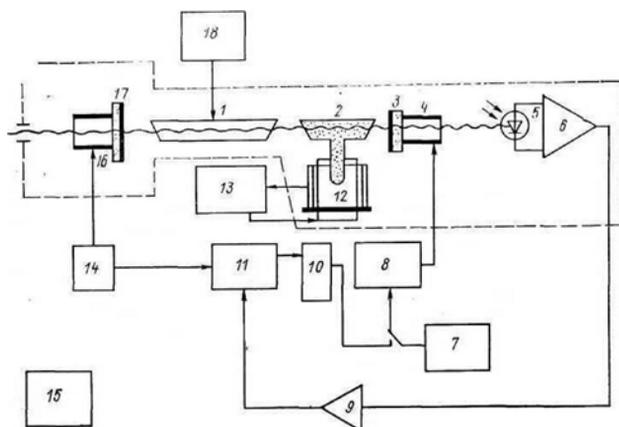


Рис. 6.5. Функциональная схема лазера «Стандарт-460» (штриховой линией обозначены элементы, расположенные в излучателе): 1 – активный элемент; 2 – поглощающая ячейка; 3 и 17 – зеркала резонатора; 4 – пьезокорректор; 5 – фотоприемник; 6 – предусилитель; 7 – генератор пилообразного напряжения; 8 – УПТ; 9 – усилитель 3f; 10 – фильтр; 11 – синхронный детектор; 12 – электротермобатарея с термодатчиком; 13 – блок стабилизации температуры; 14 – генератор; 15 – блок питания АПЧ; 16 – пьезомодулятор; 18 – блок питания активного элемента

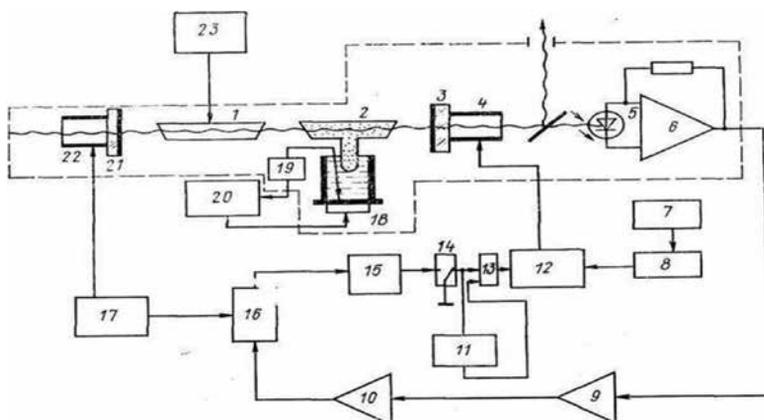


Рис. 6.6. Функциональная схема лазера «Стандарт-У»: 1 – активный элемент; 2 – поглощающая ячейка; 3 и 21 – зеркала; 4 – пьезокорректор; 5 – фотоприемник; 6 – предусилитель; 7 – блок управления (поиск-захват); 8 – генератор пилообразного напряжения; 9 – усилитель 3f; 10 – согласующий каскад; 11 – интегратор; 12 – УПТ; 13 – сумматор; 14 – переключатель; 15 – фильтр; 16 – синхронный детектор; 17 – генератор $f - 3f$; 18 – электротермобатарея СЗ-4; 19 – блок термодатчика; 20 – блок термостабилизации; 22 – пьезомодулятор; 23 – блок питания активного элемента

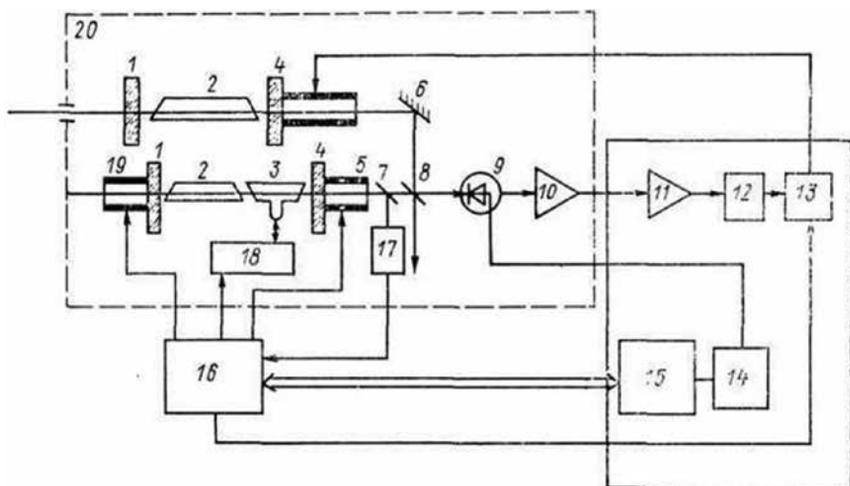


Рис. 6.7. Функциональная схема лазера «Стандарт-5»: 1 и 4 – зеркала, 2 – активный элемент, 3 – поглощающая ячейка, 5 – пьезокорректор, 6 – поворотное зеркало, 7 и 8 – полупрозрачные пластины, 9 – фотоприемник, 10 – широкополосный усилитель, 11 – согласующий каскад, 12 – преобразователь частоты, 13 – блок привязки мощного канала, 14 – генератор, 15 – блок индикации и автоматики, 16 – блок управления опорного лазера, 17 – фотоприемник, 18 – терморегулятор отрезка, 19 – пьезомодулятор, 20 – излучатель, 21 – блок питания

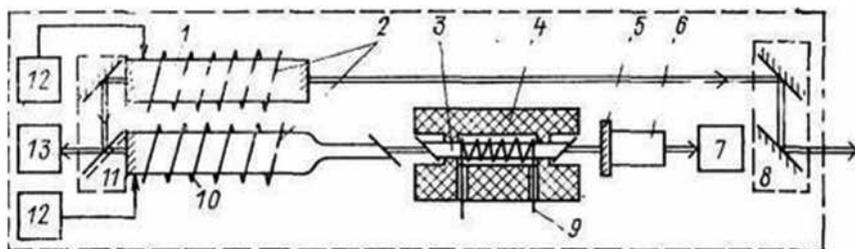


Рис. 6.8. Функциональная схема лазера «Стандарт-5М»: 1 – излучатель ЛГН-208; 2, 9 – нагревательные обмотки; 3 – поглощающая ячейка; 4 – теплоизолятор; 5 – зеркало резонатора лазера; 6 – пьезокорректор; 7 – фотоприемник сигнала; 8 – схема вывода выходного излучения; 10 – излучатель с одним окном Брюстера; 11 – схема гетеродинамирования частот лазеров; 12 – блоки питания нагревательных обмоток; 13 – фотоприемник сигнала метки нулевых биений

ко их выходная мощность невелика и варьируется в пределах 100 – 400 мкВт, в зависимости от качества оптики и режима работы, что значительно ограничивает сферу применения этих приборов.

Нами разработана модель He-Ne/I₂¹²⁷ лазера, превосходящая по своим параметрам все перечисленные выше приборы. Основная идея прибора заключается в том, что в корпусе излучателя размещаются He-Ne/I₂¹²⁷ лазер, мощный лазер, схема гетеродинирования и схема синхронизации частот мощного и йодного лазеров. Автоподстройка частоты мощного лазера производится по нулевой девиации частотно-модулированного излучения He-Ne/I₂¹²⁷ лазера, поэтому выходное излучение мощного лазера остается немодулированным с характерной технической шириной линии 20 кГц и менее в зависимости от типа используемого активного элемента. В качестве активного элемента последнего может быть использована трубка с внутренними зеркалами длиной от 240 до 450 мм. При этом выходная мощность может находиться в диапазоне от 2 до 6–8 мВт. Соотношение сигнал-шум на выходе ФПУ схемы гетеродинирования порядка 50 в полосе 700 кГц, что обеспечивает синхронизацию частоты мощного лазера по йодному практически без потери точности. Подстройка длины активного элемента мощного лазера может производиться как тепловым методом, так и с помощью пьезокорректора.

Лазеры «Стандарт-460» и «Стандарт-У» имеют большую техническую ширину линии излучения (несколько МГц), которая обусловлена девиацией частоты излучения лазера, необходимой для работы системы автоподстройки частоты (АПЧ). Среднее значение частоты этих лазеров может принимать только дискретные значения, определяемые положениями сверхтонких компонент в спектре поглощения йода. Это ограничивает возможности применения указанных лазеров в физических исследованиях. В данном сообщении описывается лазерная система, которая обладает стабильностью и воспроизводимостью частоты излучения, характерными для He-Ne/I₂-лазеров, но имеет значительно меньшую техническую ширину линии излучения и допускает плавную регулировку частоты излучения. Эта система является по существу аналогом генератора стандартных сигналов в оптическом диапазоне.

На рис. 6.9 представлена блок-схема описываемой системы. Она содержит опорный лазер 1, в качестве которого использовался He-Ne/I₂-лазер типа «Стандарт-460М» [2], и немодулированный лазер 2. Излучения лазеров 1 и 2 направлялись на фотокатоды фотоумножителей (ФЭУ) 3 и 4. На ФЭУ 3 осуществлялось динамическое преобразование частоты сигнала биений: на катод ФЭУ подавался сигнал с гене-

ратора 5, вследствие чего на коллекторе ФЭУ-3 присутствовал сигнал с частотой, равной разности частот сигнала биений и генератора 5. Частота генератора измерялась частотомером 6. Сигнал с коллектора ФЭУ 3 поступал в систему АПЧ 7, которая поддерживала частоту генерации лазера 2 такой, что среднее значение частоты сигнала биений было равно частоте генератора. В результате регулировка частоты генератора позволяла менять величину частотной расстройки лазеров. ФЭУ 4, усилитель 8, анализатор спектра 9 и частотомер 10 были предназначены для наблюдения спектра биений лазеров 1 и 2 и для контроля частоты биений.

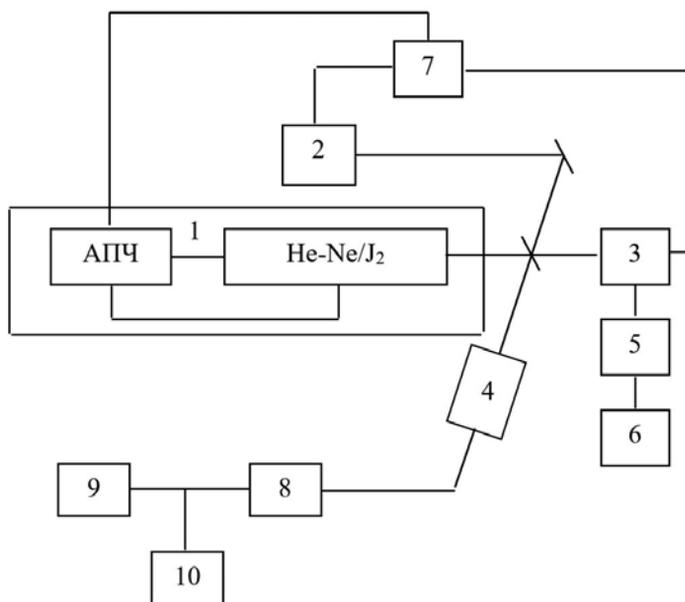


Рис. 6.9 Блок-схема системы без девиации частоты: 1 – He-Ne/J₂-лазер; 2 – опорный лазер; 3, 4 – ФЭУ; 5 – генератор; 6, 10 – частотомеры; 7 – система АПЧ; 8 – усилитель; 9 – анализатор спектра

Блок-схема системы АПЧ представлена на рис. 6.10. В этой системе реализована идея частотного дискриминатора, предложенная авторами работы [3]. Входной сигнал через фильтр верхних частот 7, усилитель 2 и фильтр нижних частот 3 поступал на амплитудный детектор 4. Фильтр 1 исключал паразитную амплитудную модуляцию входного сигнала на частоте модуляции длины резонатора опорно-

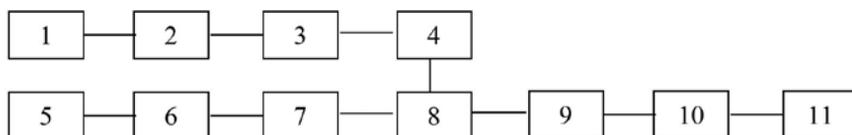


Рис. 6.10. Блок-схема системы АПЧ: 1 – фильтр верхних частот; 2,7 – усилители; 3 – фильтр нижних частот; 4 – амплитудный детектор; 5 – предварительный усилитель; 6 – фазовращатель; 8 – синхронный детектор; 9 – интегратор; 10 – усилитель постоянного тока; 11 – пьезокерамический цилиндр

го лазера. Фильтр 3 формировал радиоимпульсы, соответствующие моментам времени, когда частота опорного лазера была достаточно близка к сумме частот немодулированного лазера и генератора. Видеоимпульсы, полученные в результате амплитудного детектирования, поступали в качестве управляющего сигнала на синхронный детектор 8. На вход синхронного детектора через предварительный усилитель 5, фазовращатель 6 и усилитель 7 поступал из системы АПЧ лазера «Стандарт-460М» синусоидальный сигнал с частотой, равной частоте модуляции длины резонатора этого лазера. Напряжение сигнала ошибки подавалось через интегратор 9 на усилитель постоянного тока 10, далее на пьезокерамический цилиндр 11, на котором было укреплено одно из зеркал резонатора немодулированного лазера.

Крутизна дискриминационной характеристики на выходе синхронного детектора составляла около 2×10^{-7} В/Гц, скважность видеоимпульсов на выходе амплитудного детектора была равна 0.5. Резонатор немодулированного лазера, образованный плоским и сферическим ($R=1$ м) зеркалами, имел длину 0,38 м. Использовался активный элемент типа ТЛГ-2-П. Мощность излучения немодулированного лазера в одномодовом режиме составляла более 0,5 мВт. Для определения стабильности и воспроизводимости частоты немодулированного лазера были проведены серии измерений частоты биений этого лазера и лазера «Стандарт-460М».

Длительность каждой серии, содержащей по 150 измерений, составляла 30 мин. СКО серий не превышало 3 кГц при времени усреднения $\tau = 1$ с и 1 кГц при $\tau=10$ с. Максимальная величина частоты биений при этих измерениях определялась частотными свойствами ФЭУ 4. Отклонение среднего значения частоты сигнала биений от значения частоты генератора не превышало 3 кГц.

Измерения нестабильности интервалов между видеоимпульсами на выходе амплитудного детектора позволяют оценить ширину линии немодулированного лазера. Оценки показывают, что ширина линии, определяемая главным образом уровнем шумов усилителя постоянного тока, не превосходит 200 кГц.

Таким образом, проведенные измерения говорят о том, что стабильность и воспроизводимость частоты излучения немодулированного лазера практически те же, что и у лазера «Стандарт-460М». Даже в простейшем варианте, рассмотренном здесь, техническая ширина линии излучения немодулированного лазера в 30 раз меньше, чем у лазера «Стандарт-460М». Это существенно расширяет возможности применения лазера в спектроскопии и интерференционных измерениях, особенно учитывая более высокую мощность излучения и отсутствие девиации частоты. Используя более совершенные методы привязки немодулированного лазера, можно будет снизить ширину линии излучения еще на несколько порядков и провести исследования процессов, которые сейчас в видимом диапазоне маскируются широкой линией излучения лазера.

В заключении раздела приведем два фото: лазер «Стандарт-У» (вариант 2004 года) в сравнении с лазером 1990г (рис. 6.11) и лазер без девиации частоты (рис. 6.12). На первом фото один и тот же излучатель, отличаются только блоки электроники, но метрологические параметры лазеров одинаковы.



Рис. 6.11. He-Ne/L₂ – лазер 2004 года (слева) и лазер 1990 года



Рис. 6.12. Модель «Стандарт 5М»

Модель «Стандарт 5М», имеет более узкую линию излучения (примерно 20 кГц), не обременённую девиацией частоты. Лазер состоит из блока питания размерами $100 \times 160 \times 250$ мм и массой ~ 2 кг, а также излучателя размерами $170 \times 186 \times 580$ мм и массой ~ 12 кг.

6.4. ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЕ ЛАЗЕРЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ В МЕТАНЕ

До сих пор нами рассматривались только гелий-неоновые лазеры с длиной волны 0.63 мкм. Пики поглощения могут быть много уже провала Лэмба в контуре мощности и лучше воспроизводятся, если поглощающая среда не возбуждена. Поэтому поглощение в невозбужденном газе предпочтительнее, чем поглощение в неоновом разряде. При использовании поглощения на колебательно-вращательных переходах молекул получены лучшие результаты. Молекулярные переходы разнообразнее атомарных, имеют большие времена жизни, позволяют работать при комнатных температурах. Рекордные результаты получены при стабилизации излучения гелий-неонового лазера (3.39 мкм) по поглощению в метане [11].

Вращательно-колебательный переход $P(7)$ полосы метана перекрывается с линией излучения неона 3.3922 мкм (в вакууме) и может быть использован для выделения второй линии излучения неона в этой области – 3.3922 мкм. Указанный переход метана имеет по крайней мере 6 компонент, 3 из которых, наиболее близких вершине

линии излучения неона, приведены на рис. 6.13. Одна из этих компонент $F_2^{(2)}$ отстоит от центра линии излучения неона-20 примерно на 100 МГц. Увеличением давления неона-20 можно добиться их совмещения. Типичная ширина пика мощности, обусловленного поглощением в компоненте $F_2 - 300$ кГц (длина резонатора 1 м, поглощающая ячейка занимает половину резонатора, давление метана 10^{-2} Тор при комнатной температуре). Уменьшая давление до 10^{-3} Тор и температуру до кипения жидкого азота, можно сузить пик в этих условиях примерно вдвое. Контраст пика при этом составляет несколько процентов. В дальнейшем более совершенные методы формирования указанного пика позволили получить ширину 40 кГц и контраст 100 %.

Позднее была обнаружена тонкая структура компоненты F_2 метана, обусловленная ядерным спином молекулы: имеются три компоненты разной интенсивности, отстоящие друг от друга примерно на 11.4 и 14.2 кГц. Разрешение тонкой структуры, уменьшение давления метана до 10^{-5} Тор и увеличение объема взаимодействия излучения с метаном позволили выделять пики шириной 0.5 кГц.

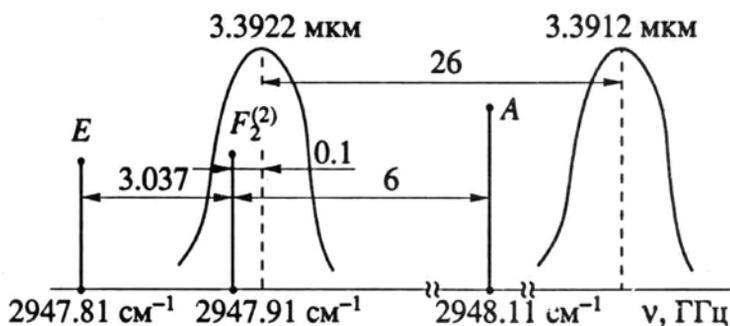


Рис. 6.13. Спектр усиления в неоне и поглощения в метане (3.39 мкм). Значения длин волн, соответствующих вершинам контуров усиления в неоне, даны в вакууме. E, F и A – линии поглощения в метане.

Вращательно-колебательный переход $P(7)$ полосы в метане содержит также компоненту E (3036.671 МГц от F-компоненты), не имеющую тонкой структуры. Но для ее совмещения с вершиной контура усиления неона требуется подстройка частоты гелий-неонового лазера в магнитном поле. Компонента A почти вдвое контраст-

нее компонент F, но отстоит вдвое дальше от $F_2^{(2)}$, чем компонента E (рис. 6.13).

Первые He-Ne/CH₄-лазеры с метановыми ячейками внутри резонатора обеспечивали погрешность воспроизведения частоты 1×10^{-11} . Для увеличения стабильности и воспроизводимости необходимо сузить пики и повысить их контраст. Требуется увеличить оптический путь излучения в метане, уменьшить его давление. Появились He-Ne/CH₄-лазеры с многопроходными ячейками. Повышение контраста позволяет уменьшить давление, т.е. еще сузить пик. Уменьшение давления снижает столкновительные уширения (разрешается тонкая структура метана) и сдвиг. В области давлений 1 мТор величина сдвига 10 Гц/мТор, предельная погрешность воспроизведения частоты снижается до 10^{-14} . Для дальнейшего повышения воспроизводимости необходимо поддерживать температуру ячейки с погрешностью 0.1 °С. При малых давлениях молекула после столкновения изменяет направление движения и уходит из области взаимодействия с полем. Необходимо увеличить диаметр «пятна» генерации в ячейке. Появились телескопические расширители пучка, диаметры пятен возросли от нескольких миллиметров до 10–15 см. Ширина пика сузилась до 500 Гц. Необходимы устранение полевого сдвига, стабильность мощности излучения, устранение возмущений, в том числе в активной среде. Авторы [11] работали с He-Ne/CH₄-лазером, ширина линии излучения которого составляла менее 1 Гц. Для борьбы с возмущениями в активной среде использовались трубки из цилиндрических секций, разделенных сферами.

Использование внешней поглощающей ячейки устраняет влияние поглотителя на параметры излучения лазера, позволяет изменять и контролировать пятно генерации в ячейке.

Воспроизводимость частоты ограничивается сдвигами репера под действием различных факторов. Сдвиги, в конечном итоге, обусловлены давлением и температурой метана, интенсивностью излучения. В табл. 1 приведены сдвиги частоты $F_2^{(2)}$ -компоненты в метане применительно к He-Ne/CH₄-лазеру с телескопическим расширителем лазерного луча для диаметра луча 14 см и параметра насыщения поглощения $k = 0.1$ [11].

Самые низкие в оптическом диапазоне погрешности воспроизведения (1×10^{-14}) и нестабильность (10^{-15} , $t = 100$ с) частоты достигнуты в He-Ne/CH₄-лазере. Использован комплекс из двух лазеров [11].

Один из них – автономный He-Ne/CH₄-лазер. Второй – перестраиваемый лазер с очень узкой линией. Частота последнего привязывается к частоте первого с помощью системы частотно-фазовой подстройки. Этим определяется длительная стабильность. Кроме того, излучение перестраиваемого лазера может быть привязано к центру узкого резонанса, формируемого, например, внешней поглощающей ячейкой. Перестраиваемый лазер с очень узкой линией медленно подстраивается на центр резонанса. При малой ширине репера его интенсивность не велика, что затрудняет достижение высокой кратковременной стабильности и обуславливает необходимость использования такого способа стабилизации. Кроме того, узкий репер не позволяет использовать быстродействующие системы АПЧ. Малая амплитуда пика вынуждает использовать стабилизацию по третьей гармонике частоты опорного генератора системы АПЧ.

He-Ne/CH₄-лазеру посвящено много работ. Фундамент, на наш взгляд, заложен в работах [11–22]. Работа продолжается. Уменьшение публикаций по вышеперечисленным лазерам, по-видимому, связано с приближением к предельно достижимым значениям погрешности воспроизведения частоты излучения.

Рассмотренные нами в главе 6 стабилизированные лазеры в 1980 годах вошли в состав государственного первичного эталона единицы длины – метра (см., например, [23]), государственного первичного эталона единицы температуры – Кельвина, государственного первичного эталона ёмкости – Фарады (все три в ВНИИМ им. Д.И.Менделеева). В 1985 г. Госстандартом СССР был утверждён единый эталон единиц времени, частоты и длины [24], включавший некоторые из рассмотренных в главе лазеров. В состав государственного первичного эталона единицы длины – метра вошёл также аргоновый лазер, стабилизированный по поглощению в йоде (0,514 мкм). Параллельно с созданием новых стабилизированных лазеров работа велась и в смежных областях, например, измерение отношения длин волн 0,63 и 3,39 мкм при одновременной генерации [25], изучение колебаний в разряде лазеров, частоту которых предстояло стабилизировать и т.д. (см., например, главу 2). Были обнаружены «виртуальные» катоды [26–27] в активных элементах ГРЛ, которые провоцировали реактивные и локальные колебания. Возникает естественное предположение, что это может возникнуть и при стратах в разряде. Расчётные модели [28–29] свидетельствуют в пользу этого предположения.

Отдельную тему представляет стабилизированный CO_2 -лазер [30].

Это лишний раз подчёркивает актуальность 6-й главы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в судовых измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1977. 153 с.
2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 263 с.
3. Иванов В.А., Привалов В.Е. Применение лазеров в приборах точной механики. СПб.: Политехника, 1993. 237 с.
4. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.
5. Власов А.Н., Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96, № 3. С. 500.
6. Власов А.Н., Хилов С.И. // Фотоника. 2007. № 5. С. 7.
7. Documents Concerning the New Defenition of Meter // Metrologia. 1984. V. 19, № 4. P. 163.
8. Привалов В.Е. Квантовая электроника и новое определение метра. Л.: Знание. 1987. 32 с.
9. Крылов П.С., Привалов В.Е. // Письма ЖТФ. 2005. Т. 31, № 5. С. 7.
10. Крылов П.С., Привалов В.Е. // Оптический журнал. 2007. Т. 74, № 10. С. 46.
11. Багаев С.Н., Чеботаев В.П. // УФН. 1986. Т. 148, № 1. С. 143.
12. Чеботаев В.П. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9, № 3. С. 453.
13. Багаев С.П., Дмитриев А.К., Чеботаев В.П. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 1160.
14. Захарьянц В.Ф., Клементьев В.М., Чеботаев В.П. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 2241.
15. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В. и др. // Известия АН СССР. Серия физическая. 1982. Т. 46. С. 1573.
16. Алексеев В.А., Басов Н.Г., Губин М.А. и др. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1980.
17. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В. и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 4. С. 702.
18. Губин М.А., Никитин В.В., Никульчин А.В. и др. // Измерительная техника. 1989. № 4. С. 18.
19. Домнин Ю.С., Кошеляевский Н.Б., Татаренков В.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 175.
20. Koshelyaevski N.B., Obuhov A.S., Tatarenkov V.M. et al // Metrologia. 1981. V. 17. № 1. P. 3.
21. Titov A.N. // Opt. Commun. 1988. V. 66, № 4. P. 207.
22. Геликонов В.М., Малькин Г.Б. // Квантовая электроника 1983. Т. 10, № 1. С. 145.
23. Привалов В.Е. Квантовая электроника и новое определение метра. Ленинград: Ленинградская организация общества «Знание» РСФСР, 1987. 32 с.

24. Домнин Ю.С., Кошеляевский Н.Б. Единый эталон единиц времени, частоты и длины. // Измерительная техника. 1986. № 6. С. 5.
25. Капралов В.П., Привалов В. Е. Измерение отношения частот излучения He-Ne-лазера, генерирующего одновременно на 0,63 мкм 3, 39 мкм // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76, № 3. С. 510-511.
26. Привалов В. Е., Скроботова О.М., Фридрихов С.А. // Известия ВУЗов. Физика. 1973. № 1. С. 148.
27. Привалов В.Е. О виртуальных катодах в разряде газового лазера. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77, № 2. С. 307.
28. Привалов В.Е., Санин А.Л. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74, № 5. С. 1009.
29. Привалов В.Е., Санин А.Л. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76, № 3. С. 777.
30. Капралов В.П., Привалов В.Е. Стабилизированные CO₂-лазеры // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77, № 6. С. 968–984.

Практически для любого вида измерений важным условием успешного применения лазеров является высокий уровень стабильности мощности излучения. Степень когерентности излучения лазеров ограничена различными факторами, в частности, нестабильностью параметров излучения: частоты, мощности, диаграммы направленности, поляризационных характеристик. Поэтому повышение стабильности указанных параметров способствует увеличению числа задач, решаемых с помощью лазеров, и эффективности их решения. Стабилизация частоты излучения лазеров осуществляется довольно успешно, чем обусловлен определенный прогресс в прецизионных измерениях. Недостаточная стабильность мощности излучения лазеров сдерживает решение многих научных и прикладных задач. Нестабильность мощности излучения многих серийных лазеров, работающих в непрерывном режиме, составляет единицы-десятки процентов. Существует необходимость иметь непрерывные ОКГ с нестабильностью мощности 0,1–0,5 %. В связи с этим стабилизация мощности излучения лазеров постоянно является предметом пристального внимания разработчиков лазерных приборов [1, 2].

Мощность излучения лазера за выходным зеркалом (считая второе зеркало глухим) может быть представлена выражением

$$P = \pi \cdot \beta \cdot \omega^2 \cdot \tau \left(\frac{2G_0 l}{b + \tau} - 1 \right), \quad (7.1)$$

где β – параметр насыщения, ω – радиус «пятна генерации» на выходном зеркале, G_0 – ненасыщенный коэффициент усиления, τ – пропускание выходного зеркала, b – потери внутри резонатора, l – длина активной среды с G_0 .

Из (7.1) видно, какие параметры определяют нестабильность мощности. За время измерений реально могут измениться G_0 и ω . Напомним, что ω зависит от длины резонатора и λ . Отсюда, в частности,

следует связь нестабильности мощности и частоты. Остальные параметры меняются медленно и определяют дрейф мощности.

7.1. ПАССИВНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пассивные (без внешней обратной связи) методы стабилизации, как правило, одинаково влияют на частоту и энергетические характеристики излучения. Поэтому данный раздел является общим для глав 6 и 7.

Ряд мер по уменьшению нестабильности мощности предпринимается при изготовлении прибора. Они не предусматривают обратной связи, с помощью которой система реагирует на возмущения мощности излучения.

Простейшие пассивные меры должны ослаблять влияние внешних возмущений, в первую очередь, механических и температурных. К ним относится изготовление резонатора из материалов с минимальным коэффициентом температурного расширения и максимальным модулем Юнга. Поэтому резонаторы ОКГ изготавливают из инвара, кварца, ситаллов. Первоначально резонаторы изготавливали целиком из указанных материалов, позднее из них стали выполнять только стержни, соединяющие держатели зеркал. В ряде случаев дешевле использовать сочетание мощного основания с металлической пластиной, высокая теплопроводность которой устраняет неравномерный нагрев отдельных частей резонатора. Ослабление влияния температуры на стабильность длины резонатора достигается также применением термокомпенсаторов – элементов с различными по знаку коэффициентами температурного расширения, используемых вместе со стержнями, соединяющими зеркала. Стабильность резонатора повышают, изолируя указанные стержни; отводя тепло активного элемента за пределы излучателя, минуя стержни.

Повышение стабильности мощности излучения достигается герметизацией оптического тракта, устранением мощности, возвращаемой в резонатор в результате отражения от подложек зеркал и внешних элементов. Росту стабильности мощности излучения способствует не только термостатирование резонатора, но и термостатирование активного элемента. В лазерах на парах металлов (ЛПМ) к

этому добавляется необходимость стабилизировать давление паров в разряде. Для этого измеряют интенсивность спонтанного излучения металла, изменение его интенсивности используется в качестве сигнала ошибки в цепи обратной связи, замыкаемой на нагреватель паров металла. Недостатком метода является погрешность, связанная с пространственной неравномерностью распределения паров металла. В этом методе и далее используются системы автоматической стабилизации тех или иных параметров излучателя. Но поскольку они не стабилизируют непосредственно мощность излучения лазера, мы их рассматриваем среди пассивных методов.

Стабильность мощности излучения газового лазера находится в сильной зависимости от стабильности параметров разряда. Один из основных параметров – ток разряда, возмущения которого модулируют излучение газоразрядного лазера (см. главу 2). Стабилизируя ток разряда, можно повысить стабильность мощности излучения, так как существует корреляционная зависимость между флуктуациями тока и излучения. Стабилизатор тока разряда может быть выполнен с последовательным или параллельным регулирующим элементом по отношению к разрядному промежутку лазера. Проведенный анализ устойчивости таких схем позволил сделать вывод о том, что последовательная схема имеет предпочтение с точки зрения устойчивости. Она должна обеспечить снижение колебаний тока в более широком диапазоне частот. Кроме того, последовательная схема является энергетически более выгодной. Стабилизация тока схемой с последовательным включением регулирующего элемента достаточно эффективно снижает уровень флуктуаций мощности излучения. Такие схемы нашли широкое применение в источниках питания лазеров [4]. Применение стабилизатора тока со стабилизацией в пределах 0,1 % для CO_2 -лазера позволило получить нестабильность мощности 2,5 % в течение 2-5 минут [1]. С целью получения высокого динамического сопротивления, широкого диапазона регулировки тока и малой нестабильности в работах [4] использовался стабилизатор тока с применением последовательного лампо-транзисторного каскада с дополнительными обратными связями. Это позволило получить нестабильность тока разряда 0,03 % (при изменении нагрузки до 30 %) и внутреннее сопротивление стабилизатора 50 Мом.

Стабилизация тока разряда является необходимым, но недостаточным условием стабильности мощности излучения, в особенности

для лазеров на парах металлов, что связано с флуктуациями давления паров кадмия, селена и других в капилляре активного элемента. Наилучших результатов можно достичь, используя результаты по стабилизации давления паров кадмия в капилляре совместно с результатами по стабилизации тока разряда, полученными в [4]. Дальнейшее исследование флуктуаций в ЛПМ позволит найти наиболее оптимальные условия их подавления.

Изучение колебаний в разряде ионных лазеров дугового разряда показывает, что в аргоновом и криптоновом ГРЛ стабилизация тока разряда существенно снижает нестабильность мощности излучения [1,2]. Пассивные методы стабилизации направлены на компенсацию или повышение устойчивости по отношению к действию дестабилизирующих факторов. С их помощью можно достичь нестабильности мощности излучения порядка 1–3 % [5]. Для получения меньших значений нестабильности применение только пассивных методов недостаточно. Поэтому широкое распространение находят активные методы стабилизации мощности лазерного излучения.

7.2. СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ УПРАВЛЕНИЕМ ТОКА РАЗРЯДА

Каждая активная система стабилизации мощности (ССМ) излучения лазера содержит измеритель мощности, устройство сравнения, усилитель и регулирующий элемент. ССМ можно классифицировать по местоположению управляющего элемента на системы с внешним и внутренним управлением. В системах с внешним управляющим элементом последний расположен вне резонатора и не оказывает влияния на рабочий режим лазера. В системах с внутренним управлением регулирование мощности осуществляется путем воздействия на какой-либо параметр лазера и изменением его режима работы.

Применение активной ССМ, основанной на регулировании тока разряда, не требует изменений в конструкции излучателя. Регулирующий элемент – высоковольтные транзистор или лампа – практически не потребляет энергии. Большое число токовых ССМ исследовано с He-Ne лазером [1, 2]. Для лазеров этого типа они являются наиболее простыми. Используя в качестве регулирующего элемента высоковольтных тетрод, еще в 60-е годы получали нестабильность He-Ne

лазера не более чем $\pm 0,15\%$ за 30 минут при полосе пропускания 0–200 Гц [1]. Имеются аналогичные ССМ, позволяющие снизить нестабильность до $0,015\%$ за период 10 мин и $0,005\%$ за 30 сек.

Более совершенная система с нахождением экстремума мощности может быть осуществлена путем применения модуляции тока разряда высокочастотным синусоидальным сигналом и отрицательной обратной связи по излучению. Такая система позволяет получить нестабильность не более $\pm 0,5\%$ за несколько часов работы. Исследования показали, что имеющаяся нестабильность излучения обусловлена нестабильностью приемного устройства.

На рис. 7.1 представлена одна из ССМ гелий-неонового лазера. В качестве регулирующего элемента использована лампа ГИ-30 стабилизатора тока блока питания лазера ЛГ-75. Светоделитель отводит примерно 10% излучения на фотоприемниках ФД-9К. Усилитель обратной связи выполнен на двух операционных усилителях К140УД1Б. В исходном положении напряжение на выходе усилителя обратной связи равно нулю. Ток в активном элементе определяется смещением на управляющей сетке лампы ГИ-30. Данная схема работала эффективно при частотах менее 40 кГц и обеспечивала нестабильность мощности $0,5\%$ за несколько часов.

Использованные изменения тока разряда для регулирования мощности излучения применялось для стабилизации He-Cd лазера

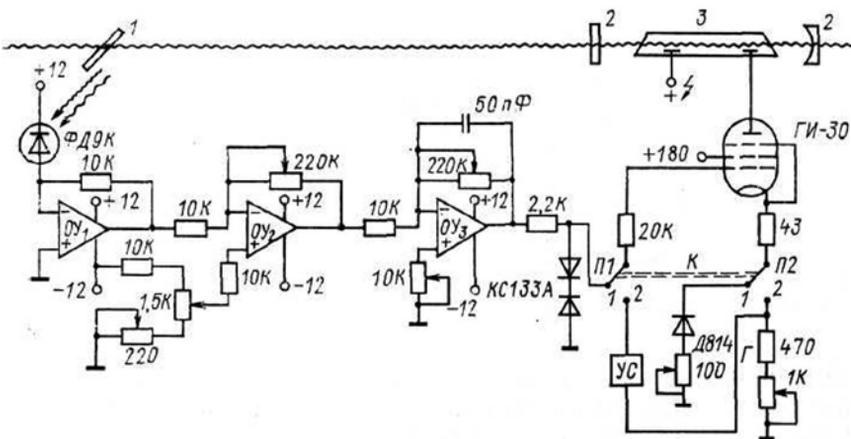


Рис. 7.1. ССМ гелий-неонового лазера по току разряда:
1 – светоделитель; 2 – зеркала; 3 – активный элемент

[2]. При этом после получасового прогрева уровень дрейфа был снижен до $\pm 0,5\%$ за 10 минут и $\pm 1,5\%$ за 1 час непрерывной работы. Высокочастотные флуктуации мощности в частотном диапазоне от нуля до 8–10 кГц снизились в 4–6 раз. Используя подобную систему, необходимо учитывать, что нестабильность выходной мощности лазера сильно зависит от температуры капилляра. Изменение тока разряда ведет к изменению температуры и давления паров кадмия в капилляре. Для устранения влияния этого явления необходимо поддерживать действующее значение тока постоянным.

Большое распространенное управление по току с целью стабилизации мощности излучения получило в мощных ионных лазерах.

Исследования флуктуаций мощности излучения аргоновых и криптоновых лазеров показали их связь с возмущениями в разряде.

Системы стабилизации мощности излучения по току разряда позволили более чем на порядок уменьшить нестабильность мощности излучения серийного прибора ЛГН404А со сменными аргоновыми и криптоновыми излучателями. Получена нестабильность $0,5\%$ [1].

Авторы работы [2] провели анализ устойчивости ГРЛ тлеющего разряда с токовым ССМ. Основой анализа послужили работы по изучению динамического сопротивления тлеющего разряда. Проведены расчеты и их экспериментальная проверка с He-Ne, He-Cd и CO₂ -лазерами [2].

7.3. СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ УПРАВЛЕНИЕМ ПАРАМЕТРАМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Выходная мощность лазерного излучения находится в сильной зависимости от параметров активного элемента и резонатора. Используя эти зависимости, можно стабилизировать выходную мощность лазера.

Для снижения нестабильности мощности, возникающей в результате температурного градиента, может быть применена система автоматической подстройки зеркал резонатора. Излучение лазера попадает на экран с симметрично расположенными отверстиями, проходит через них. При симметричном расположении луча относительно отверстий, интенсивности излучения, прошедшего через каждое от-

верстие, равны. В случае смещения энергетического центра луча в результате разъюстировки зеркал резонатора интенсивности прошедших лучей будут различны. Преобразованная в электрический сигнал и усиленная разность интенсивностей лучей управляет юстировкой зеркал так, что мощность становится прежней. Нестабильность мощности излучения при работе данной ССМ составляет не более $\pm 5\%$ за 8 часов.

Для стабилизации мощности лазера с внутренними зеркалами, работающего в режиме двух аксиальных мод и имеющего постоянный профиль мощности, используется нагреватель, установленный на излучателе конфокальной конструкции. Интенсивность мощности излучения лазера 3 (рис. 7.2) делится поляризирующим расщепителем луча 2, так что сравниваются интенсивности двух ортогонально поляризованных мод. Электрические сигналы, соответствующие интенсивностям двух мод с фотоприемников 1, сравниваются усилителем 5 и регулируют ток нагревателя 4 так, чтобы соотношение между двумя компонентами оставалось постоянным. В этом случае достигается стабильность частоты, а стабильность мощности получается вследствие постоянства профиля контура мощности излучения лазера.

На рис. 7.3 представлена ССМ, использующая влияние магнитного поля на поляризацию излучения He-Ne лазера с внутренними зеркалами. На пути излучения лазера 4 поставлен поляризатор 2. Сигнал с фотоприемника 1 усиливается усилителем 6 и управляется током электромагнита 3. Соотношение поляризованных составляющих определяется магнитным полем постоянного магнита 5 и электромагнита 3. Интенсивность поляризационной составляющей, прошедшей через поляризатор 2, зависит от тока, протекающего через электромагнит 3. Фаза управляющего сигнала подобрана таким образом, что изменение интенсивности излучения лазера компенсируется воздействием магнитного поля электромагнита 3.

Для стабилизации мощности излучения

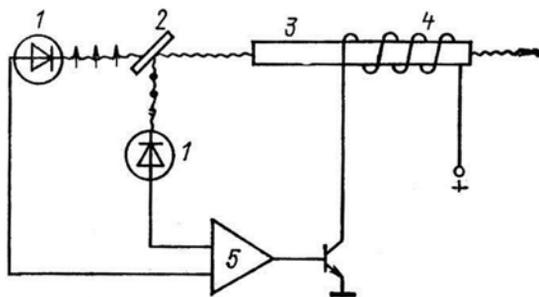


Рис. 7.2. ССМ двухчастотного гелий-неонового лазера

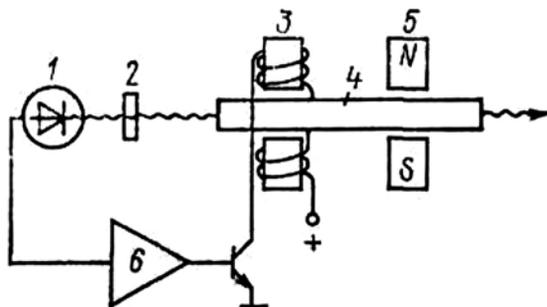


Рис. 7.3. ССМ лазерного излучения магнитным полем

лазера в одночастотном режиме используется подстройка расстояния между зеркалами резонатора при помощи пьезокорректоров. Устройство позволяет подстраивать расстояния между зеркалами в зависимости от периферийного распределения интенсивности максимумов излучения, которое определяет тип колебаний лазера. Этот сигнал поступает от системы определения профиля излучения лазерного луча. Данная система имеет экран, отражающий свет, интенсивность которого ниже заданного порога, и пропускающий свет, интенсивность которого выше заданного порога; детектор интенсивности и вычислительное устройство.

Общими недостатками рассмотренных выше систем ССМ являются необходимость вмешательства в лазер, невозможность использования серийных приборов без переделки, работа лазера в режиме, далеком от оптимального.

7.4. СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ ВНЕШНИМИ РЕГУЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Более гибки и эффективны устройства активной стабилизации, использующие внешний регулирующий элемент. В качестве регулирующих элементов в таких устройствах используют электрически управляемые оптические ослабители, например, ячейки Фарадея, электрооптические модуляторы, акустооптические модуляторы.

В работе [3] описаны две дополняющие друг друга схемы стабилизации мощности CO_2 -лазера для подавления медленных и быстрых флуктуаций. Функциональная схема ССМ показана на рис. 7.4. Для ослабления быстрых флуктуаций мощности лазерного излучения в качестве регулирующего элемента в цепи обратной связи исполь-

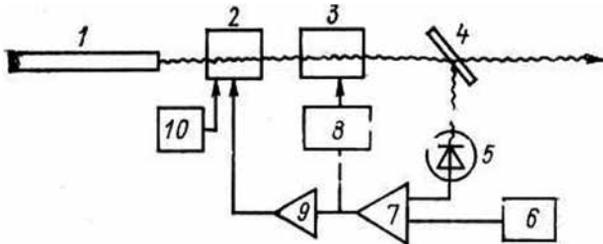


Рис. 7.4. ССМ CO_2 -лазера:

1 – лазер; 2 – интерферометр Фабри-Перо с переменной базой; 3 – ЭОМ МЛ-7; 4 – светоделитель; 5 – фотоприемник; 6 – источник опорного напряжения; 7 – дифференциальный усилитель; 8 – блок управления ЭОМ; 9 – УПТ; 10 – источник напряжения смещения

зовался электрооптический модулятор (ЭОМ) МЛ-7. В этом случае коэффициент подавления шумов имеет максимум в районе 5–6 Гц, равный ~ 200 . Дальнейшему увеличению коэффициента подавления препятствовало самовозбуждение системы стабилизации на частотах ~ 1 МГц.

Медленные флуктуации мощности лазера подавлялись системой стабилизации, описанной выше, где регулирующим элементом служил низкодобротный интерферометр Фабри-Перо с переменной базой. Для установки начальной длины интерферометра использовался дополнительный источник напряжения смещения 10. Делительная пластинка 4 была изготовлена из германия, просветлена с одной стороны и установлена под углом 45° . Из рассмотрения отношения мощности регулируемого сигнала шуму показано, что наибольшая эффективность действия системы стабилизации достигается при равенстве коэффициентов отражения и пропускания светоделительной пластинки. Для определения эффективности работы системы стабилизации мощности пульсации мощности лазерного излучения имитировались посредством подачи гармонического сигнала на вспомогательный пьезоэлемент, к которому крепилось зеркало интерферометра. Эффективность работы системы определялась по отношению амплитуд пульсаций мощности излучения при замкнутой и разомкнутой цепи обратной связи. Ослабление пульсаций составило 40 дБ на частоте 20 Гц с дальнейшим снижением ослабления до 20 дБ на частоте 200 Гц.

В ряде случаев, особенно при проведении тонких поляризационных измерений, применение в ССМ светоделительной пластинки для получения сигнала отрицательной обратной связи нежелательно из-за изменения поляризации лазерного луча. Одним из путей преодоления этого затруднения может быть использование в качестве регулирующего элемента оптико-акустического дефлектора.

В настоящее время для управления лазерным лучом все чаще используют акустооптические модуляторы (АОМ), которые с успехом конкурируют с электрооптическими модуляторами [1]. АОМ характеризуется более высокой контрастностью. Малые потери позволяют ему размещаться как вне резонатора лазера, так и внутри его.

Для управления АОМ используются низковольтные транзисторы, требуется небольшая мощность управления. В ЭОМ для устранения влияния температурной нестабильности необходимо применять специальные меры. При использовании АОМ причин для заметной температурной нестабильности нет.

Функциональная схема системы стабилизации мощности с АОМ показана на рис. 7.5. Излучение лазера 1 проходит АОМ 2. Луч через диафрагму 3 попадает на светоделительное зеркало 4. Отраженная от зеркала 4 часть лазерного луча применяется фотоприемником 5. Сигнал, пропорциональный мощности, с фотоприемника 5 поступает на усилитель 6, где осуществляется сравнение сигнала с опорным и усиление их разности. Напряжение с выхода усилителя 6 управляет подачей высокочастотной мощности генератора 7 на АОМ 2. При увеличении мощности сигнал обратной связи приводит к уменьшению интенсивности дифракции. Таким образом мощность выходного луча остается постоянной.

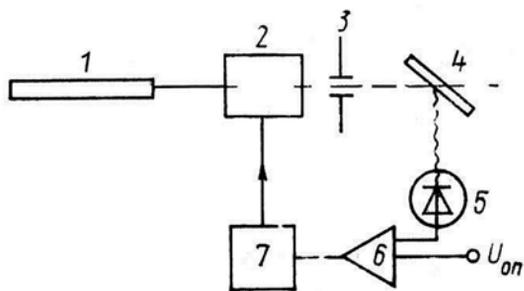


Рис. 7.5. ССМ с акустооптическим модулятором

В техническом отношении более совершенным устройством является устройство для линейного управления и стабилизации мощности излучения лазера с акустооптическим модулятором типа МЛ-201 [7]. Последний имеет малое свето-

вое окно, поэтому его помещают в плоскость совмещения объектов (рис. 7.6).

Луч лазера 7, пройдя объективы 6 и 4, АОМ 5 и светоделительную пластинку 2, поступает на выход системы. Диафрагма 3 пропускает на выход излучение первого порядка дифракции. От светоделителя 2 часть выходного излучения через фокусирующий объектив попадает на фотодиод Д1, типа ФД21К, операционный усилитель 13 типа 544 УД-2. Резисторы R-1, R-2 и конденсатор С1 обеспечивают линейное преобразование мощности лазера в напряжение и равномерную амплитудно-частотную характеристику в диапазоне частот от 0 до 2,5 МГц. Напряжение с фотоприемного устройства сравнивается с опорным на инвертирующем входе усилителя 12. Вход усилителя 12 связан с задающим генератором 8 через ключ 9. Разность напряжений с фотоприемника и источника опорного напряжения усиливается усилителем 12 и поступает на вход антенноатора 10. Антенноатор, выполненный на логическом элементе ИЛИ типа 500ЛМО, управляет подачей напряжения высокой частоты от задающего генератора 8 на блок управления 11. Высокочастотная мощность с блока 11 управляет величиной дифракции АОМ, поддерживая мощность излучения лазера постоянной.

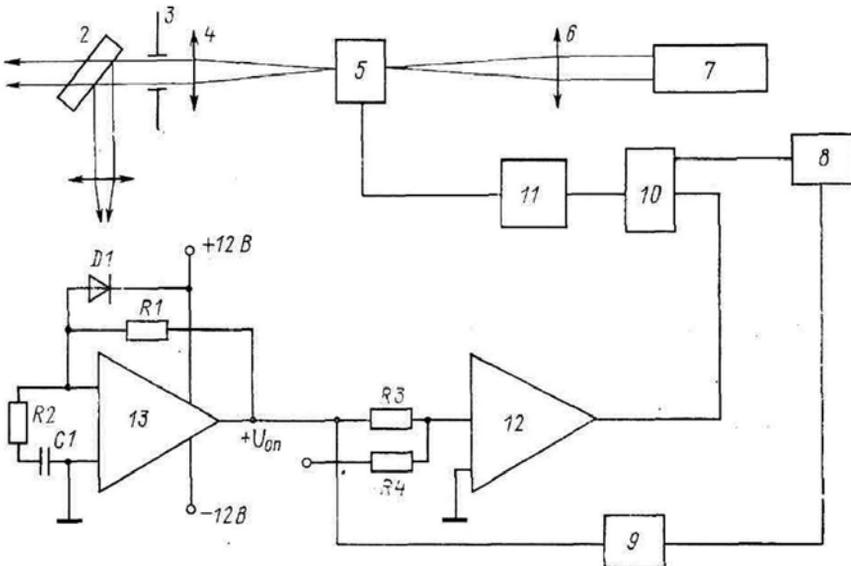


Рис. 7.6. Система линейного управления и стабилизации мощности излучения лазера

Мощность излучения лазера линейно зависит от управляющего напряжения в полосе частот 0–25 кГц. Описанное устройство позволяет снизить низкочастотные флуктуации на частоте 20 кГц более чем в 30 раз. Применение лазеров в измерительных системах вызвало необходимость создания ССМ лазерного излучения, обеспечивающих его долговременную стабильность. Приведем типичные цифры. Нестабильность мощности излучения промышленного He-Ne лазера 10 %, а нестабильность на выходе системы стабилизации с АОМ составляет 0,5 % за 30 минут. Коэффициент подавления высокочастотных флуктуаций равен 30 в полосе 0–1000 Гц.

В случае необходимости долговременной стабильности мощности излучения особая роль отводится фотоприемному устройству, т.к. стабильность его характеристик будет определять точность работы всего устройства в целом.

В работе [1] упоминается возможность использования электрохромных ячеек в качестве электрически регулируемых оптических ослабителей для ССМ лазерного излучения. Такая ячейка состоит из стекол с нанесенными на них прозрачными электродами из окиси индия или олова. Стекла налагаются друг на друга через тефлоновую прокладку с отверстием, электродами внутрь. Пространство между электродами заполняется электрохромной жидкостью. Наиболее часто используется жидкость ЭХМ-11. Подобная ССМ при нестабильности мощности лазера 25–30 % может обеспечить на выходе не более 1–1,5 %. Светопропускание электрохромного модулятора при этом составляет 70 %. Устройства стабилизации мощности подобного типа отличаются простотой и могут использоваться там, где потребителю важно только среднее значение мощности, т.к. высокочастотные флуктуации таким устройством не обрабатываются.

7.5. РОЛЬ СВЕТОДЕЛИТЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ В ССМ

Как правило, в ССМ в качестве светоделителя используется плоскопараллельная пластина, установленная относительно лазерного луча под некоторым углом, обеспечивающим необходимую величину коэффициента отражения излучения. Обычно этот угол равен $\pi/4$. Покажем, что такая пластина будет селективно отражать S- и P-компо-

ненты лазерного излучения. Из формул Френеля следует, что отношение амплитуд S и P компонент для отраженного от светоделительной пластины и прошедшего лучей:

$$\frac{R_s}{R_p} = \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos(\alpha + \beta)} \cdot \frac{A_s}{A_p}, \quad \frac{T_s}{T_p} = \cos(\alpha - \beta) \cdot \frac{A_s}{A_p}, \quad (7.2)$$

где A, R, T – комплексные амплитуды электрического вектора поля соответственно падающей, отраженной и прошедшей волн, α , β – углы падения и преломления луча лазера, p, s – индексы, соответствующие компонентам излучения, поляризованным параллельно и перпендикулярно плоскости падения.

Относительные значения величин в соответствии с формулами Френеля и (7.2) для различных углов установки светоделительной пластины приведены в таблице 7.1 Интенсивности отраженного и прошедшего света соответственно составляют [6]:

$$I_R = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} \left[A_s^2 + \frac{\cos^2(\alpha + \beta)}{\cos^2(\alpha - \beta)} A_p^2 \right],$$

$$I_T = \frac{4 \cos^2 \alpha \sin^2 \beta}{\sin^2(\alpha + \beta)} \left[A_s^2 + \frac{1}{\cos^2(\alpha - \beta)} A_p^2 \right]. \quad (7.3)$$

Таблица 7.1

Отношения амплитуд электрического поля, отраженного (R) от светоделительной пластины и прошедшего (T) лучей

α^0	R_p/A_p	R_s/A_s	$R_s \cdot R_p / A_s \cdot A_p$	T_p/A_p	T_s/A_s	$T_s \cdot A_s / T_p \cdot A_p$
Около 0	–	–	1,0	–	–	1,0
5	0,204	0,2041	1,0004	0,799	0,798	0,999
10	0,201	0,21	1,05	0,796	0,795	0,998
20	0,19	0,22	1,18	0,780	0,777	0,99
45	0,096	0,31	3,24	0,72	0,69	0,95
56°4' угол Брюстера для КВ	→0	0,40	→∞	0,67	0,61	0,92

Для углов наклона светоделительной пластины $\alpha \leq 10^\circ$ и учитывая, что при этом $\cos^2(\alpha - \beta) \cong 1,0$; $\sin \beta = \beta$; $\sin(\alpha - \beta) = \alpha - \beta$, получим:

$$\begin{aligned}
 I_R &= \frac{(\alpha - \beta)^2}{\sin^2(\alpha + \beta)} [A_S^2 + A_P^2] - (\alpha - \beta)^2 \cdot A_P^2, \\
 I_T &= \frac{4\beta \cos^2 \alpha}{\sin^2(\alpha + \beta)} [A_S^2 + A_P^2].
 \end{aligned}
 \tag{7.4}$$

Т.е. корреляция между интенсивностями падающего, отраженного и прошедшего лучей сохраняется. Экспериментально это наблюдается примерно до 20° , расчеты этому соответствуют.

Для угла наклона светоделительной пластины 45° :

$$\begin{aligned}
 I_R &= \operatorname{tg}^2(45^\circ - \beta) [A_S^2 + \operatorname{tg}^2(45^\circ - \beta) A_P^2], \\
 I_T &= \frac{2 \sin^2 \beta}{\sin^2(45^\circ + \beta)} \left[A_S^2 + \frac{1}{\cos^2(45^\circ - \beta)} A_P^2 \right],
 \end{aligned}
 \tag{7.5}$$

т.е. корреляция нарушается, в отраженном свете преобладает S-компонента, интенсивность которой выше, чем P-компоненты примерно в 10 раз, в прошедшем же свете интенсивности S и P компонент почти одинаковы (T_P^2 больше T_S^2 на 8 %). Поэтому колебания поляризации падающего на светоделительную пластину излучения вызывают колебания коэффициента отражения. Рассмотрим вклад в флуктуации выходной мощности стабилизированного лазера $P_{\text{ст}}$ от флуктуаций коэффициента отражения светоделителя. Напряжение на выходе фотоприемника ССМ.

$$U_\Phi = P_{\text{вых}} \cdot R \cdot K_\Phi,
 \tag{7.6}$$

где $P_{\text{вых}} = (U_{\text{оп}} - U_\Phi) K$, K_Φ – коэффициент преобразования мощности излучения в выходное напряжение Φ , R – коэффициент отражения светоделителя, $U_{\text{оп}}$ – величина опорного напряжения, K – коэффициент преобразования сигнала рассогласования в выходную мощность лазера $P_{\text{вых}}$. Для светоделительной пластины при учете отражения лишь от одной поверхности (вторая поверхность, например, просветлена) для замкнутой цепи регулирования с учетом (5.6) получаем

$$P_{\text{СТ}} = \frac{(1 - R_1) \cdot K U_{\text{оп}}}{1 + K K_\Phi R_1},
 \tag{7.7}$$

где R_1 – коэффициент отражения от первой поверхности светоделителя.

Отсюда, полагая $K K_\Phi \gg 1$, получаем связь относительных величин флуктуаций $P_{\text{ст}}$ и R

$$\frac{\Delta P_{CT}}{P_{CT}} = -(1 + R_1) \frac{\Delta R_1}{R_1} \quad (7.8)$$

Для светоделительной пластины без просветления второй поверхности и регистрации системным ФПУ только луча, отраженно от первой поверхности светоделителя (луч, отраженный от второй поверхности, как правило, устраняют рядом способов для предотвращения интерференции) вклад флуктуаций коэффициента отражения немного больше.

$$\frac{\Delta P_{CT}}{P_{CT}} = -\frac{1 + R_1}{1 - R_1} \frac{\Delta R_1}{R_1} \quad (7.9)$$

Знак «минус» в выражениях (7.8) и (7.9) означает, что изменения коэффициента отражения и выходной мощности стабилизированного лазера противофазны.

Подойдем к выводам, следующим из выражений (7.3) – (7.5), с более общих позиций. Рассмотрим поведение коэффициента отражения плоскопараллельной пластины при падении на нее плоской линейно поляризованной волны с произвольным направлением вектора напряженности электрического поля \vec{E} . Зададим декартову систему координат таким образом, что ось Z совпадает с направлением распространения излучения. Тогда вектор \vec{E} , образующий угол θ с осью X , определяется через его компоненты:

$$E_x = E \cos \theta, E_y = E \sin \theta .$$

Для излучения, падающего под углом φ на границу раздела двух сред с коэффициентами преломления 1 и n , коэффициент отражения записывается следующим образом:

$$R = R_x \cos^2 \theta + R_y \sin^2 \theta; T = T_x \cos^2 \theta + T_y \sin^2 \theta , \quad (7.10)$$

где R_x, R_y, T_x, T_y определяются известными формулами Френеля, которые для случая, когда плоскость падения совпадает с плоскостью xz , записываются следующим образом:

$$R_x = \left(\frac{n^2 \cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{n^2 \cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \right)^2 \quad (7.11)$$

$$R_Y = \left(\frac{\cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \right)^2 \quad (7.12)$$

Здесь n – коэффициент преломления материала светоделителя.

Зависимость коэффициента отражения от направления поляризации излучения выражена формулой (7.10). Отсюда:

$$\frac{\partial R}{\partial \theta} = (R_Y - R_X) \sin 2\theta. \quad (7.13)$$

Из выражения (7.11) следует, что флуктуации коэффициента отражения минимальны для малых углов падения φ . Их также можно уменьшить за счет выбора ориентации пластины таким образом, чтобы вектор \vec{E} лежал либо в плоскости падения, либо ортогонально к ней. При учете отражения лазерного пучка от двух поверхностей светоделителя получаем для коэффициента пропускания $T_X = (1 - R_X)^2$, $T_Y = (1 - R_Y)^2$, а коэффициент отражения определяется теми же выражениями (7.10) и (7.11) (при условии, что второй отраженный пучок устранен). Состояние поляризации не зафиксировано жестко для лазеров со слабоанизотропными резонаторами, вследствие чего флуктуации поляризации являются не менее, а зачастую и более «опасными», чем флуктуации амплитуды и фазы. В то же время изменения состояний поляризации имеют место и для лазеров с окнами Брюстера, причем эти изменения оказываются существенными. Причинами подобных изменений являются температурные искажения в окнах Брюстера, изменение механических нагрузок на них и, следовательно, изменение анизотропии окон, разъюстировка зеркал, приводящая к изменению оси диаграммы направленности и т.п. Если плоскопараллельные оптические компоненты даже самого малого двулучепреломления присутствуют на оптическом пути, то нестабильности направления лазерного пучка, в особенности в период прогрева лазера, могут привести к колебаниям азимута и эллиптичности излучения. Что касается окон Брюстера, то названные эффекты значительно увеличиваются за счет многократного прохождения пучка лазерного излучения через них. Получим формулу, подобную (7.13) для случая лазера с окнами Брюстера.

Излучение лазеров с окнами Брюстера не является строго линейно поляризованной волной, а обладает небольшой эллиптичностью (со-

отношение длин малой b и большой a полуосей эллипса $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$). Для эллиптических колебаний с единичной амплитудой, азимутом θ и углом эллиптичности ε вектор Максвелла определяется выражением

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\cos \theta \cos \varepsilon - j \sin \theta \sin \varepsilon) \\ (\sin \theta \cos \varepsilon + j \cos \theta \sin \varepsilon) \end{bmatrix}. \quad (7.14)$$

Матрица Джонса для отражения от поверхности раздела двух сред имеет вид

$$R = \begin{bmatrix} R_{xa} & 0 \\ 0 & R_{ya} \end{bmatrix}, \quad (7.15)$$

где R_{xa} и R_{ya} – амплитудные коэффициенты отражения для x - и y -компонент падающей волны. Используя (7.14) и (7.15), получаем для коэффициента отражения эллиптически поляризованной волны

$$R = R_x \left[(\cos^2 \theta \cos^2 \varepsilon - \sin^2 \theta \sin^2 \varepsilon)^2 + \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \sin^2 2\varepsilon \right]^{\frac{1}{2}} + R_y \left[(\sin^2 \theta \cos^2 \varepsilon - \cos^2 \theta \sin^2 \varepsilon)^2 + \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \sin^2 2\varepsilon \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (7.16)$$

Как и для линейно поляризованной волны, минимальные изменения коэффициента отражения при колебаниях азимута θ имеют место при $\theta=0$ и $\theta=\pi/2$. В этих случаях

$$\begin{aligned} R|_{\theta=0} &= R_x \cos^2 \varepsilon + R_y \sin^2 \varepsilon \\ R|_{\theta=\frac{\pi}{2}} &= R_x \sin^2 \varepsilon + R_y \cos^2 \varepsilon \end{aligned} \quad (7.17)$$

причем для выражения (7.17) R_x определяется формулой (7.12), а R_y – формулой (7.11). Изменения R при изменении угла эллиптичности с учетом условия $\varepsilon \ll 1$

$$\left. \frac{\partial R}{\partial \varepsilon} \right|_{\theta=0} = (R_y - R_x) \sin 2\varepsilon \cong 2(R_y - R_x) \varepsilon \quad (7.18)$$

Аналогичную зависимость можно получить и для $\theta=\pi/2$.

Таким образом, в случае эллиптической поляризации излучения получаем аналогичную выражению (7.13) зависимость коэффициента

отражения от колебаний угла эллиптичности, или соотношения большой и малой полуосей эллипса. Однако, как видно из (7.17) и (7.18), колебания коэффициента отражения уже не равны нулю для таких ориентаций светоделительной пластины, при которых $\sin 2\theta = 0$. При этом, как и ранее, зависимость от угла падения определяется той же разностью $R_y - R_x$.

Экспериментально поведение коэффициента отражения светоделителя изучалось с помощью стандартной схемы ССМ, аналогичной представленной на рис. 7.5. Излучение He-Ne-лазера проходило через светоделительную пластину из плавленого кварца толщиной 7 мм, установленную под углом 45° . Отраженный и прошедший пуски регистрировались двумя идентичными фотоприемниками. Как видно из рис. 7.8а, между сигналами с фотоприемников, регистрирующих отраженное и прошедшее излучение, совершенно отсутствует пропорциональная зависимость. Можно даже отметить противофазность изменений кривых 1 и 2. Такое поведение кривых указывает на правильность высказанного предположения о колебаниях коэффициента отражения пластины и соответствует выражениям (7.8) и (7.9).

Для доказательства правильности эксперимента светоделительная пластина в схеме была заменена фотометрической сферой. Фотоприемники располагались в специально проделанных в сфере отверстиях. В этом случае разность показаний двух ФПК составила не более 0,2 % (рис. 7.7б). При замене лазера лампой накаливания, размещенной внутри фотометрической сферы и питаемой источником стабильного тока, разность показаний ФПУ составила сотые доли процента (рис. 7.7в). Таким образом, экспериментальные результаты показывают, что причиной различия в сигналах ФПУ отраженного и прошедшего излучения являются флуктуации коэффициента отражения светоделителя. Так как интерференция отраженных лучей была устранена за счет выбора достаточно толстой светоделительной пластины, то было сделано предложение, что флуктуации коэффициента отражения в данном случае связаны с флуктуациями состояния поляризации излучения лазера. Поскольку аналогичное рис. 7.7 поведение коэффициента отражения наблюдалось и при искусственной разъюстировке резонатора, то причину колебаний состояния поляризации следует связать, в первую очередь, с колебаниями оси диаграммы направленности излучения лазера.

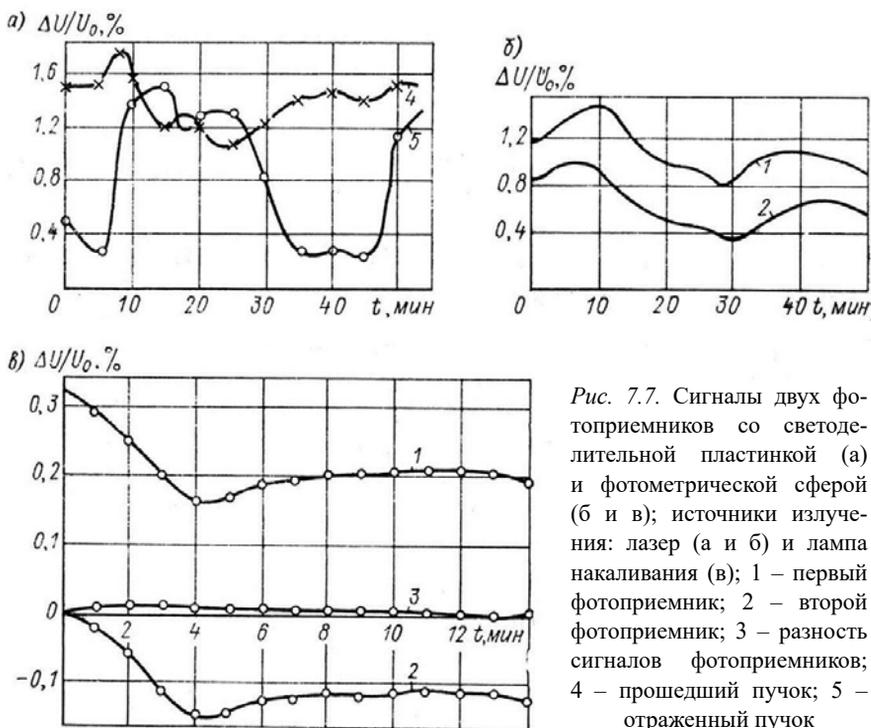


Рис. 7.7. Сигналы двух фотоприемников со светоделительной пластинкой (а) и фотометрической сферой (б и в); источники излучения: лазер (а и б) и лампа накаливания (в); 1 – первый фотоприемник; 2 – второй фотоприемник; 3 – разность сигналов фотоприемников; 4 – прошедший пучок; 5 – отраженный пучок

Для дальнейшей проверки предположения о причине флуктуаций коэффициента отражения определялось различие мощностей пропущенного и отраженного пучков при изменении угла падения. Для этого пучок излучения лазера направляется на светоделительную пластину таким образом, что вектор поляризации лазерного излучения был ортогонален плоскости падения. Отраженный и прошедший пучки регистрировались двумя идентичными фотоприемниками, сигналы с которых сравнивались, а разностный сигнал регистрировался дифференциальным вольтметром. На рис. 7.8 представлена теоретически рассчитанная разность $R_y - R_x$ из (7.13) и (7.18). Поведение ее близко по форме поведения экспериментальной кривой (рис. 7.8). Это подтверждает высказанное предположение, что причиной флуктуаций коэффициента отражения светоделителя являются колебания поляризации излучения.

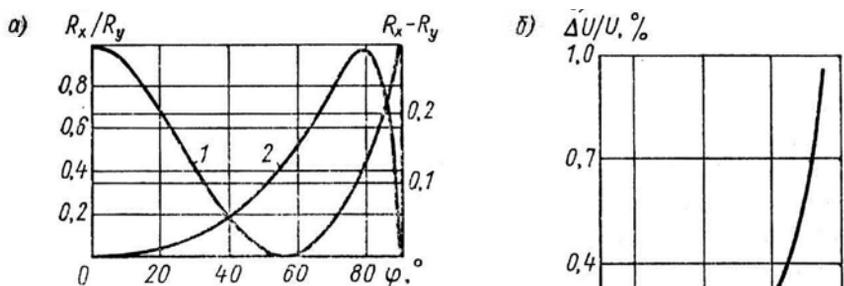


Рис. 7.8. Зависимость коэффициента отражения (а) и разности сигналов фотоприемников (б) от угла падения φ : 1 – отношение R_x/R_y ; 2 – разность $R_y - R_x$ коэффициентов отражения для взаимно ортогональных поляризаций

Как следует из рассмотренного в этом параграфе материала, флуктуации поляризации излучения лазера вызывают значительные флуктуации коэффициента отражения светоделиителя, ограничивающие предельно достижимые параметры ССМ. Повысить стабильность мощности излучения можно несколькими способами:

1) Выбрать угол падения в пределах $10-25^\circ$. Но при углах падения $10-15^\circ$ пучки, отраженные от первой и второй поверхностей пластины, перекрываются, что вызывает флуктуации коэффициента отражения из-за интерференции данных пучков. Возможно устранение этого недостатка за счет изготовления клинообразной пластины. Но при малых углах падения резко возрастают габариты ССМ, что не всегда допустимо. Как видно из рис. 7.8 при углах падения $30-40^\circ$ наблюдается резкое увеличение различия в сигналах двух ФПУ. Поэтому следует выбирать угол падения пучка лазера на светоделиитель, равный $20-30^\circ$.

2) В последнее время было предложено несколько конструкций светоделиителей с не зависящим от направления поляризации коэффициентом отражения [6]. Однако они свободны от ряда недостатков. Изготовление их достаточно сложно, а применение ограничено. В частности, светоделиители с фиксированным коэффициентом отражения рассчитываются и изготавливаются только для одной определенной длины волны и теряют свои положительные качества при работе с многоволновыми лазерами, например, перестраиваемыми гелий-неоновыми лазерами, Ag^+ - или Kg^+ -лазерами, He-Ne-лазерами.

3) Возможно построение ССМ и без светоделителя. Для этой цели исследовалась возможность получения информации о величине выходной мощности лазера путем регистрации излучения с глухого зеркала. Сравнивались сигналы с фотоприемников, регистрирующих излучение с глухого и выходного зеркал лазера. Выяснено, что в случае использования с глухого зеркала лазера ошибки в определении выходной мощности лазера в несколько раз выше, чем при использовании светоделительной пластины. Возможной причиной расхождения в изменении мощности излучения с выходного и глухого зеркал (в случае, если устранены интерференционные эффекты в подложке выходного зеркала приданием ей клиновидной формы) могут служить, на наш взгляд, неравномерности в коэффициентах отражения зеркал по их поверхности. При разъюстировке резонатора лазера в процессе работы происходит смещение пучка по поверхности обоих зеркал, и если коэффициент отражения их изменяется, то изменяется, соответственно, и пропускание зеркал, приводящее к отличиям в сигналах с фотоприемников.

4) Другая возможность построения ССМ без светоделителя – использование АОМ, совмещающего функции регулятора прозрачности и дефлектора. Еще один пример ССМ без светоделителя представлен на рис. 7.9.

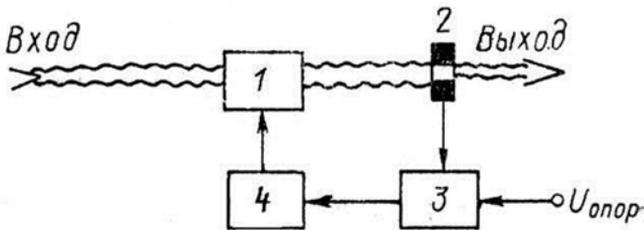


Рис. 7.9. ССМ без светоделителя: 1 – элемент с регулируемой прозрачностью; 2 – фотоприемник с отверстием; 3 – компаратор; 4 – блок управления

5) Значительно повысить стабильность мощности, по-видимому, можно за счет принятия специальных мер по пассивной стабилизации лазера. Уменьшить флуктуации состояния поляризации излучения лазера можно за счет изготовления окон Брюстера и подложек зеркал из материалов с минимальным остаточным двулучепреломлением. Так,

двулучепреломление обычно используемого для этих целей плавленого кварца даже первой категории составляет 30 нм/см, в то время как для стекол марок К86 ЛК4 и др. – 1,5 нм/см. Однако следует помнить, что использование кварцевого стекла предпочтительно с точки зрения уменьшения влияния линзовых эффектов.

Таким образом, флуктуации состояния поляризации излучения лазеров в значительной степени ограничивают достижимую стабильность мощности излучения лазеров. Дальнейшее улучшение параметров ССМ связано с разработкой нечувствительных к колебаниям состояния поляризации излучения светоделителей и повышением стабильности поляризации излучения самих лазеров.

7.6. РОЛЬ ФОТОПРИЕМНИКА В ССМ

Температурная нестабильность фотоприемника, входящего в состав системы стабилизации мощности оптического излучения, ограничивает эффективность работы последней. В ССМ излучения лазеров в качестве фотоприемников обычно используются фотодиоды. Относительное изменение тока короткого замыкания от температуры для большинства фотодиодов лежит в диапазоне $(1,5-3) \cdot 10^{-3}$. Диапазон рабочих температур может составлять 0–40°C. Для уменьшения температурной зависимости фотодиода его обычно термостатируют. При этом фотодиод нагревают до 45–50°C, что ведет к росту обратного тока. Например, при 60°C темновой ток возрастает на один–два порядка по сравнению с его значением при комнатной температуре. Растет порог чувствительности, и спектральная характеристика смещается в длинноволновую область. Это отрицательно сказывается на эффективности стабилизации при необходимости стабилизировать малую мощность. Оценим требования к сигналу, поступающему на фотодиод. Минимальный уровень мощности излучения, при которых работают современные ССМ, составляет 1 мВт. С целью сохранения высокого к.п.д. светоделительной ССМ на фотоприемник отводится 5–10% выходной мощности лазерного излучения. Поэтому мощность лазерного излучения, с которой работает фотодиод, равна 50 мкВт.

Необходимый коэффициент усиления ССМ можно определить, исходя из максимальной нестабильности лазерного излучения

$S_{\text{д}} = 10\%$ и требуемой нестабильности на выходе $S_{\text{ст}} \ll 0,5\%$. Общая нестабильность ССМ будет складываться в основном из трех составляющих: температурного дрейфа, статистической ошибки ССМ и погрешности, вносимой оптическими измерениями. Экспериментально установлено, что эти составляющие имеют следующие значения: ошибка от температурного дрейфа $0,2\%$; статистическая ошибка $0,1\%$; ошибка, вносимая оптическими измерениями $0,15\text{--}0,2\%$. Исходя из значения статистической ошибки, определим приближенное значение коэффициента стабилизации $K_{\text{yc}} = S_{\text{д}} : S_{\text{ст}} = 100$. Отсюда следует, что уровень сигнала, который должен быть различим на фоне шума, – $0,5$ мкВт. Такой низкий уровень мощности лазерного излучения требует специальных мер для защиты ССМ от помех.

При работе в указанных условиях особый интерес представляет применение схем с термокомпенсацией. Разработка данных схем требует детального знания зависимостей параметров фотодиода от температуры. На рис. 7.10 приведены зависимости тока и напряжения на фотодиоде ФД7К от температуры при различных нагрузках и различных мощностях светового потока на фотодиод, а также тока короткого замыкания и напряжения холостого хода от температуры при различных мощностях светового потока. Анализ зависимостей, приведенных на рис. 7.10, показывает, что можно подобрать такую нагрузку, при которой изменение тока фотодиода от температуры будет минимальным. Например, освещая фотоприемник излучением 1 мВт при нагрузке $R_{\text{н}} = 820$ Ом, обнаруживаем, что ток ФД7К изменился всего на $0,7\%$ при изменении температуры на 20°C , т.е. $0,035\% \text{C}^{-1}$. Видно, что применение оптимальной (с точки зрения температурной стабильности) нагрузки даёт существенный выигрыш.

При малых мощностях $R_{\text{п-н}} \gg R_{\text{н}}$ и $I_{\text{кз}} = SP$, т.е. ток короткого замыкания линейно зависит от P . Была снята зависимость фототока от нагрузки для случая, когда выполняется соотношение (1), при температурах 35°C , 55°C и разных мощностях светового потока (рис. 7.11а). Зависимости фототока от сопротивления нагрузки при разных температурах имеют общую точку, соответствующую минимальному температурному дрейфу фототока для определенной мощности лазерного излучения.

Наглядное представление о зависимости температурного дрейфа фототока от сопротивления нагрузки при различных мощностях лазерного излучения дает зависимость $I_{\text{фт}} = (P_{\text{н}})$ (рис. 7.11б).

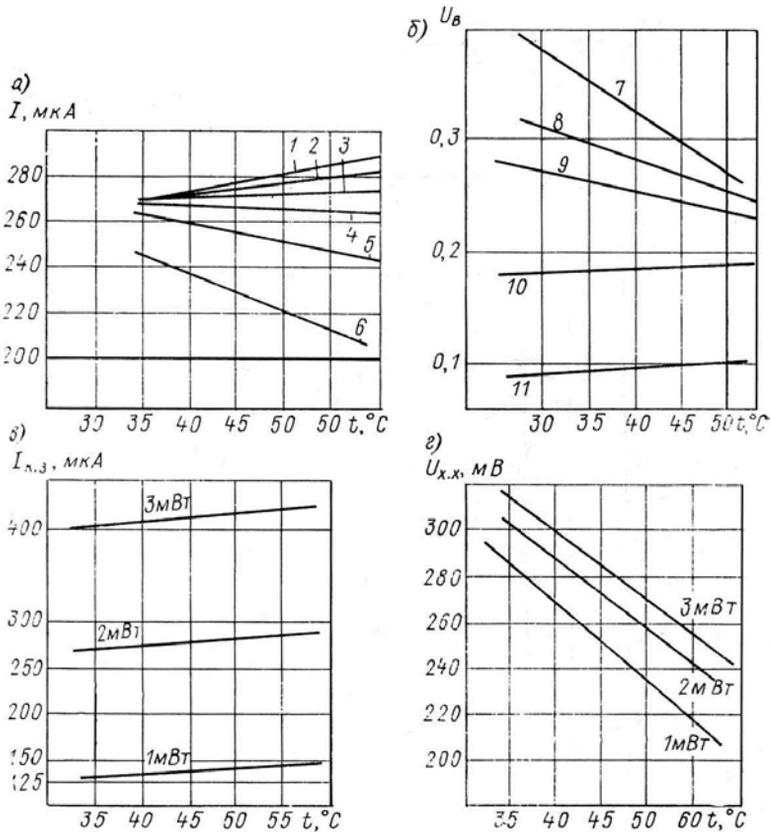


Рис. 7.10. Температурные зависимости параметров фотодиода ФД7К: а – ток через фотодиод при различных нагрузках и постоянной мощности излучения; б – напряжение на фотодиоде при различных нагрузках и постоянной мощности излучения; в – ток короткого замыкания при различной мощности излучения ($P_1 = \frac{1}{2}P_2 = \frac{1}{3}P_3$); г – напряжение холостого хода при различной мощности излучения ($P_1 = \frac{1}{2}P_2 = \frac{1}{3}P_3$); R_n , кОм, равно: 1 – 91; 2 – 220; 3, 9 – 300; 4, 8 – 390; 5, 7 – 510; 6 – 680; 10 – 200; 11 – 100

Вольтамперные характеристики, соответствующие режимам с малым температурным дрейфом фототока, показывают, что рабочая точка лежит в самом начале спада тока короткого замыкания $I_{кз}$ (рис. 7.11). Значение фототока короткого замыкания фотодиода опре-

деляется соотношением

$$I_{кз} = S \cdot P : \left(1 + \frac{R_n}{R_{p-n}} \right), \text{ где}$$

S – интегральная чувствительность, P – мощность падающего излучения, R_n – сопротивление толщины полупроводника за p-n переходом, R_{p-n} – сопротивление p-n перехода.

Если фотодиод работает в режиме короткого замыкания, то наблюдается увеличение спектральной чувствительности при повышении температуры. Важной особенностью этого режима является одинаковая зависимость температурного дрейфа $I_{кз}$ при разных световых потоках (рис. 7.10в). В случае работы ФД7К в режиме холостого хода спектральная чувствительность уменьшается с ростом температуры. При этом температурный дрейф U_{xx} выражен резче, а зависимость температурного дрейфа U_{xx} при разных световых потоках не одинакова. Чем слабее световой поток, тем сильнее дрейф U_{xx} (рис. 7.10г). Необходи-

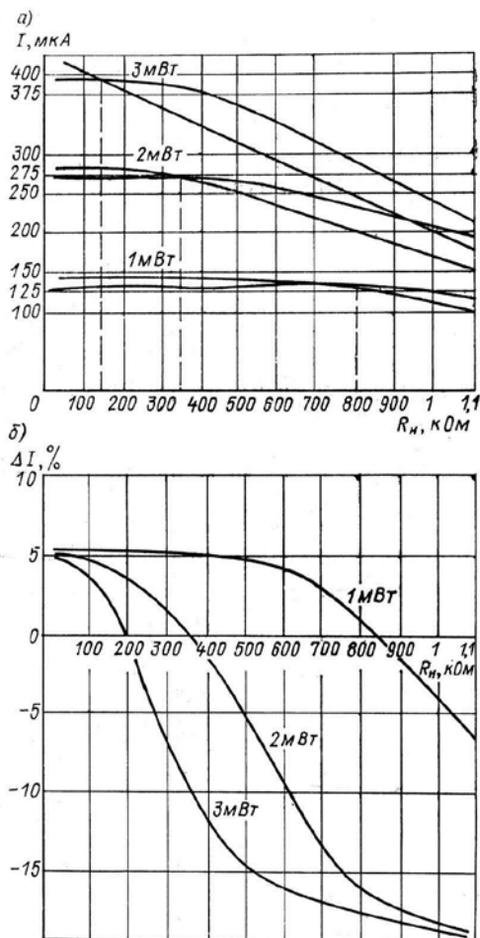


Рис. 7.11. Вольтамперные характеристики ФД7К: а – зависимость фототока от сопротивления нагрузки $\left(P_1 = \frac{1}{2} P_2 = \frac{1}{3} P_3 \right)$, $T = 35^\circ \text{C}$, $T = 55^\circ \text{C}$; б – зависимость температурного дрейфа от сопротивления нагрузки $\left(P_1 = \frac{1}{2} P_2 = \frac{1}{3} P_3 \right)$, $\Delta T = 20^\circ \text{C}$

мо отметить, что при увеличении температуры ФД7К скорее входит в насыщение (рис. 7.11а). следовательно, применение термостатов с нагревом ФД до 40-50°C не только приведет к сужению динамического диапазона снизу, как было отмечено выше, но и снизится максимально допустимая мощность излучения, при которой сохраняется линейность характеристики $I_{\text{фд}}=f(P)$.

Таким образом, при помощи выбора оптимальной нагрузки ФД7К можно более, чем на порядок, снизить температурный дрейф фототока.

Рассмотрим границы применимости такого способа компенсации дрейфа. Работая близко к точке перегиба вольтамперной характеристики, нельзя получить высокую линейность в широком динамическом диапазоне. Из экспериментально полученных данных можно сделать вывод, что нелинейность характеристики преобразования мощности лазерного излучения в фототок не превышает нескольких процентов в динамическом диапазоне (0,5 – 1,5) – $P_{\text{л опт}}$, где $P_{\text{л опт}}$ – мощность лазерного излучения, соответствующая оптимальной нагрузке. Вторым ограничением является то, что компенсация температурного дрейфа достаточно эффективна при небольшом изменении мощности светового потока (в пределах $\pm 10\%$). При больших изменениях следует применять другие методы компенсации.

Таким образом, применение данного метода целесообразно в случаях, когда мощность светового потока изменяется мало и требуется температурная стабильность в широком диапазоне температур. Указанный метод может использоваться в системах стабилизации, так как в процессе работы ССМ на фотодиоде поддерживается одно и то же значение мощности лазерного излучения. При переходе на другой диапазон стабилизации необходимо изменить $P_{\text{л}}$ таким образом, чтобы оно было оптимальным с точки зрения минимального температурного дрейфа для другого значения мощности светового потока. Рассмотренные зависимости характерны для фотодиодов типа ФД7К, ФД24К, однако можно предположить, что они справедливы и для других кремниевых фотодиодов, изготовленных по аналогичной технологии. Разброс величин компенсирующих сопротивлений от одного диода к другому целиком определяется разбросом токовой интегральной чувствительности фотодиодов.

Полученные зависимости были использованы при разработке различных схем термокомпенсации [4] (рис. 7.12). Указанные схемы использовались для стабилизации мощности излучения маломощных

лазеров тлеющего разряда. Применение данного метода дает при минимальных затратах снижение температурной нестабильности на порядок и более.

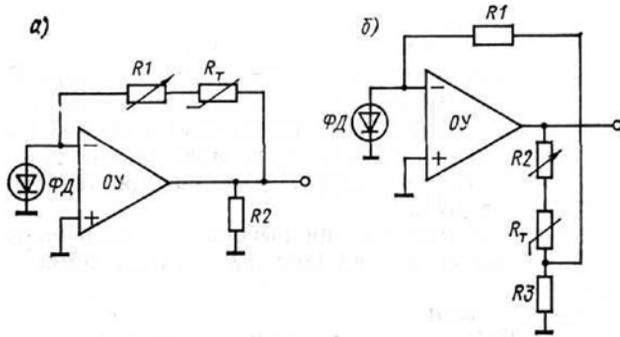


Рис. 7.12. Схемы термокомпенсации:

OY – операционный усилитель типа К544УД1А; $\Phi Д$ – фотодиод ФД7К; R_T – терморезистор СТ 16-1 (12 кОм);
 a – $R_1 = 150$ кОм, $R_2 = 2$ кОм; b – $R_1 = 12$ кОм, $R_2 = 220$ кОм,
 $R_3 = 22$ кОм

7.7. КОМПЛЕКСНАЯ ССМ

При построении эффективных ССМ следует, в первую очередь, исходить из возможных источников флуктуаций излучения лазера. В газоразрядных лазерах к ним относятся флуктуации коэффициента усиления (ток разряда, состав активной среды), коэффициент потерь и частоты генерации либо взаимодействие мод в случае генерации более двух мод. Следует отметить взаимосвязь флуктуаций этих параметров. Так, модуляция коэффициента усиления с глубиной m_χ вызывает соответствующее изменение частоты генерации.

Вследствие взаимосвязи изменения параметров, вызывающих флуктуации мощности излучения лазера, и того факта, что в реальных условиях изменения этих параметров происходят одновременно, стабилизация выходной мощности лазера за счет управления величиной одного из данных параметров не может быть эффективной.

Например, в случае осуществления стабилизации мощности одночастотного лазера только с помощью управления током разряда изменение частоты генерации в результате какого-либо воздействия вызовет изменение выходной мощности лазера. Последнее компенсируется перестройкой тока разряда, что вызывает вариации коэффициента преломления активной среды и теплового разогрева стержней

резонатора и может привести к дальнейшему изменению частоты и даже к срыву генерации вследствие ухода частоты за пределы контура усиления.

Повысить эффективность стабилизации мощности излучения лазера можно при осуществлении комплексного управления выходной мощностью лазера с помощью нескольких взаимосвязанных регулирующих элементов, осуществляющих воздействие на каждый из трех вышеперечисленных параметров, являющихся основными источниками флуктуаций излучения лазера. Одна из реализаций предлагаемого принципа комплексного управления представлена на рис. 7.13. Особенностью предложенной схемы ССМ является то, что сигнал отрицательной обратной связи, вырабатываемый компаратором 7, воздействует одновременно на три регулирующих элемента – источник накачки 3, пьезокорректор 11 резонатора лазера и внешний регулирующий элемент 4. При этом с помощью внешнего регулирующего элемента можно скомпенсировать более быстрые изменения мощности излучения, а за счет изменения положения зеркал резонатора и режима работы источника накачки компенсируются более медленные изменения мощности, связанные с изменениями параметров резонатора и усиления активной среды.

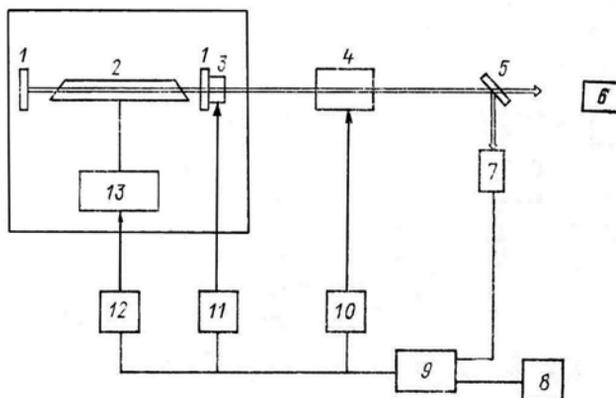


Рис. 7.13. Функциональная схема параллельной ССМ: 1 – зеркала; 2 – активный элемент; 3 – пьезокорректор; 4 – внешний регулирующий элемент; 5 – светоделитель; 6, 7 – фотоприемники; 8 – источник опорного напряжения; 9 – компаратор; 10–12 – усилители; 13 – источник накачки

Анализ [6] показывает, что при построении ССМ по предложенной схеме, в отличие от управления выходной мощностью по одному из каналов, обеспечивается эффективное воздействие на сами источники флуктуаций выходной мощности путем выбора коэффициента и полосы давления флуктуаций в соответствующем канале, и к тому же другие каналы, обеспечивая подавление относящихся к ним источников флуктуаций, осуществляют дополнительное подавление флуктуаций в данном канале.

При использовании маломощных усилителей и высокостабильных источников опорного напряжения обычно реализуется ситуация, когда уровень флуктуаций мощности определяется шумами фотоприемника.

До сих пор встречаются работы, в которых стабильность мощности контролируется по системному фотоприемнику. Последнее не может служить характеристикой степени стабильности выходной мощности, ввиду того что любые изменения чувствительности фотоприемника, флуктуации коэффициента отражения светоделителя остаются незамеченными. Для контроля степени стабильности мощности выходного излучения необходимо использовать контрольный фотоприемник 13, который устанавливается непосредственно за светоделителем.

Возможна и последовательно-параллельная ССМ (рис. 7.14). Преимущество последней в том, что здесь вклад от цепи обратной

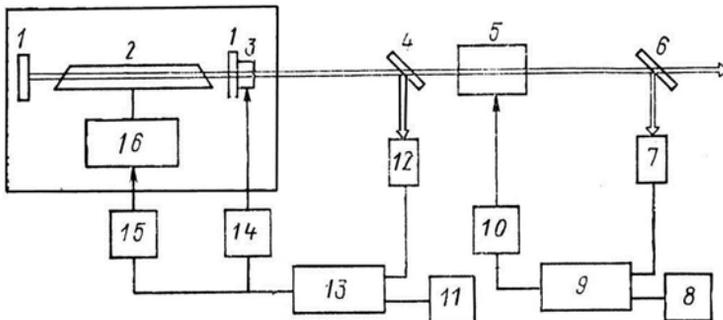


Рис. 7.14. Функциональная схема последовательно-параллельной ССМ: 1 – зеркала; 2 – активный элемент; 3 – пьезокорректор; 4, 6 – светоделители; 5 – внешний регулирующий элемент; 7, 12 – фотоприемники; 8, 11 – источники опорного напряжения; 9, 13 – компанаторы; 10, 14, 15 – усилители; 16 – источник накачки

связи с внешним регулирующим элементом не суммируется, а умножается. Возможны варианты данной ССМ с разделением полос частот реагирования.

Прежде чем разрабатывать ССМ, имеет смысл изучить нестабильность мощности серийных лазеров (например, [8]). Тогда появляются новые способы и устройства [9–11]. Наиболее систематично материал по ССМ изложен в диссертации [12]. В 21 веке число работ по этой тематике заметно уменьшилось: задачи, актуальные в 20 веке, были, в основном, решены, а новые пока накапливаются

ЛИТЕРАТУРА

1. Дёмкин В.Н., Елесин А.П. // Электронная техника. Сер. 4. 1979. Вып. 8 (77). С. 123–124.
2. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // Обзоры по электронной технике. Сер.11. 1986. № 3 (1179). С. 25.
3. Привалов В.Е., Смирнов Е.А. // Оптико-механическая промышленность. 1986. № 11. С. 52–60
4. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 174–176
5. Буткевич В.И. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 1ю С. 123–132.
6. Буткевич В.И., Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62, № 1. С.140–148.
7. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75, № 1, С. 171–174.
8. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // Измерительная техника. 1987. № 4. С. 27–29.
9. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. Авторское Свидетельство № 1544038 СССР, БИ № 28, 1992.
10. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. Авторское Свидетельство № 1681708 СССР, БИ № 28, 1991.
11. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. Авторское Свидетельство № 1371344 СССР, БИ № 37, 1987.
12. Дёмкин В.Н. Лазерные методы и средства измерения геометрии поверхностей сложной формы: автореферат диссертации на соискание ученой степени д-ра техн. наук: 05.11.07. Москва, 2004. 40 с.

Локаторами называют устройства, позволяющие определить, где локализован объект. Иными словами, задача локатора обнаружить объект, определить его координаты и их производные (скорость, ускорение). Радиолокатор иногда называют радаром – английская аббревиатура. Принцип работы локатора (акустического, радара, оптического) основан на измерении времени движения волны от передатчика до объекта и обратно к приемнику. Полупроизведение этого времени на скорость распространения волны равно расстоянию до объекта. Ряд дополнительных устройств локатора позволяет определять угловые координаты и параметры движения. Необходимым условием для передачи информации является модуляция волны, поэтому модулятор непременно входит в состав любого локатора. Известно, что гармоника информации не несёт.

Радиолокаторы в зависимости от назначения различаются дальностью обнаружения цели, чувствительностью и разрешающей способностью обнаружения. Радары, обеспечивающие минимальную погрешность измерений, работают в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

8.1. ЛАЗЕРНЫЕ ЛОКАТОРЫ

Уменьшение длины волны улучшает метрологические характеристики локаторов. В связи с этим представляют интерес лазерные локаторы. По аналогии с радаром лазерный локатор стали называть лидаром. Позднее этот термин стали применять не для любого лазерного локатора (см. главу 9). Лазерный локатор состоит из лазера, модулятора его излучения, передающей и приемной антенн, оптического приемника и системы обработки информации и индикации. Передающая и приемная антенны могут быть совмещены (рис. 8.1).

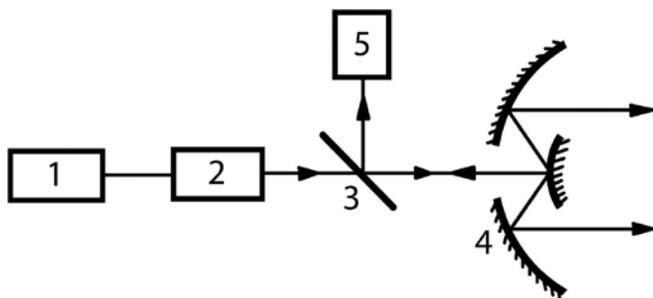


Рис. 8.1. Функциональная схема лазерного локатора:
1 – лазер; 2 – модулятор; 3 – светоделительная пластина; 4 – антенна; 5 – приемник

В зависимости от принципа измерения расстояний, положенного в основу работы прибора, и необходимой точности измерений выбирают тип лазера.

Используют как газовые лазеры, так и лазеры на конденсированных средах.

Существуют интерференционный, фазовый и импульсный методы измерения расстояния. Интерференционный может сегодня обеспечить с помощью ГРЛ относительную погрешность измерений порядка 10^{-8} – 10^{-9} на расстоянии менее 300 м, фазовый – до 10^{-6} на расстоянии 10–20 км, импульсный – 10^{-4} на расстоянии до 40 км (в идеальных атмосферных условиях вблизи поверхности земли или воды) в горизонтальном положении. В космосе лазерные локаторы более эффективны.

Менее требовательными в эксплуатации, чем интерференционные системы, являются фазовые дальномеры, основанные на измерении разности фаз между опорным сигналом и сигналом, прошедшим измеряемое расстояние. Для расстояний, меньших 5 км, дешевле использовать полупроводниковые лазеры. При измерении больших расстояний используют He-Ne-лазеры. Например, в дальномерах «Кварц» и «СГ-2М» в 1960-1970 годах применяли лазеры ЛГ-56 и ЛГ-55 (дальность действия 30 км днем и до 50 км ночью при ошибке измерений 1 см). Позднее указанные лазеры заменили на ЛГ-72, ЛГ-78 и ЛГН-105. Малогабаритный дальномер СВВ-1М с лазером ОКГ-16 позволял вести измерения до 12 км днем и 20 км ночью с относительной погрешностью 10^{-6} .

Импульсные дальнометры сегодня чаще используют твердотельные лазеры. Локация Луны осуществлялась лазерным дальнометром импульсного типа. Расходимость выходящего из передатчика луча в первых экспериментах составляла 40". Позднее, с помощью коллиматора получали пучок света с расходимостью около 2". При этом диаметр светового пятна на Луне составлял примерно 4 км. Расстояние до Луны измерено с погрешностью 1,5 м.

По сравнению с радарами они имеют ряд преимуществ: более высокую точность определения координат; меньший радиус мертвой зоны; более высокое разрешение по углу; большую точность определения скорости; более высокую помехоустойчивость. Уравнение дальности (формула локации) верно для импульсного локатора любого типа:

$$D = 1/2\sqrt{\pi}\sqrt[4]{P_u P_m^{-1} G \sigma S R^{-1}} = 1/2\sqrt{\pi}\sqrt[4]{P_u P_m^{-1} d^2 G \sigma S R^{-1} \theta^2} \quad (8.1)$$

где D – максимальная дальность действия; P_u – мощность локатора; P_m – предельная чувствительность приемника; G – направленность антенны; σ – эффективная отражающая поверхность; S – эффективная площадь приемной антенны; R – отношение сигнал/шум на выходе приемника; d – диаметр оптики приемника; θ – расходимость лазерного луча (напомним, что она обратно пропорциональна длине волны). Из уравнения (8.1) следует важное преимущество лазерного локатора. Направленность антенны (коэффициент направленного действия) определяется расходимостью излучения. У радиолокаторов ширину направленности измеряют градусами, у лазерных локаторов – угловыми секундами, т. е. направленность последних примерно на три порядка выше. Значит, при одинаковой дальности до объекта лазерный локатор имеет на выходе приемника более мощный сигнал (при прочих равных условиях).

Высокая несущая частота у лазерного локатора допускает более короткие импульсы модуляции. Измерение времени распространения сигнала до объекта и обратно тем точнее, чем меньшую длительность имеют импульсы локатора. Поэтому точность измерения расстояния импульсными лазерными локаторами выше, чем у радиолокаторов. Например, лазерный локатор при длительности импульса 50 нс имеет относительную погрешность измерения расстояния около $5 \cdot 10^{-4}$. Еще меньше (по аналогичной причине) относительная

погрешность у лазерного локатора с фазовым дальномером (до 10^{-6}). Более высокое разрешение по углу у лазерного локатора тоже объясняется направленностью лазерного излучения и составляет у лучших систем до 1».

Радиус «мертвой зоны» (расстояние, ближе которого объекты не могут быть обнаружены) тоже зависит от длительности импульса локатора, так как во время излучения приемное устройство не работает. Сигналы, отраженные от близко расположенных объектов, не могут быть приняты, потому что время распространения импульса до объекта и обратно меньше длительности импульса. Длительность импульса лазерного локатора может составлять 1 нс и менее, и мертвая зона практически определяется не длительностью импульса, а инерционностью в приемном канале.

Измерение скорости объекта с помощью локатора основано, как правило, на изменении доплеровского сдвига частоты отраженного сигнала по сравнению с опорным. Более высокая точность измерения лазерным локатором обусловлена теми же причинами, что и точность измерения расстояний.

Повышенная помехоустойчивость связана не только с направленностью излучения, но и с его монохроматичностью. Направленность обеспечивает минимум посторонних сигналов на входе приемника, монохроматичность позволяет ставить на вход приемника интерференционные фильтры, что исключает фон даже в пределах узкой диаграммы направленности приемной антенны.

В начале параграфа было отмечено, что обязательным элементом локатора (дальномера, в частности) является модулятор. Модуляторы, использующие эффект Керра, работают на частотах до 10^9 Гц и требуют больших энергетических затрат. Эффект Погкельса (аналог эффекта Керра в твердом теле) позволяет осуществить модуляцию на таких же частотах при меньших энергетических затратах; этот тип модуляторов сейчас очень распространен. Модуляторы на основе эффекта Фарадея работают на частотах до 10^{10} Гц, но имеют узкую полосу пропускания (порядка 10^6 Гц), громоздки и требуют создания системы охлаждения.

Из других методов амплитудной модуляции излучения ГРЛ можно перечислить модуляцию током разряда и локальным магнитным полем. Но эти методы из-за низких частот модуляции малопригодны для локации.

Частотная модуляция лазерного излучения может быть осуществлена с помощью эффектов Зеемана, Штарка, изменения оптической длины резонатора. Перестройка частоты осуществляется в пределах 100–200 МГц.

В качестве антенн лазерных локаторов используют телескопы, диаметр зеркал которых определен параметрами локатора в соответствии с выражением (8.1). Применяются зеркала диаметром от 20–30 см до нескольких метров. Последние пригодны для использования в береговых комплексах. Приемная и передающая антенны бывают совмещенными (рис. 8.1), но могут иметь и два отдельных канала. Сканирующие устройства подразделяют на механические (обеспечивают угол, измеряемый десятками градусов) и электрооптические. В последнем случае резко возрастает скорость сканирования и уменьшается угол отклонения луча.

За телескопом в приемном канале расположен интерференционный фильтр (полоса 10–50 А), устраняющий внешний фон. Фильтр находится у входа оптического усилителя, который представляет собой активный элемент лазера. В качестве детекторов используют фотоэлектронные умножители или фотодиоды. С помощью ФЭУ-76 детектируют сигналы, модулированные частотами до 1000 МГц. Некоторые типы фотодиодов (ЛФД-2) позволяют выделять частоты до 2000 МГц. В качестве детектора для излучения с длиной волны 0,63 мкм можно рекомендовать диоды ФД-7К, ФД-24К, обладающие минимальными собственными шумами. Для уменьшения шумов фотоприемники охлаждают.

В качестве детекторов используют фотоклистроны и лампы бегущей волны с фотокатодом. Они могут использоваться в качестве смесителей в супергетеродинных приемниках. В качестве гетеродина применяют лазер, стабилизированный по частоте, чтобы обеспечить эффективное использование узкополосных цепей радиоприемника.

Распространение лазерного излучения через атмосферу определяют поглощение, рассеяние и турбулентность. В результате ослабляется интенсивность излучения, происходит рефракция. Атмосфера довольно прозрачна в видимом диапазоне спектра, имеет несколько окон прозрачности (1–5 мкм), большое затухание (5–7,5 мкм), большое окно прозрачности (8–13 мкм). На последнее приходится излучение лазера на углекислом газе. Исследования окон прозрачности с помощью лазера показывают, что и в них имеется много полос по-

глощения. Наличие турбулентности накладывает ограничения на увеличение апертуры приемника. Перечисленные явления в атмосфере ограничивают дальность и точность измерений.

Лазерной локации в атмосфере посвящены отдельные книги (например, [1–3]). Здесь мы ограничились её кратким рассмотрением для использования в данной и следующей главах.

8.2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ВОДЕ

Изучению распространения света в воде посвящён ряд монографий (см., например, [4–9]) и большое число оригинальных публикаций. Распространение света характеризуют обычно коэффициентом поглощения k и коэффициентом рассеяния σ . Указанные коэффициенты зависят от свойств воды. Особый интерес представляет морская вода.

Вода имеет сплошной спектр поглощения, но не нейтральный. Свет не только поглощается, но и рассеивается. Причиной рассеяния света является оптическая неоднородность воды. В результате свет, проходя толщину воды, ослабляется. Ослабление

$$\varepsilon = \sigma + k .$$

Чистая вода имеет минимальное ослабление в диапазоне 0,44–0,48 мкм, морская вода – в диапазоне 0,46–0,48 мкм. Однако в море вода не бывает чистой, и многочисленные взвеси (планктон, продукты распада и т.д.) приводят к тому, что минимальное ослабление лежит в разных морях от 0,51 мкм (Баренцево море) до 0,57 мкм (Балтийское море). В некоторых случаях области минимального ослабления находятся в жёлтой и даже красной области спектра. Авторы [10] упоминают 4 длины волны медного ОКГ, которые можно использовать в исследовании моря: 0,5106 мкм, 0,5394 мкм, 0,5782 и 0,6154 мкм. Ниже рассмотрим свойства морской воды подробнее.

Океан, как и атмосфера, представляет собой мутную среду. Условия распространения излучения оптического диапазона в море существенно отличаются от условий в атмосфере как по величине, так и по спектральному распределению ослабления. Дальность распространения света в море на 2–3 порядка меньше, чем в атмосфере, а в глубины океана проникает свет лишь в узком сине-зеленом участке

спектра. Атмосфера – преимущественно рассеивающая среда; в океане значительную роль играют и поглощение, и рассеяние.

Кроме того, водная среда характеризуется наличием молекулярных неоднородностей, взвесей органического и неорганического происхождения, микроорганизмов (зоо и фитопланктона), а также микро-неоднородностей показателя преломления, обусловленных температурными градиентами, различием в солёности и т.п. Перечисленные факторы могут изменяться во времени, что еще более усложняют явления, возникающие при распространении света в толще воды.

8.2.1. Показатель преломления воды

Вода обладает дисперсией и показатель преломления воды неодинаков для различных длин волн. Он изменяется с изменением солёности и температуры воды. Основу вод океана составляет дисциллированная вода, оптические свойства которой практически неизменны по всему мировому океану. В ультрафиолетовой и видимой областях показатель преломления воды убывает с ростом длины волны [11] см. табл. 8.1.

Таблица 8.1

Показатель преломления чистой воды для ультра фиолетового и видимого излучения для $t=20^{\circ}\text{C}$

λ , нм	214	303	405	486	509	589	671	768
n	1,4032	1,3581	1,3428	1,3371	1,3360	1,3330	1,3308	1,3289

Показатель преломления морской воды несколько выше показателя преломления чистой воды. Изменение солёности влияет сильнее, чем температура:

$$\Delta n/\Delta s = 20 \times 10 [1/\text{‰}],$$

$$\Delta n/\Delta t = 5 \times 10 [1/^{\circ}\text{C}].$$

Спектральное изменение показателя преломления не превышает 4 % для широкого диапазона длин волн. Влияние температуры и солёности на показатель преломления воды показано в табл. 8.2 и 8.3.

Амплитуды колебаний солёности и температуры в толще морской воды происходят в широких пределах: солёность от нуля до 40%, ми-

Таблица 8.2

Значения показателя преломления чистой воды для температур 10÷30°C

Длина волны, нм	Показатель преломления при t, °C				
	10	15	20	25	30
434	1,34110	1,3408	1,3405	1,3398	1,3392
486	1,33780	1,33750	1,33714	1,33660	1,3360
589	1,33374	1,33341	1,33299	1,33252	1,33192
656	1,33180	1,33150	1,33115	1,33070	1,330200

Таблица 8.3

Показатель преломления воды для линии 589,3 нм при различных значениях температуры и солености

Температура, °C	Соленость S, ‰				
	0	10	20	30	40
0	1,33401	1,33601	1,33800	1,33999	1,34200
10	1,33370	1,33561	1,33751	1,33941	1,34131
20	1,33299	1,33485	1,33669	1,33853	1,34038
30	1,33196	1,33378	1,33558	1,33739	1,33920

нимальная температура морской воды $t_{\min} = -2,1^{\circ}\text{C}$, максимальная $t_{\max} = 40^{\circ}\text{C}$. На распределение солености влияют различные факторы: испарение на поверхности воды, смешение вод с различной соленостью, выпадение атмосферных осадков и т.д.

Распределение температуры также обусловлено многими факторами: годовым запасом тепла, получаемого от солнца, суточными колебаниями температуры, наличием течений, испарением с поверхности моря неравномерным экранированием различных участков моря облаками, теплообменом между морем и атмосферой, конвекцией, выпадением облаков, таянием льдов и т.д.

8.2.2. Характеристики оптических свойств мутной среды

Изменение оптических свойств океанических вод обязано присутствию растворенных и взвешенных веществ различного происхождения. Наличие частиц взвеси проявляется как в рассеянии, так

и в поглощении света. Оптические свойства мутной воды характеризуют показателями рассеяния и поглощения, имеющими размерность m^{-1} , и безразмерной функцией угла – индикатрисой рассеяния $x(\theta)$. Вместе с величинами σ и α используются также параметры:

$\epsilon = \sigma + \alpha$ – показатель ослабления

и $\Lambda = \sigma / \epsilon$ – вероятность выживания фотона.

Указанные характеристики описывают воздействие элементарного объема среды на элементарный (узкий, параллельный, монохроматический) пучок света. Под элементарными понимается объем среды, который оказывает слабое воздействие на пучок, т.е. изменяет его мощность P на величину $\Delta P \ll P$.

В гидрооптике оптические характеристики элементарного объема воды принято называть первичными гидрооптическими характеристиками (ПГХ). Кроме ПГХ для описания оптических свойств воды используют также «относительную прозрачность» или «прозрачность воды по белому диску» Z_b , представляющую собой предельную глубину видимости погруженного в воду белого диска диаметром 30 см наблюдаемого визуально с небольшой высоты (с борта судна) через поверхность моря. Прозрачность по белому диску довольно сложным образом зависит от всего набора ПГХ (в том числе от их спектрального распределения), а также от условий освещения и наблюдения. Тем не менее ее удастся использовать для ориентировочной оценки ПГХ и прогнозирования дальности видимости различных объектов в данном районе моря.

Расчетные формулы для ПГХ и вспомогательных характеристик сведены в таблицу 8.4.

Таблица 8.4

Основные гидрооптические характеристики и расчетные соотношения

№ п/п	Наименование	Формула	Размерность	Примечание
1	2	3	4	5
1	Показатель ослабления	$E = -1/P_0 \cdot dP/dl$	m^{-1}	
2	Показатель поглощения	$\alpha = \epsilon - \sigma$	m^{-1}	σ -показатель рассеяния
3	Вероятность выживания фотона	$\Lambda = \sigma / \epsilon$		

№ п/п	Наименование	Формула	Размерность	Примечание
4	Индикатриса рассеяния (угловое распределение рассеянного света)	$X(\theta) = E(\theta) / \text{Изотр.}$ или $X(\theta) = 2E(\theta) / \int_0^{\pi} E(\theta) \sin\theta d\theta$		$E(\theta)$ – реальное распределение облученности Изотр. – значение облученности в случае изотропного рассеяния для сферы, охватывающей элементарный объем
5	Средний косинус угла рассеяния	$\text{Cos}(\theta) = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \cos\theta X(\theta) \sin\theta d\theta$		
6	Средний квадрат угла рассеяния	$\theta^2 = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \theta^2 X(\theta) \sin\theta d\theta$		
7	Средний квадрат угла рассеяния по интервалу $0 < \theta < 45^\circ$	$\theta^{245^\circ} = \frac{\int_0^{45^\circ} \theta^2 X(\theta) \sin\theta d\theta}{\int_0^{45^\circ} X(\theta) \sin\theta d\theta}$		
8	Доля света, рассеянного в заднюю полусферу	$\varphi_{90^\circ} = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} X(\theta) \sin\theta d\theta$		
10	Коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния	$K_{\text{ас}} = (1 - \varphi_{90^\circ}) / \varphi_{90^\circ}$		
11	Закон Бугера	$P(\ell) = P(0)e^{-\varepsilon \ell}$	Вт	

8.2.3. Показатель рассеяния

Рассеяние света в морской воде происходит на флуктуациях плотности и на частицах взвеси. Показатель молекулярного рассея-

ния воды (табл. 8.5) гораздо меньше общего показателя рассеяния. Наблюдающаяся изменчивость рассеяния целиком определяется вариациями взвеси.

Общий показатель рассеяния слабо изменяется по спектру, медленно возрастает с уменьшением длины волны.

В поверхностных водах открытых океанов значение показателя рассеяния колеблется в основном в пределах $\sigma = 0,1-0,2 \text{ м}^{-1}$ со средним значением $\sigma = 0,15 \text{ м}^{-1}$. В глубинных водах $\sigma = 0,05-0,1 \text{ м}^{-1}$ со средним значением $\sigma = 0,075 \text{ м}^{-1}$. Минимальное значение $\sigma = 0,022 \text{ м}^{-1}$ зафиксировано на глубине 500 м в Тихом океане. В прибрежных зонах с высокой концентрацией взвеси σ может повышаться до $\sigma = 2-3 \text{ м}^{-1}$.

В таблице 8.5 приведены значения показателя σ на разных глубинах в открытом океане, усредненные по измерениям на 34 станциях в Атлантическом и Тихом океанах.

Таблица 8.5

Значения показателя σ на разных глубинах

Слой, м	0–50	50–100	100–200	200–1000
$\sigma, \text{ м}^{-1}$	0,17	0,13	0,09	0,06

Наиболее явно выражается стратификация показателя σ по глубине наблюдается в верхнем слое океана. Основной особенностью вертикальных распределений показателя рассеяния является наличие слоев пониженной прозрачности, как правило, совпадающих со слоями скачка плотности воды. На практике не всегда необходимо подробно рассматривать вертикальные распределения показателя рассеяния, в ряде случаев, например, при оценке видимости можно пользоваться характеристиками, усредненными по слою воды между объектом наблюдения и системой видения.

8.2.4. Индикатрисы рассеяния

Индикатриса рассеяния морской воды $x(\theta)$ сильно вытянута вперед. Основной вклад в общий показатель σ дает рассеяние под малыми углами θ .

Измерения, проведенные в конце 20 века, показали, что индикатрисы рассеяния в различных районах моря могут существенно отличаться.

В таблице 8.6 приведены средние значения параметров индикатрисы рассеяния в поверхностных и глубинных водах Тихого и Индийского океанов. По спектру параметры индикатрисы меняются слабо.

Таблица 8.6

Средние значения параметров индикатрисы рассеяния

Район	Слой, м	Σ , м ⁻¹	Кас	$\varphi 90^\circ$	$\cos\theta$
Открытый океан	<100	0,15	42	0,023	0,91
	>100	0,073	26	0,037	0,88
Район высокой биопродуктивности и вблизи рек	<100	0,25	65	0,015	0,94

Коэффициент асимметрии Кас, который характеризует степень вытянутости индикатрис, меняется в широких пределах от 8 до 200, что указывает на непостоянность состава взвеси. Морская взвесь полидисперсна и состоит из частиц различной породы. Считалось, что индикатрисы морской воды являются плавными функциями, т.к. экстремумы, для различных частиц налагаясь друг на друга, сглаживаются. Однако измерения, выполненные через малые угловые интервалы, показали, что до 30% индикатрис океанических вод имеют статистически достоверные промежуточные экстремумы. Наиболее часто наблюдаются максимумы на углах рассеяния 30° , 60° , 80° , 135° . Причиной их возникновения на морских индикатрисах является узкий спектр размеров частиц, определяющих основной вклад в рассеяние в данном направлении и наличие у этих частиц «монодисперсных» максимумов рассеяния на данных углах.

8.2.5. Показатель поглощения

Показатель поглощения относится к числу сравнительно мало изученных оптических характеристик морских вод. Главная причина этого – отсутствие удобного и простого метода его непосредственного измерения. Большинство имеющихся данных получено расчетным путем из измерения других оптических характеристик.

Показатель поглощения света морской водой складывается из постоянной части – поглощения самой водой – и переменной – поглощения растворенными и взвешенными веществами. Поглощение самой водой минимально в области 450-500 нм, слегка возрастает в

коротковолновую сторону и резко увеличивается в красную, начиная примерно с 550 нм. Поскольку рассеяние мало зависит от длины волны, область наименьшего ослабления соответствует минимуму показателя поглощения (κ_{\min}). Значения κ_{\min} в разных районах Мирового Океана приходится на разные длины волн, однако во всех случаях положение κ_{\min} находится в пределах спектрального диапазона 470–570 нм. В таблице 8.7 показано среднее спектральное распределение поглощения в поверхностных (до глубин 100м) водах Индийского и Тихого океанов.

Таблица 8.7

Среднее спектральное распределение поглощения в поверхностных водах

λ , нм	450	470	490	510	530	550	570	590
κ , м ⁻¹	0,044	0,033	0,026	0,02	0,03	0,04	0,05	0,15

8.2.6. Показатель ослабления и вероятность выживания фотона. Прозрачность по белому диску

Показатель ослабления – наиболее общая характеристика оптических свойств морской воды, поскольку в его формировании участвуют как рассеяние, так и поглощение света. По этой причине, а также вследствие того, что существуют простые и удобные методы его непосредственного измерения в море, для распределения показателя ослабления в водах океана имеется наибольшее количество экспериментальных материалов по сравнению с другими оптическими характеристиками.

Поскольку рассеяние значительно менее селективно по спектру, чем поглощение, спектральный ход показателя ослабления в основном определяется спектральной изменчивостью поглощения. Максимум прозрачности чистых океанических вод лежит в области 460–490 нм. По мере уменьшения общей прозрачности вод максимум пропускания, как правило, постепенно смещается и более длинными волнами.

Вертикальное распределение прозрачности может иметь самый разнообразный характер в зависимости от гидрологических, динамических и биологических условий. Как правило, вода поверхностных горизонтов обладает повышенным ослаблением из-за содержания

взвеси биологического происхождения. Ниже границы биологически активного слоя прозрачность возрастает. Глубинные воды обычно отличаются высокой прозрачностью и однородностью, за исключением районов глубинных течений, несущих различные водные массы. В непосредственной близости ко дну иногда наблюдается понижение прозрачности.

Значение показателя ослабления в поверхностных водах субтропических и тропических широт в открытом океане составляет $0,17-0,19 \text{ м}^{-1}$ в области $\lambda=546 \text{ нм}$. В умеренных широтах среднее значение ϵ для $\lambda=546 \text{ нм}$ повышается до $0,24-0,26 \text{ м}^{-1}$. Одновременные измерения σ и α (или σ и ϵ , или α и ϵ), дающие возможность определить вероятность выживания фотона, проводились сравнительно редко, в основном только в одной точке спектра ($\lambda=550 \text{ нм}$). Для поверхностных вод среднее значение Λ_{550} по данным измерений в Индийском океане равно $0,75$, для глубинных вод ($>100 \text{ м}$) – $0,58$.

Таблица 8.8

Сведения о значениях Z_b в морях и заливах

Район	Z_b , м
Черное море	5–28
Балтийское море (Финский и Ботнический заливы)	6–12
Средиземное море: центральная часть	20–50
Средиземное море: прибрежные районы	до 20
Баренцево море	6–24
Карское море	2–25
Панамский залив	10
Бенгальский залив	45

В области спектра, соответствующей минимуму поглощения (510 нм для поверхностных вод, $470-490 \text{ нм}$ для глубинных) вероятность выживания фотона повышается до $0,8-0,9$. Прозрачность по белому диску Z_b благодаря простоте измерения является наиболее изученной из оптических характеристик Мирового океана. Сведения о значениях Z_b в морях и заливах можно получить из таблицы 8.8.

8.3. ЛАЗЕРНЫЕ ГИДРОЛОКАТОРЫ

В указанном диапазоне работает большое число ОКГ (вкл. вторые гармоники излучения). См., например, [12]. Перечислим некоторые из них. Мощность излучения гелий-кадмиевых и гелий-селеновых ОКГ явно недостаточна, хотя излучение – в сине-зелёной области.

ОКГ на однократно ионизированном аргоне в видимом диапазоне работает почти на 20 длинах волн. 10 из них лежит в интервале 0,4545 мкм – 0,5287 мкм, наиболее мощные 0,4880 и 0,5145 мкм. Промышленные лазеры имеют мощность до 10 Вт, лабораторные установки до 500 Вт [13]. ОКГ может работать в импульсном режиме, длительности импульса более 0,1 мкс на частотах 10 Гц – 10 кГц. Более короткие импульсы, возможно, можно получить, модулируя добротность резонатора. ОКГ требует при больших мощностях водяного охлаждения. На наш взгляд, этот ОКГ может представлять интерес для работы на стенде.

ОКГ на однократно ионизированном криптоне в диапазоне 0,46–0,87 мкм работает примерно на 20 линиях. 80% мощности приходится на длину волны 0,6471 мкм. Далее идут 0,6764 и 5682 мкм. Коротче 0,53 мкм мощность в 2–3 раза слабее аргоновых линий в этом диапазоне. Этот ОКГ нам менее интересен.

ОКГ на парах меди работает только в импульсном режиме. Тактовая частота импульсов – сотни кГц и более. Длительность импульса 15–20 нс.

Линии излучения медного лазера 0,5782 и 0,5106 мкм не уступают по средней мощности аргоновому ОКГ. Не требуется водяное охлаждение. Но прибор не работает в наклонном положении. Параметры импульса плохо регулируются. Необходимо работать только в режиме накопления.

ОКГ на АИГ с неодимом (вторая гармоника 0,53 мкм) позволяет получать импульсы 2–3 нс с энергией 0,5 Дж на частоте 10 Гц. Этот ОКГ чаще других используется в гидролокаторах. Известная дальность работы в чистой воде – 80 м. Поскольку нужны короткие импульсы с достаточной энергией, этот ОКГ наиболее подходит для наших целей.

Появился ОКГ на $\text{Cr}^3: \text{LiSrAlF}_6$. По ряду параметров он со временем превзойдёт ОКГ на Nd:YAG .

Последние годы созданы лазерные диоды с излучением 0,8–0,9 мкм с мощностью более 100 Вт. Вторая гармоника их излу-

чения могла бы оказаться перспективной для чистой воды в качестве дополнительного излучения. Резко уменьшаются габариты, низкое напряжение питания и т.д.

Из перечисленных ОКГ на сегодня нас наиболее устраивает вторая гармоника ОКГ на АИГ с неодимом. Рассмотрим этот ОКГ подробнее.

Рассмотрение твердотельных ОКГ выходит за рамки настоящего пособия.

Функциональная схема гидролокатора напоминает функциональную схему воздушного лидара [14]. Известные нам гидролокаторы построены, в основном, на базе ОКГ на ИАГ с неодимом. На рис. 8.2 представлена схема одного из разработанных в ТОИ ДВО АН СССР гидролидаров [15]. На рисунке дан один канал регистрации.

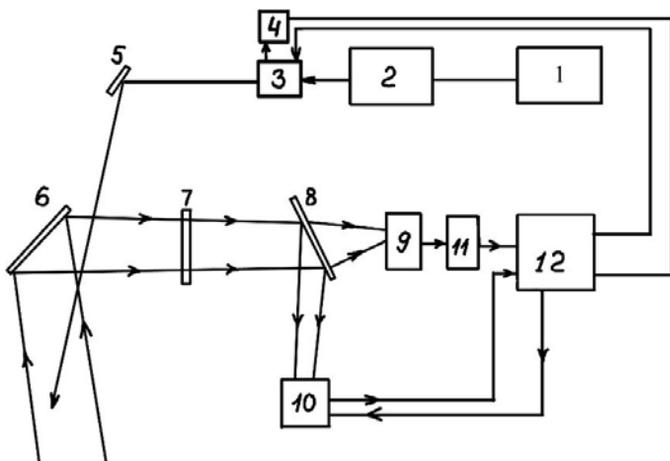


Рис. 8.2. Функциональная схема гидролокатора.

1 – ОКГ, 2 – оптический усилитель, 3 – формирователь зондирующего импульса, 4 – фотодиод, 5 и 6 – поворотные зеркала, 7 – апертура приёмника, 8 – светоделитель, 9 – спектрометр, 10 и 11 – фотумножители (ФЭУ), 12 – измерительный комплекс с ЭВМ

Прибор ТОИ имеет 4 канала регистрации для разных глубин. Такая схема позволяет получить одновременно картину на разных глубинах, но не позволяет сосредоточить весь отражённый сигнал в одном канале. Более современные лидары имеют примерно такую же функциональную схему.

Указанные в [14-15] фотоприёмники далеки от оптимальных. Анализ литературы [16, 17] показывает, что ряд преимуществ имеют ФЭУ 135 и ФЭУ 146. Последние отечественные разработки позволяют выбрать оптимальный ФЭУ, например, ФЭУ 157 и ФЭУ 175.

Остаётся рассмотреть оптику, проводящую излучение из воды к ФЭУ. Объектив – одно из основных звеньев подводных систем наблюдения. Он формирует на фоточувствительной поверхности приемника изображение объекта наблюдения (в системах подводной фотографии и телевидения) или световой сигнал от объекта наблюдения (в измерительных системах и лидарах). Качество работы оптической системы зависит от влияния среды и характеристик объектива. При выборе объектива необходимо оптимально согласовать его характеристики с характеристиками остальных элементов системы. Характеристики объектива можно условно разделить на две принципиально отличные группы: габаритные и абберрационные. Последние важны для аппаратуры фото- и телевизионного наблюдения, поэтому далее рассмотрим только габаритные характеристики объектива: положение плоскостей предмета и изображения, положение входного и выходного зрачков, поле зрения, светосилу, общую длину объектива и световые диаметры.

Положение предмета и изображение

Каждый объектив рассчитан на определенное положение плоскости предмета, которое может изменяться в небольших пределах. При работе под водой объекты расположены обычно не ближе 1 м от объектива, что намного больше нормального фокусного расстояния объектива. Поэтому можно считать, что плоскость предмета расположена в бесконечности, и объектив должен быть рассчитан для работы с «бесконечно удаленным предметом». Характеристикой, определяющей положение плоскости изображения, будет задний отрезок s'_F , представляющий собой расстояние от последней поверхности объектива до задней фокальной плоскости.

Положение зрачков

Перспектива изображения, а также изменение его масштаба при перемещении плоскости предмета и изображения определяется положением зрачков. Входной зрачок объектива, работающего с бесконечно удаленным предметом, находится вблизи самого объектива, т.е. в том же месте, где помещается глаз, рассматривающий предмет. Следовательно, объектив «видит» объекты под тем же углом, что и глаз.

Поэтому при работе под водой всегда имеем нормальную перспективу и для объектива – в этом случае остается характеристика, определяющая положение выходного зрачка, т.е. удаление выходного зрачка от задней поверхности объектива. От этой величины зависит изменение масштаба изображения при перемещении плоскости изображения.

Поле зрения

Объектив может обеспечить удовлетворительное качество изображения и достаточную его освещенность только для некоторого ограниченного поля зрения. Максимальная величина этого поля зрения обычно измеряется в угловой мере ($2\beta_{\max}$). Этой величине соответствует также максимальный размер изображения.

Объективы, имеющие поле зрения от 35° до 50° , называются нормальными, с полем зрения менее 35° – длиннофокусными или телеобъективами.

Светосила

Эта характеристика определяет способность объектива давать более или менее яркие изображения объектов. Светосила характеризуется коэффициентом пропускания τ и относительным отверстием D/f' , где D – диаметр входного зрачка объектива, f' – заднее фокусное расстояние.

Габаритные размеры объектива

Общая длина объектива L_{\max} и световые диаметры передней и задней линз D_1 и D_2 имеют большое значение при конструировании оптической системы.

От D_1 зависит размер защитного стекла (иллюминатора) объектива для работы под водой и связанные с этим требования к герметизации, прочности и другие. От D_2 зависит возможность применения объектива с конкретным типом фотоприемника

Изменение характеристик объектива в воде

При использовании объектива в подводной аппаратуре вода отделяется от него защитным стеклом – иллюминатором

Следовательно, с точки зрения габаритных характеристик необходимо рассматривать систему «объектив плюс иллюминатор». Характеристики системы в воздухе и в воде будут зависеть от формы и конструкции иллюминатора. Наиболее простым является иллюминатор в виде плоскопараллельной стеклянной пластины. Очевидно,

что габаритные и абберационные характеристики, которые имеет объектив в воздухе, изменятся при работе объектива под водой. Эти изменения являются следствием следующих особенностей воды, рассмотренных ранее: вода имеет отличный от единицы и зависящий от длины волны показатель преломления n ; вода представляет собой рассеивающую и неоднородную среду со случайным распределением показателя преломления (турбулентная среда). Здесь рассматривается влияние на габаритные и абберационные характеристики только показателя преломления воды.

Рассмотрим преломление лучей через иллюминатор. Если вода отсутствует, то $n_1 = n_3 = 1$ – луч, выходящий из иллюминатора, всегда параллелен падающему независимо от показателя преломления иллюминатора. Угловая величина предмета до иллюминатора β будет такой же, как и после. При погружении системы в воду положение меняется. Угол луча с осью β_a при выходе из иллюминатора зависит только от угла β_w в воде и показателя преломления воды n_w и не зависит от параметров плоскопараллельного иллюминатора – толщины d и показателя преломления n_i точно так же, как если бы преломление происходило непосредственно из воды в воздух.

Учитывая также, что иллюминатор не изменяет существенных характеристик объектива, можно сделать вывод, что при рассмотрении работы объектива под водой с плоскопараллельным иллюминатором последний может не приниматься во внимание. Предмет углового размера $2\beta_w$ в воде будет восприниматься объективом как предмет углового размера $2\beta_a$ в воздухе.

При работе оптической системы (иллюминатор плюс объектив) в водной среде габаритные характеристики отличаются от аналогичных характеристик объектива этой системы в воздухе: масштаб изображения увеличивается в $n_w = 1,33$ раза, поле зрения уменьшается в 1,33 раза. Фокусировка изменяется для предметов, расположенных на конечном расстоянии. Габаритные характеристики существенно не меняются. Таблица 8.9 – с основными параметрами некоторых длиннофокусных объективов.

Гидролокатор позволяет обнаружить неоднородности в воде, обусловленные разными причинами. По-видимому, они сводятся к изменению показателя преломления. Можно определить поглощение и рассеяние в воде, наличие примесей, прозрачность по белому диску. Всё это формирует фон данного участка моря. Появление посторон-

Основные параметры некоторых длиннофокусных объективов

Параметр	Таир 38Ц	Юпитер 6	Телемар 22	Та- ир-3А	МТО- 500	МТО- 1000
Фокусное расстояние, мм	133,2	180,29	201,6	299,89	500,7	1000,8
Относительное отверстие	1:4	1:2,8	1:5,6	1:4,5	1:8	1:10
Угловое поле зрения, град	18	14	12,5	8	5	2,5
Рабочее расстояние, мм	49,9	45,2	45,2	45,5	45,2	45,2
Передний фокальный отрезок, мм	-160,99	-197,7	-296	-371,67	-2437,2	-6641,16
Задний фокальный отрезок, мм	64,83	83,06	80,56	142,34	39,26	61,10
Коэффициент светопропускания не менее	0,81	0,8	0,85	0,8	0,58	0,5
Разрешающая сила, лин/мм						
в центре не менее	40	35	40	36	35	28
по полю не менее	25	16	2,5	30	22	16
Пределы фокусировки, м	1,5–∞	2–∞	2,5–∞	2,2–∞	4–∞	10–∞
Число линз, шт	5	5	4	3	4	4
Световой диаметр первой поверхности, мм	43,2	68	41	66,65	63,2	100,0
Световой диаметр последней поверхности, мм	19,2	31	25,6	30,98	27,0	29,0
Конструктивные элементы						
Наибольший диаметр оправы, мм	64,5	90	63	83	101	150
Длина оправы, мм	112	145	135	270	165	260
Посадочные размеры для насадок:						
Резьбовых	СпМ49 x0,5	СпМ77 x0,75	СпМ49 x0,5	-	СпМ77 x0,75	5М120 x1
Гладких (диаметр), мм	51	80	51	83	80	125
Масса, г	498	1500	475	1600	1500	3900

них предметов меняет фон, что может быть зафиксировано. Распространение света в воде продолжает привлекать внимание [18–19].

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев В.И. Оптическая локация для радиоинженеров. М.: Радио и связь, 1983. 176 с.
2. Мусьяков М.П., Миценко И.Д., Вансев Г.Г. Проблемы ближней лазерной локации. М.: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000. 295 с.
3. Лёкий В.Н., Миценко И.Д., Орлов В.Н. и др. Системы ближней лазерной локации. Новосибирск: Изд. НГТУ, 2000. 134 с.
4. Берёзкин В.А., Гершун А.А., Янишевский Ю.Д. Прозрачность и цвет моря. Л.: ВМА ВМФ, 1940. 124 с.
5. Шулейкин В.В. Физика моря. М.: Изд. АН СССР, 1953. 407 с.
6. Ерлов Н. Оптическая океанография. М.: Мир, 1970. 222 с.
7. Иванов А.П. Физические основы гидрооптики. Минск: Наука и техника, 1975. 503 с.
8. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Л.: Наука, 1983. 208 с.
9. Долин Л.С., Левин И.М. Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 232 с.
10. Vi Feigels, Yi Kopelevich // Proc. of SPIE. V. 3761. 1999. P. 130.
11. Букин О.А., Павлов А.Н., Пермяков М.С. и др. // Оптика атмосферы и океана. 1999. № 8. С. 715.
12. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 260 с.
13. Донин В.И. Мощные ионные газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1991. 207 с.
14. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере: Учебное пособие БГТУ «Военмех». СПб: БГТУ, 2001. 55 с.
15. Ильичёв В.И., Букин О.А., Лысун В.Н. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 303, № 6. С.148.
16. Ишанин Г.Г. Приёмники излучения оптических и оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1986. 175 с.
17. Bukin O.A., Major A.Y., Pavlov A.N. et al // Inter J. Remote Seising. 1998. V. 19. P. 707.
18. Казанцев С.Ю., Мирошников Н.Е., Титовец П.А. и др. Аппаратно-программный комплекс оценки основных технических характеристик оборудования беспроводной подводной лазерной связи // Труды XXXI международной научной конференции «Лазерно-информационные технологии ЛИТ 2022». Новороссийск. С. 121
19. Асаёнок М.А., Казанцев С.Ю., Федюк М.О. и др. Кремниевые фотоэлектронные умножители для подводных инфокоммуникационных систем // Труды XXXI международной научной конференции «Лазерно-информационные технологии ЛИТ 2022». Новороссийск. С. 122.

Лазерные локаторы, предназначенные не только и не столько для определения координат, а для определения концентрации примесей в атмосфере, называют лидарами. Лидар – это система дистанционного лазерного зондирования. Представляет собой бесконтактное средство измерения параметров удаленной мишени, в котором лазерное излучение направляется через атмосферу на мишень, а рассеянное мишенью излучение с этого расстояния зондирования собирается приемным телескопом на фотоприемник.

9.1. ПРИНЦИПЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Лидар состоит из передатчика – лазерного излучателя – и приемника – приемного телескопа с анализатором спектра и фотоприемником. Управление лидаром и обработка сигнала с фотоприемника осуществляется специализированным электронным устройством, работающим на линии с персональным компьютером (ПК). В работах [1–6] были предложены различные варианты лидарных систем, предназначенных для решения различных задач экологического мониторинга и непрерывного контроля загрязнения атмосферы. Такая станция мониторинга выбросов на промышленном объекте – лазерная система диагностики качества атмосферного воздуха [7–9] – может быть представлена лидаром или совмещать в себе несколько типов лидаров, реализующих методы дифференциального поглощения и рассеяния и комбинационного рассеяния света, что определяется типом загрязняющих веществ и особенностями наблюдаемого района. Сама система работает на линии с ПК, как это было описано в [8] или используется выделенный Интернет-канал.

Выбор основных параметров такой системы для контроля загрязняющих веществ в атмосфере составляет важное направление в рамках построения систем контроля загрязняющих веществ в атмосфере.

В [1] подробно рассмотрены явления, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с мишенью. В общем случае такая мишень представляет собой газовый поток, состоящий из аэрозольных частиц и газовых молекул. При распространении лазерного излучения сквозь такую мишень интенсивность лазерного излучения уменьшается за счет поглощения (или абсорбции) излучения веществом мишени за счет преобразования энергии световой волны в другие виды энергии [10] по закону Бугера-Ламберта-Бера [1]

$$I = I_0 \exp(-kx), \quad (9.1)$$

где x – толщина поглощающего слоя, а k – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны лазерного излучения, химической природы и состояния вещества. Согласно развитым в [10] представлениям, элементарный акт поглощения происходит при переходе свободного атома или атома в составе молекулы газа в возбужденное состояние, и при этом поглощается квант лазерного излучения.

Флуоресценция является одним из двух видов молекулярной фотолюминесценции и представляет собой один из возможных переходов атома или молекулы из возбужденного состояния в основное [10]. Флуоресценция характеризуется малой длительностью (менее 10^{-6} с) и обусловлена испусканием фотонов при переходе системы из возбужденного состояния в основное состояние.

Люминесценция же в общем случае – это свечение вещества, возникающее после поглощения им энергии возбуждения, и представляет собой избыток над тепловым излучением, испускаемым веществом при данной температуре за счет его внутренней (тепловой) энергии. В отличие от других видов свечения (например, рассеяния света, тормозного излучения) люминесценция характеризуется временем свечения, значительно превышающим период колебаний световой волны и составляющим от 10^{-12} с до нескольких суток.

Механизм люминесценции заключается в образовании под действием энергии от внешнего или внутреннего источника возбужденных состояний атомов и молекул и последующим испусканием ими квантов света (фотонов). По типу возбуждения выделяют следующие виды люминесценции: фотолюминесценцию (флуоресценцию, источ-

ник энергии возбуждения – свет), радиолюминесценцию (радиоактивное излучение), электролюминесценцию (электрическое поле), катодолюминесценцию (пучок электронов), триболлюминесценцию (механическое воздействие), хемиллюминесценцию (химические реакции) и др. Флуоресценция характеризуется спектром испускания (фотолюминесценция – также спектром возбуждения), квантовым выходом, поляризацией и временем затухания. Спектр испускания (или спектр флуоресценции) представляет собой зависимость интенсивности свечения от частоты или длины волны испускаемого света. На практике обычно пользуются наблюдаемыми спектрами флуоресценции, зависящими от спектральной чувствительности и градуировки прибора. Для получения истинного (квантового) спектра испускания выражают интенсивность флуоресценции числом фотонов, приходящихся на единичный интервал частот. Спектром возбуждения флуоресценции называется зависимость интенсивности свечения на фиксированной частоте от частоты (или длины волны) возбуждающего света. При слабом поглощении света образцом истинный спектр возбуждения флуоресценции в большинстве случаев совпадает со спектром поглощения флуоресцирующей мишени. Положение длины волны полосы в спектре флуоресценции определяется разностью энергий состояний, связанных излучательным переходом; интенсивность полосы и время затухания свечения – заселенностью возбужденного состояния и вероятностью перехода (или временем жизни возбужденного состояния). При испускании фотона сохраняется равновесная ядерная конфигурация молекулы, свойственная возбужденному состоянию (принцип Франка-Кондона [10]), поэтому при возвращении в основное состояние молекула обычно оказывается на одном из верхних колебательных уровней, соответствующем колебаниям тех химических связей, равновесная длина которых при данном электронном переходе меняется.

В результате частоты колебаний основного состояния проявляются в колебательной структуре спектров флуоресценции молекул, тогда как в колебательной структуре спектров поглощения проявляются и частоты колебаний возбужденного состояния.

В атомных парах испускание фотонов происходит при переходе в основное состояние из того же возбужденного состояния, которое образовалось при поглощении фотона, поэтому энергии испускаемого и поглощенного фотонов одинаковы (резонансная флуоресценция); в

спектрах испускания и поглощения (возбуждения) наблюдаются совпадающие узкие линии. Однако в многоатомных молекулах часть поглощенной энергии превращается в тепловую (происходит диссипация энергии), что приводит к сдвигу спектра испускания относительно спектра возбуждения в низкочастотную (длинноволновую) область (закон Стокса [7–10]). Квантовый выход флуоресценции определяется отношением числа испускаемых фотонов к числу поглощаемых и является функцией квантового выхода данного возбужденного состояния, вероятностью испускания фотона или константой скорости k_E этого процесса и средним временем жизни. В простых молекулярных системах типа газовых потоков флуоресценция после возбуждения коротким лазерным импульсом (по сравнению с средним временем жизни этого возбужденного состояния τ_j) затухает обычно по экспоненциальному закону [1]:

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau), \quad (9.2)$$

где I_0 – начальная интенсивность излучения, t – текущее время. Величина, обратная τ_j , равна сумме констант скорости k_j всех излучательных и безызлучательных процессов гибели данного возбужденного состояния. При наличии в возбужденном состоянии равновесий между различными формами возбужденных молекул или переноса энергии кинетика флуоресценции становится более сложной и может быть описана суммой двух или нескольких экспонент. Флуоресценция обычно частично поляризована даже в случае изотропных образцов и возбуждения неполяризованным светом, если угол между направлениями наблюдения и возбуждения отличен от нуля. Наибольшая степень поляризации флуоресценции наблюдается в тех случаях, когда направления возбуждения x , наблюдения y и поляризации возбуждающего света z перпендикулярны друг другу, и определяется отношением интенсивностей I_z и I_x компонент флуоресценции, поляризованных в направлениях z и x соответственно. Зависимость степени поляризации от частоты (или длины волны) возбуждающего света содержит информацию о характере вращения молекул в газовых средах и процессах переноса энергии в этих молекулах. Уменьшение квантового выхода называется тушением флуоресценции. Оно может наблюдаться под действием различных примесей (молекул газов в смеси) или при повышении температуры (температурное тушение). Под рассеянием света понимается изменение характеристик потока

лазерного излучения при его взаимодействии с веществом. Этими характеристиками могут быть пространственное распределение интенсивности, частотный спектр и поляризация света. На аэрозольных частицах наблюдается упругое рассеяние света без изменения частоты или длины волны падающего излучения [1, 2, 11]. Часто рассеянием света называется только обусловленное пространственной неоднородностью среды или мишени изменение направления распространения света, воспринимаемое как несобственное свечение среды. Количественной характеристикой рассеяния света и при классическом, и при квантовом описании является дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma$, определяемое как отношение потока излучения dI , рассеянного в малый элемент телесного угла $d\Omega$, к величине падающего потока I_0 :

$$(d\sigma/d\Omega) = dI/I_0. \quad (9.3)$$

Полное сечение рассеяния σ есть сумма $d\sigma$ по всем $d\Omega$ (сечение измеряют обычно в $см^2$). При упругом рассеянии можно считать, что σ – размер площадки, «не пропускающей свет» в направлении его первоначального распространения. При классическом описании рассеяния света часто пользуются матрицей рассеяния, связывающей амплитуды падающей и рассеянных по всевозможным направлениям световых волн и позволяющей учесть изменение состояния поляризации рассеянного света. Наглядной характеристикой рассеяния света служит индикатриса рассеяния – кривая, графически отображающая различие в интенсивностях света, рассеянного в разных направлениях [1]. Рассеяние света аэрозольными частицами можно описать на основе теории дифракции света на диэлектрических частицах. Многие характерные особенности рассеяния света частицами удаётся проследить в рамках строгой теории, разработанной для сферических частиц английским учёным А. Лявом (1889) и немецким учёным Г. Ми (1908, теория Ми) [12]. Когда радиус частицы r много меньше длины волны света λ_n в его веществе, рассеяние света на нём аналогично нерезонансному рассеянию света атомом. Сечение (и интенсивность) рассеяния света в этом случае сильно зависит от r и от разности диэлектрических проницаемостей ϵ и ϵ_0 вещества частицы и окружающей среды: $\sigma \sim \lambda_n^{-4} r^6 (\epsilon - \epsilon_0)$ (Рэлей, 1871). С увеличением r до $r \sim \lambda_n$ и более (при условии $\epsilon > 1$) в индикатрисе рассеяния появляются резкие максимумы и минимумы – вблизи так называемых резонансов Ми ($2r = m\lambda_n$, где $m = 1, 2, 3, \dots$). В этом случае сечения сильно возрастают и стано-

вятся равными $6\pi r^2$, рассеяние вперёд усиливается, назад – ослабевает, а зависимость поляризации света от угла рассеяния значительно усложняется. Рассеяние света большими частицами ($r \gg \lambda_n$) обычно рассматривают на основе законов геометрической оптики с учётом интерференции лучей, отражённых и преломленных на поверхностях частиц. Важная особенность этого случая – периодический по углу характер индикатрисы рассеяния и периодическая зависимость сечения от параметра r/λ_n . Именно рассеяние света на крупных частицах обуславливает ореолы, радуги, гало и другие явления, происходящие в аэрозольных средах туманах и облаках. Частным случаем рассеяния света является комбинационное рассеяние света веществом, которое сопровождается заметным изменением частоты рассеянного света. Если источник испускает линейчатый спектр, то при комбинационном рассеянии света в спектре рассеянного света обнаруживаются дополнительные линии, число и расположение которых тесно связаны с молекулярным строением вещества. Это схематично изображено на рис. 9.1. Комбинационное рассеяние света открыто в 1928 российскими физиками Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом при исследовании рассеяния света в кристаллах и одновременно индийскими физиками Ч.В. Раманом и К.С. Кришнаном при исследовании рассеяния света в жидкостях, поэтому в зарубежной литературе комбинационное рассеяние света часто называют эффектом Рамана. При комбинационном рассеянии света преобразование первичного светового потока сопровождается обычно переходом рассеивающих молекул на другие колебательные и вращательные уровни [10], причём частоты

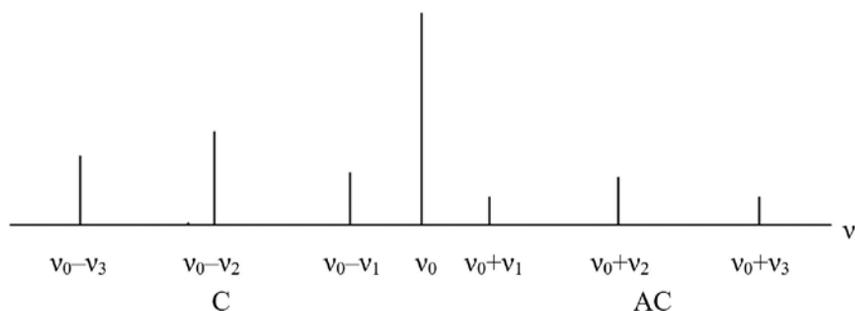


Рис. 9.1. Схема Стоксовых С линий с частотами $\nu_0 - \nu_1$, $\nu_0 - \nu_2$, $\nu_0 - \nu_3$ и Антискровых АС линий с частотами $\nu_0 + \nu_1$, $\nu_0 + \nu_2$, $\nu_0 + \nu_3$ при комбинационном рассеянии света с возбуждением на частоте ν_0

новых линий в спектре рассеяния являются комбинациями частот падающего света и частот колебательных и вращательных переходов рассеивающих молекул – отсюда и название «комбинационное рассеяние света». Для наблюдения спектров комбинационного рассеяния света необходимо сконцентрировать интенсивный пучок света на исследуемом образце. В качестве источника возбуждающего света чаще всего применяли ртутную лампу, а с 60-х гг. прошлого века – лазерный луч. Рассеянный свет фокусируется и попадает в спектрограф, где спектр комбинационного рассеяния света регистрируется фотографическим или фотоэлектрическим методами. Комбинационное рассеяние света наиболее часто связано с изменением колебательных состояний молекул. Такой спектр комбинационного рассеяния света состоит из системы линий спутников, расположенных симметрично относительно возбуждающей линии с частотой ν_0 , как на рис. 9.1. Каждому спутнику с частотой $\nu_0 - \nu_i$ (красный, или стоксов спутник согласно закону Стокса [10]) соответствует спутник с частотой $\nu_0 + \nu_i$ (фиолетовый, или антистоксов спутник). Здесь ν_i – одна из собственных частот колебаний молекулы. Таким образом, измеряя частоты линий комбинационного рассеяния света, можно определять частоты собственных (или нормальных) колебаний молекулы, проявляющихся в спектре комбинационного рассеяния света. Аналогичные закономерности имеют место и для вращательного спектра комбинационного рассеяния света, в котором частоты линий определяются вращательными переходами молекул. В простейшем случае вращательный спектр комбинационного рассеяния света – это последовательность почти равноотстоящих симметрично расположенных линий, частоты которых являются комбинациями вращательных частот молекул и частоты возбуждающего света.

Согласно квантовой теории, процесс комбинационного рассеяния света состоит из двух связанных между собой актов – поглощения первичного фотона с энергией $h\nu$ (h – постоянная Планка) и испускания фотона с энергией $h\nu'$, где $\nu' = \nu \pm \nu_i$ и происходящих в результате взаимодействия электронов молекулы с полем падающей световой волны. Молекула, находящаяся в невозбужденном состоянии, под действием кванта с энергией $h\nu$ через промежуточное электронное состояние, испуская квант $h(\nu - \nu_i)$, переходит в состояние с колебательной энергией $h\nu_i$. Такая схема энергетических уровней и соответствующих переходов изображена на рис. 9.2.

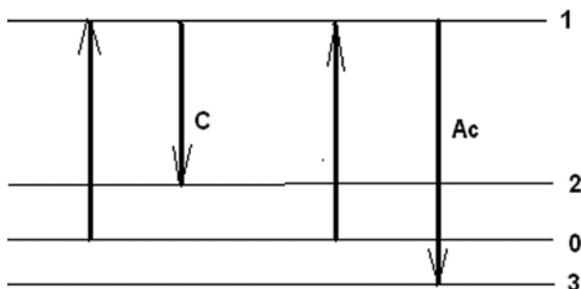


Рис. 9.2. Схемы Стоксова (С) и Антистоксова (Ас) переходов при комбинационном рассеянии света: 0 – основной уровень, 1 – промежуточный электронный уровень молекулы, 2 – колебательный уровень с числом $v = +1$, 3 – колебательный уровень с числом $v = -1$

Этот процесс приводит к появлению в рассеянном свете стоксовой линии с частотой $\nu - \nu_i$. Если фотон поглощается системой, в которой уже возбуждены колебания, то после рассеяния она может перейти в нулевое состояние; при этом энергия рассеянного фотона превышает энергию поглощённого. Этот процесс приводит к появлению антистоксовой линии с частотой $\nu + \nu_i$. Вероятность w комбинационного рассеяния света (а следовательно, интенсивность линий комбинационного рассеяния света.) зависит от интенсивностей возбуждающего I_0 и рассеянного I излучения: $w = aI_0(b + I)$, где a и b — некоторые постоянные. При возбуждении комбинационного рассеяния света обычными источниками света (например, ртутной лампой) второй член в скобке мал, и им можно пренебречь. Интенсивность линий комбинационного рассеяния света в большинстве случаев очень мала, причём при обычных температурах интенсивность антистоксовых линий I_{acm} , как правило, значительно меньше интенсивности стоксовых линий I_{cm} . Поскольку вероятность рассеяния пропорциональна числу рассеивающих молекул, то отношение I_{acm}/I_{cm} определяется отношением населённостей основного и возбуждённого уровней [13]. При обычных температурах населённость возбуждённых уровней согласно статистике Больцмана [10] невелика и, следовательно, интенсивность антистоксовой компоненты мала. С повышением температуры их населённость возрастает, что приводит к увеличению интенсивности антистоксовых линий. Интенсивность линий комбинационного рассеяния света I зависит от частоты ν возбуждающего света: на боль-

ших частотных расстояниях от области электронного поглощения молекул $I \sim \nu^4$, а при приближении к полосе электронного поглощения наблюдается быстрый рост их интенсивности. В некоторых случаях при малых концентрациях вещества удаётся наблюдать резонансное комбинационное рассеяние света – рассеяние, когда частота возбуждающего света попадает в область полосы поглощения вещества. При возбуждении комбинационного рассеяния света лазерами большой мощности вероятность комбинационного рассеяния света возрастает и возникает вынужденное комбинационное рассеяние света [14], интенсивность которого того же порядка, что и интенсивность возбуждающего света.

Линии комбинационного рассеяния света в большей или меньшей степени поляризованы [15, 16]. При этом различные спутники одной и той же возбуждающей линии имеют различную степень поляризации, однако характер поляризации стоксова и антистоксова спутников всегда одинаков. Степень деполяризации этих линий несет информацию о характере колебательной и вращательной релаксации молекулы [16].

Комбинационное рассеяние света, как и спектроскопия инфракрасного поглощения, является эффективным методом исследования строения молекул и их взаимодействия с ионами или другими молекулами. Важно отметить, что спектр комбинационного рассеяния света и инфракрасный спектр поглощения не дублируют друг друга, поскольку определяются различными правилами отбора [13, 17]. Сопоставляя частоты линий в спектре комбинационного рассеяния света и инфракрасном спектре одного и того же химического соединения, можно судить о симметрии нормальных колебаний [17] и, следовательно, о симметрии молекулы в целом. Таким путём из нескольких предполагаемых моделей молекулы может быть выбрана реальная модель, отвечающая закономерностям в наблюдаемых спектрах. Частоты, а также другие параметры линий комбинационного рассеяния света во многих случаях сохраняются при переходе от одного соединения к другому, обладающему тем же структурным элементом. Эта характеристичность параметров линий комбинационного рассеяния света лежит в основе структурного анализа молекул с неизвестным строением.

Спектры комбинационного рассеяния света каждого соединения настолько специфичны, что могут служить для идентификации

этого соединения и обнаружения его в смесях. Качественный и количественный анализ по спектрам комбинационного рассеяния света широко применяется в аналитической практике, особенно при анализе смесей углеводов [18]. Благодаря применению лазеров в качестве источников возбуждающего света значительно расширился круг объектов, доступных для исследования методами комбинационного рассеяния света, и стало возможным более детальное изучение газов, порошков и окрашенных веществ, в том числе и полупроводниковых материалов.

9.2. ЛИДАР ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

Все эти явления, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с газовым потоком, лежат в основе рассматриваемых далее лидарных методов контроля и измерения концентрации загрязняющих веществ в атмосфере. По результатам выполненных ранее исследований различных типов лидаров [6, 19-22], предназначенных для зондирования загрязняющих веществ в газовых потоках или чистой атмосфере, можно предположить, что для обнаружения концентраций N_a загрязняющих веществ порядка 10^{15} см^{-3} и ниже в атмосфере наиболее предпочтительным будет использование систем дифференциального поглощения. Это объясняется тем, что сечение поглощения значительно превышает эффективное (с учетом тушения) сечение флуоресценции и комбинационного рассеяния света [1]. В связи с этим на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим подбором длины волны излучения можно создать чувствительный метод измерения концентрации загрязняющих веществ в атмосфере.

Вариант лидара дифференциального поглощения подразумевает использование двухволнового излучателя: одна длина волны лазерного излучения попадает в центр полосы поглощения молекулы загрязняющего вещества, а другая – вне этой полосы [23]. В качестве такого излучения можно использовать, например, две гармоники YAG: Nd лазера на длинах волн 1064 и 532 нм.

В общем случае основные параметры, определяющие сигнал дифференциального поглощения, описываются ДП-коэффициентом [6, 24]

$$X = \sigma_0 N_a \Delta R \quad (9.4)$$

где X – ДП-коэффициент; σ_0 – сечение резонансного поглощения; N_a – концентрация атомов и ΔR – толщина поглощающего слоя.

С другой стороны, ДП-коэффициент определяется соотношением лидарных сигналов на двух выбранных длинах волн.

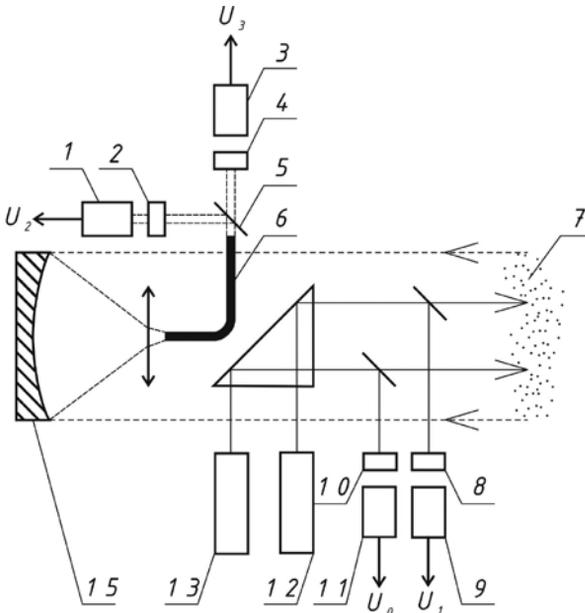


Рис. 9.3. Оптическая схема лидара дифференциального поглощения и рассеяния:

1, 3 – фотоумножители; 2, 4, 8, 10 – интерференционные светофильтры; 5 – полупрозрачное зеркало; 6 – световод; 7 – мишень; 9, 11 – фотодиоды; 12, 13 – лазеры; 14 – линзовый объектив и 15 – сферическое зеркало, 3 – плоскопараллельные пластины

Из формулы (9.4) видно, что при известном значении сечения резонансного поглощения σ_a можно достаточно эффективно использовать зависимость X от N_a в дистанционных измерениях концентраций загрязняющих веществ в атмосфере.

В лидаре дифференциального поглощения и рассеяния, оптическая схема которого приведена на рис. 9.3 [24], излучение YAG: Nd лазера 12 с импульсами длительностью 10 нс и энергиями 25 мДж на

длине волны 532 нм или это излучение, преобразованное в кристалле сапфира с титаном в перестраиваемое в диапазоне 600–1200 нм излучение, далее которое преобразовывалось во вторую гармонику 300–600 нм.

Излучение лазера 13 с энергией в импульсе 40 мДж на длине волны 1064 нм направлялось в атмосферу вдоль оси приемного телескопа в качестве опорного. Лидар построен по коаксиальной схеме, когда оба луча имеют параллельные направления и параллельны оси приемного телескопа [1, 2]. Интенсивность прошедшего сквозь атмосферу излучения на длине волны зондирующего излучения ослаблялась за счет поглощения атомами или молекулами [1, 24] и через интерференционный светофильтр 4 направлялась на фотоприемник 3. Одновременно полупрозрачным зеркалом 5 лазерное излучение на длине волны 1064 нм через интерференционный светофильтр 2 направлялось на фотоприемник 1 для измерения его интенсивности. Оно также прошло сквозь толщу атмосферы и служит в качестве опорного сигнала в дифференциальной схеме измерения. Импульсы напряжений с двух одинаковых фотоприемников 2 и 1 вводились в измерительную систему и записывались в ПК. Стеклянные пластины отводили часть лазерного излучения на длинах волн 532 и 1064 нм через светофильтры 8 и 10 на фотодиоды 9 и 11 для контроля энергии лазерных импульсов и синхронизации работы всего лидара.

Подбором коэффициентов усилителей на выходах фотоприемников были установлены коэффициенты передачи модулей, которые позволили перейти от напряжений к энергиям импульсов, а затем к ДП – коэффициенту X , график зависимости которого от заданного расстояния позволяет рассчитывать концентрацию атомов или молекул по известному сечению поглощения на длине волны зондирования. Этот результат можно использовать при дистанционных измерениях концентрации загрязняющих веществ в атмосфере.

9.3. ЛИДАР КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Наряду с дифференциальным поглощением и рассеянием для обнаружения загрязняющих веществ в атмосфере широкое распространение получил и метод комбинационного рассеяния света мо-

лекулами в газовых потоках [1, 25, 26]. Комбинационное рассеяние можно рассматривать как неупругий процесс, при котором лазерное излучение вызывает переход молекулы на виртуальный уровень с последующим почти мгновенным (время порядка 10^{-14} с) излучением на длине волны, отличной от лазерной. Разность энергий падающего и испущенного фотонов является характеристикой рассеивающей молекулы и обычно соответствует изменению колебательного квантового числа на единицу [13]. К сожалению, из-за малой величины сечений комбинационного рассеяния света молекулами большинства загрязняющих веществ (порядка 10^{-29} см² против 10^{-18} см² для сечения поглощения) чувствительность этого метода ограничена. Поэтому наиболее вероятным представляется применение лидара комбинационного рассеяния света для дистанционного контроля дымовых шлейфов труб, концентрации молекул в которых и могут достигать величины 10^{16} см⁻³, что на 2 порядка больше типичных значений для рассеянных в атмосфере молекул. Однако комбинационное рассеяние света является эффективным в аналитических целях из-за высокого пространственного разрешения, возможности калибровки и простоты аппаратной реализации.

Лидар комбинационного рассеяния света для дистанционного измерения концентрации молекул загрязняющих веществ был изготовлен на базе моностатического лидара, у которого лазерный луч распространяется вдоль оси приемного телескопа [20, 24]. Его оптическая схема приведена на рис. 7.4. Для возбуждения комбинационного рассеяния света молекулами было использовано излучение второй гармоники YAG -Nd лазера 8 с длиной волны 532 нм. Импульс длительностью 10 нс и энергией до 25 мДж направлялся поворотной призмой 5 вдоль оси приемного телескопа. Рассеянное назад излучение комбинационного рассеяния собиралось телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 1 диаметром 0,4 м и фокусировалось линзой 10 в волоконный световод 4. Затем это излучение через интерференционный светофильтр 3 с максимумом пропускания на длине волны исследуемой молекулы и полушириной 2 нм направлялось на фотумножитель ФЭУ-79 2. Импульс напряжения с ФЭУ 2, пропорциональный энергии импульса комбинационного рассеяния, подавался на вход микропроцессорной измерительной системы [25] и позволял на экране ПК получать графики зависимости концентрации молекул загрязняющего вещества от расстояния зондирования.

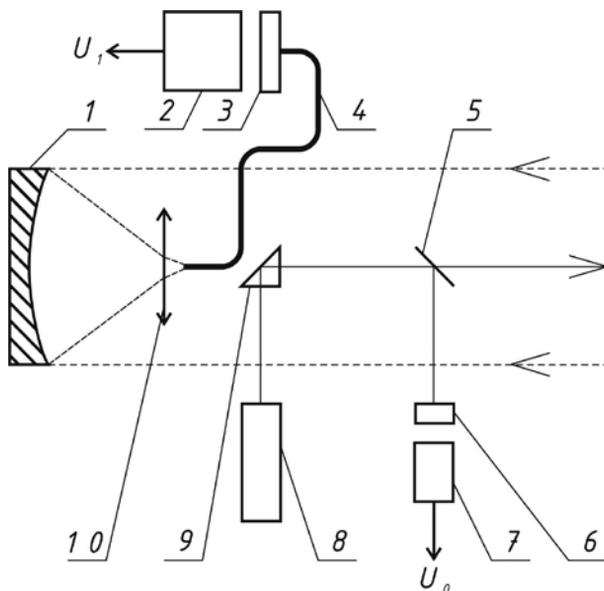


Рис. 9.4. Оптическая схема лидара комбинационного рассеяния света:

1 – сферическое зеркало; 2 – ФЭУ; 3, 6 – интерференционные светофильтры; 4 – светоковод; 5 – стеклянная пластина; 7 – фотодиод; 8 – лазер; 9 – призма; 10 – линза

Стеклянная пластина 5 направляла часть лазерного излучения через светофильтр 6 на фотодиод 7 для контроля энергии лазерного импульса.

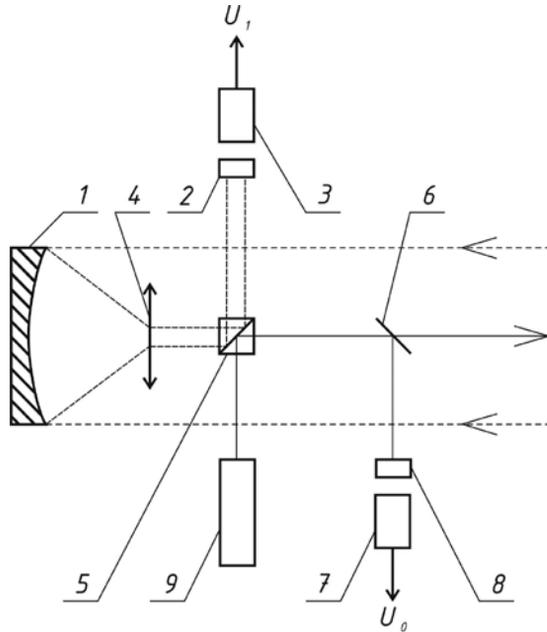
9.4. ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ ЛИДАР

Лидар для исследования флуоресценции атомов и молекул также изготовлен на базе моностатического лидара, у которого лазерный луч распространяется вдоль оси приемного телескопа [1, 24, 27].

Его оптическая схема, аналогичная оптической схеме лидара комбинационного рассеяния света, приведена на рис. 9.5. Для возбуждения флуоресценции мишени также было использовано излучение второй гармоники YAG-Nd лазера 9 с длиной волны 532 нм. Импульс длительностью 10 нс и энергией до 25 мДж направлялся поворотной призмой 5 вдоль оси приемного телескопа.

Рассеянное назад излучение флуоресценции собиралось телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 1 диаметром 0,4 м, поворачивалось призмой 5 и фокусировалось линзой 4 через интерференционный светофильтр 2 на фотоумножитель ФЭУ-79 1. Этот

Рис. 9.5. Оптическая схема флуоресцентного лидара: 1 – сферическое зеркало; 2, 8 – интерференционные фильтры, 3 – ФЭУ, 4 – линза, 5 – блок призм, 6 – стеклянная пластина, 7 – фотодиод, 9 – лазер



интерференционный светофильтр 2 с максимумом пропускания на длине волны флуоресценции имеет полуширину до 100 нм. Импульс напряжения с ФЭУ 1, пропорциональный энергии импульса флуоресценции, подавался на вход специальной микропроцессорной измерительной системы [25] и позволял на экране ПК получать графики зависимости концентрации загрязняющего вещества от расстояния зондирования.

Стеклянная пластина 6 направляла часть лазерного излучения через светофильтр 8 на фотодиод 7 для контроля энергии лазерного импульса.

Рассмотренные выше лидары дифференциального поглощения и рассеяния [6, 23, 24], комбинационного рассеяния света [1, 4, 25] и флуоресценции [1, 27] были применены для мониторинга атомов и молекул загрязняющих веществ в атмосфере на расстояниях зондирования до 5 км.

Мы рассмотрели основные типы лидаров, разработанные в прошлом веке и широко используемые сегодня. В 21 веке, естественно, появились новые разработки. Некоторые из них мы рассмотрим в разделе 9.5.

9.5. НОВЫЕ РАЗРАБОТКИ ЛИДАРОВ

Авторы [28] разработали мобильный лидарный комплекс для дистанционного контроля атмосферы. Комплекс содержит платформу и установленные на нее твердотельный лазер, два ТЕА CO_2 -лазера, телескоп, двухкоординатный зеркальный сканер, оптические системы передачи излучения, приемную спектральную систему; систему синхронизации, блок сопряжения, включающий: блок управления приводами и блок сбора информации от датчиков; вычислительно-управляющий комплекс, предлагается твердотельный лазер выполнить двухканальным перестраиваемым на Ti: Sapphire с блоками Nd излучателей; каждый ТЕА CO_2 -лазер снабдить парой идентичных, оптически соединенных между собой CO_2 -лазеров (гетеродинным и инжекционным), выходом соединенным со входом ТЕА CO_2 -лазера, совместно образующие двухканальный гетеродинный лидар, при этом оптическая система передачи излучения каждого канала двухканального гетеродинного лидара состоит из: соединенной с выходом ТЕА CO_2 -лазера, первой части оптического тракта, соединенного с оптическим ключом-модулятором, второй части оптического тракта, нижней части телескопического расширителя пучка излучения, половины объектива телескопа и сканера.

Как видно из краткого описания, комплекс обладает большими возможностями, но довольно громоздок. В некоторых случаях часть задач можно выполнить более простым устройством, которое предложено в другом патенте [29].

Результатом является упрощение конструкции лидарной системы контроля качества атмосферного воздуха за счет использования принципа комбинационного рассеяния света, что позволяет использовать только один лазер для определения степени загрязнения атмосферного воздуха молекулами предельных углеводородов в атмосфере над промышленной зоной.

Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха построена на принципе комбинационного рассеяния света. Лидарная система состоит из платформы с установленными на ней твердотельным лазерным излучателем на алюмоиттриевом гранате с неодимом, работающим в режиме третьей гармоники на длине волны 355 нм, оптической системы передачи лазерного излучения, приемного телескопа, блока сбора информации и вычислительно-управляющего комплекса.

Оптическая система передачи лазерного излучения дополнительно содержит преломляющую призму, направляющую лазерное излучение в исследуемую область пространства. Приемный телескоп выполнен в виде телескопа типа Ньютона со сферическим зеркалом и линзовым объективом, а блок сбора информации содержит интерференционный светофильтр для выделения участка спектра комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами с линиями молекул углеводородов, фотоэлектрический умножитель, масштабный усилитель, аналого-цифровой преобразователь и плату сбора данных.

Так как над промышленным предприятием основными загрязняющими веществами являются молекулы предельных углеводородов, то нецелесообразно использовать сложное оборудование для многокомпонентного анализа воздушного пространства над исследуемой областью, а достаточно использовать простую в исполнении лидарную систему для определения степени загрязнения атмосферного воздуха только молекулами предельных углеводородов.

На рис. 9.6 представлена оптическая схема лидарной системы контроля качества атмосферного воздуха. Лидарная система включает в себя приемный телескоп типа Ньютона со сферическим зеркалом 1 диаметром 0,4 м, линзовый объектив 2, интерференционный светофильтр 3 с максимумом пропускания на длине волны комбинационного рассеяния света, фотоэлектрический умножитель 4, преломляющая лазерное излучение призму 5, 6 – твердотельный лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом, 7 – контролируемую область пространства, 8 – вычислительно-управляющий комплекс, 9 – масштабный усилитель, 10 – аналого-цифровой преобразователь, 11 – плату сбора данных.

Принцип лазерного дистанционного зондирования методом комбинационного рассеяния света заключается в регистрации лазерного излучения, комбинационно рассеянного молекулами предельных углеводородов в направлении 180° с частотным сдвигом, характерным именно для этих молекул и определяемым их колебательными полосами.

Система работает следующим образом: импульс твердотельного лазерного излучателя 6 на алюмоиттриевом гранате с неодимом, работающий в режиме третьей гармоники на длине волны 355 нм, направляется в исследуемую область пространства 7 над промышленной зоной. Часть лазерного излучения используется для создания

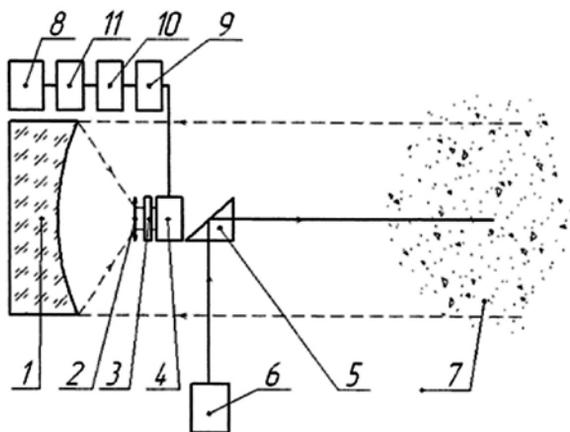


Рис. 9.6. Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха

опорного сигнала, который задает начало отсчета времени, а его амплитуда – энергию лазерного импульса. Рассеянное назад излучение комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами собирается телескопом типа Ньютона 1, фокусируется через линзовый объектив 2, проходя сквозь интерференционный светофильтр 3 на фотокатод фотоумножителя 4. Импульс напряжения с ФЭУ подается на вход масштабного усилителя 9, затем при помощи аналого-цифрового преобразователя 10 через плату сбора данных 11 сигнал поступает на вычислительно-управляющий комплекс, где информация обрабатывается стандартным программным обеспечением и формируется сигнал для передачи его по каналам связи (Internet, wi-fi и т.д.).

Для сопоставления достоверности измерений в нашей ситуации были рассчитаны и даны оценки мощности регистрируемого излучения комбинационного рассеяния света молекулами предельных углеводородов по лидарному уравнению для комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами.

Полученные результаты подтверждают, что для заданной концентрации зондируемых атомов N_a и энергии комбинационного рассеяния, равной энергии 10 фотонов, оптимальным вариантом для обнаружения предельных углеводородов на расстояниях до 6 км является длина волны лазерного излучения: $\lambda_L = 355$ нм, которая при энергии импульса лазера 1 мДж позволяет проводить измерения в минимально возможное время.

По всей трассе зондирования с увеличением расстояния от 0,01 до 2 км время измерения увеличивается примерно на 4 порядка. Если

за установленное время с расстояния $R=2,0$ км при заданном числе импульсов, посылаемых в атмосферу, ФЭУ регистрирует больше, чем 10 фотонов, мы можем сказать о превышении на этом расстоянии концентрации молекул над заданным уровнем. Кроме того, полученные значения времени измерения удовлетворяют требованию по быстродействию лидара.

Метод обеспечивает высокую точность измерений в средах, где в качестве источников загрязнений выступают молекулы предельных углеводородов.

Лидар в режиме секторного обзора, который обеспечивается за счет поворота платформы, устанавливаются в промышленной зоне на доминирующее по высоте строение. Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха предназначена для непрерывного контроля содержания газообразных предельных углеводородов в исследуемой области пространства. В случае обнаружения аварийного выброса или превышения уровня предельно-допустимых концентраций в режиме реального времени происходит обработка результатов в вычислительно-управляющем комплексе и передача сигнала по каналам связи.

Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха позволяет проводить дистанционный мониторинг загрязнения воздуха путем измерения энергии импульса, отраженного от загрязнений (мишени). Однако при малых загрязнениях и больших расстояниях до мишени энергия импульса уменьшается в 10^3-10^9 раз, становясь соизмеримой с шумами электронных приборов. В результате полезный сигнал может быть неразличим в этих шумах. Таким образом, недостатком лидарной системы контроля качества атмосферного воздуха является низкая чувствительность к малым загрязнениям, которая падает с ростом расстояния до мишени.

Указанный недостаток исправляет другое предложение [30]. Сущность предлагаемого решения иллюстрируется рис. 9.7, на котором изображена функциональная схема системы, где 1 – приёмный телескоп со сферическим зеркалом, 2 – линзовый объектив с интерференционным светофильтром. 3 – фотоприёмник, 4 – лазер, 5 – поворотная призма для направления лазерного излучения, 6 – контролируемая область пространства с загрязнениями (мишень), 7 – отражатель рассеянного излучения, 8 – блок сбора и обработки информации.

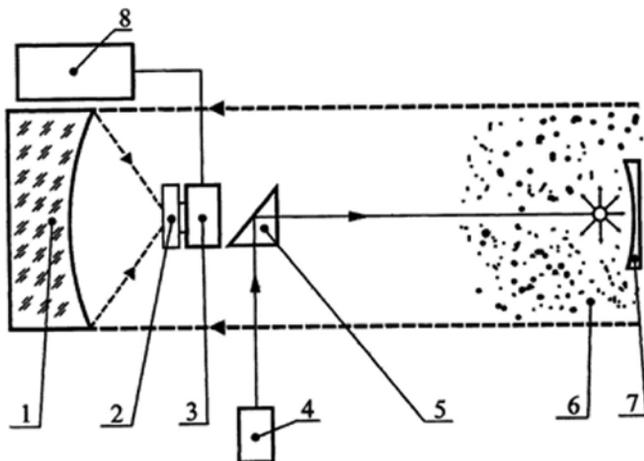


Рис. 9.7. Лидарная система контроля загрязнения воздуха

Лидарная система контроля загрязнения воздуха работает следующим образом. Импульс лазерного излучения из лазера 4 поворотной призмой 5 направляется в сторону мишени 6. Основная часть излучения достигает мишени 6 и рассеивается ею, формируя информацию об уровне загрязнения. Очень малая часть рассеянного излучения направляется назад в приёмный телескоп 1. Более значительная часть рассеянного излучения достигает отражателя 7 и направляется им в приёмный телескоп 1. Оба указанных потока излучения собираются линзовым объективом 2 с интерференционным светофильтром и направляются в фотоприёмник 3, формирующий электрический импульс. Последний поступает в блок 8 сбора и обработки информации, где вырабатывается сигнал об уровне загрязнения.

Определение уровня загрязнения воздуха происходит более точно, поскольку итоговый сигнал формируется двумя потоками излучения, вместо одного, как было у прототипа. Поток от отражателя 7 на порядок и более превышает рассеянное назад мишенью 6 излучение. Поэтому чувствительность предлагаемой системы заметно превышает чувствительность прототипа.

В частном случае реализации, если контролируемой областью пространства с загрязнениями является промышленный объект (атомная станция, нефтеперерабатывающий или цементный заводы и т.п. производства), то отражатель 7 устанавливают непосредственно на этом объекте, например, на вентиляционной трубе. Тогда выхо-

дящий из трубы поток является мишенью 6. При направлении импульса лазерного излучения на срез трубы обратно рассеивается загрязнениями весьма малая часть излучения. Если отражатель 7 устанавливаются на пути рассеянного загрязнениями лазерного излучения так, чтобы большая часть отражённого излучения направлялась в приёмный телескоп 1, то достигающий приёмного телескопа 1 рассеянный поток лазерного излучения многократно возрастает, обеспечивая более высокую чувствительность лидарной системы. Можно предложить другой случай реализации предлагаемого технического решения. Отражатель 7 устанавливается на летательном аппарате (включая беспилотный). Последний зависает над наиболее опасной зоной контролируемого пространства, поворотная призма 5 направляет излучение лазера 4 на отражатель 7, а последний направляет значительную часть рассеянного лазерного излучения в приёмный телескоп 1, обеспечивая более высокую чувствительность лидарной системы. Чем больше площадь отражателя 7, тем больше поток рассеянного лазерного излучения, направленного в приёмный телескоп 1. Рост площади отражателя 7 в приведенных примерах ограничивается прочностью соединения отражателя 7 с вентиляционной трубой или подъёмной силой летательного аппарата, а также возможностью сохранять способность к направлению излучения в приёмный телескоп 1 при порывах ветра и других атмосферных явлениях. Оптимальная форма отражателя 7 – параболоид, в фокусе которого находится мишень 6. Допустимы в отдельных случаях – плоский отражатель, уголкового отражатель. Отражатель 7 может быть снабжен селективными отражающими покрытиями для соответствующих длин волн рассеянного излучения.

Эффективность предлагаемой модели можно продемонстрировать на следующем примере. Источником излучения служит лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом со средней мощностью излучения второй гармоники излучения (длина волны 0,532 мкм) 1 Вт. Мишенью являются пары йода-131 над радиоактивным объектом. Объект отстоит на 1 км от лидарной системы. Мощность излучения, рассеянного обратно в приёмный телескоп без отражателя, обычно составляет 1–10 мВт и менее. При установке отражателя диаметром 0,5 м у среза вентиляционной трубы мощность вернувшегося рассеянного излучения увеличивается на несколько порядков и достигает 1–10 мВт в зависимости от погодных условий и расстояния

от излучающего лазера, что позволяет определить степень повышения загрязнений от ПДК с повышенной чувствительностью.

Рассмотрим ещё одно техническое решение, задачей которого является разработка измерителя уровня радиации [31] с повышенной чувствительностью для дистанционного мониторинга радиоактивного загрязнения радиационно-опасных предприятий за счет измерения спектра частот импульса, отражённого от мишени.

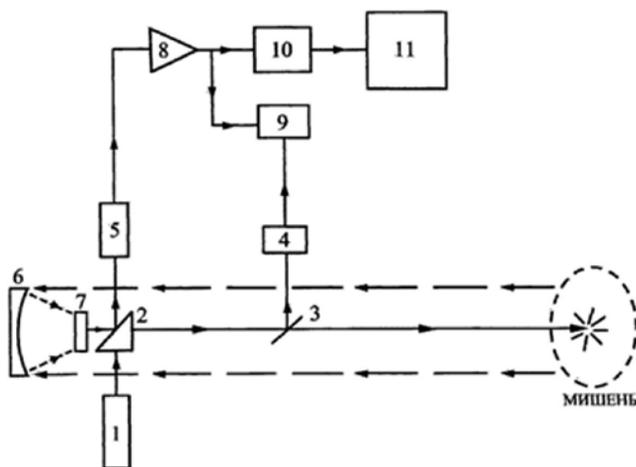


Рис. 9.8. Измеритель уровня радиации

Сущность предлагаемого решения иллюстрируется рис. 9.8, на котором изображена функциональная схема измерителя, где 1 – лазер, 2 – поворотное устройство, 3 – светоделитель, 4 – фотодиод, 5 – фотоумножитель, 6 – сферическое зеркало, 7 – линза, 8 – усилитель электрических импульсов, 9 – осциллограф, 10 – блок ФСИС (формирования спектра импульсов света), 11 – ЭВМ.

Измеритель уровня радиации работает следующим образом. Импульс лазерного излучения из лазера 1 поворотным устройством 2 направляется в сторону мишени. Малая часть излучения по пути к мишени светоделителем 3 отводится на фотодиод 4, формирующий электрический синхронизирующий импульс, поступающий на вход осциллографа 9. Основная часть излучения достигает мишени и рассеивается ею, формируя информацию об уровне радиации. Рассеянное излучение достигает сферического зеркала 6, отражается и собирается линзой 7 через отражающую поверхность поворотного устройства 2 в

фотоумножителе 5, формирующем электрический импульс, усиливаемый усилителем 8. Сигнал с последнего поступает на два параллельных входа: блока ФСИС 10 и осциллографа 9. Сигнал с усилителя 8 в осциллографе 9 преобразуется в сигнал дальности до мишени. Блок 10 ФСИС выделяет спектр частот электрического импульса и подаёт его на вход ЭВМ 11 для определения уровня радиации по параметрам спектра. Например, в качестве блока ФСИС могут быть использованы промышленные анализаторы спектра С4 – 25 или С4 – 8.

Измеритель уровня радиации позволяет выявлять даже малые загрязнения над радиационно-опасными предприятиями на большом от них расстоянии путем измерений спектра частот импульса, отраженного от мишени, а не по энергии импульса. Известно, что энергия импульса на эталонном уровне измеряется сегодня с погрешностью в четвертом знаке, а частота – в четырнадцатом знаке. Следовательно, учет спектра частот импульса повышает чувствительность измерителя уровня радиации на много порядков. Даже если удастся поднять чувствительность на один-два порядка, это уже будет серьезным результатом.

Определение уровня радиации по параметрам спектра можно осуществлять, например, следующим образом. Опытным путём градуируют измеритель уровня радиации по сигналу, отражённому от источника, уровень радиации которого хорошо известен. Например, в зависимости от расстояния до источника, либо в зависимости от уровня радиации по источнику с переменным уровнем радиации. Градуировка осуществляется по изменению спектра частот импульса, а частота в настоящее время измеряется на десять порядков точнее, чем энергия импульса. Имея градуировочную кривую, определяют уровень радиации неизвестной мишени при достаточно малых амплитудах рассеянного назад сигнала.

В результате применения предлагаемого измерителя уровня радиации появляется возможность дистанционного мониторинга удаленных радиационно-опасных объектов при малых уровнях радиации.

Работа над лидарами продолжается. Учёт конечной ширины линии излучения лазера [32–33] позволяет увидеть новые возможности получения достоверных результатов измерений. Конечно, новое время принесло с собой и новые результаты.

Интерес к экологичной энергетике, в том числе и водородной (см., например, [34–35]), показал, что лазер может использоваться как

при диагностике утечек, так и при создании топлива. Число работ по диагностике утечек [35–40] обычно превышает число работ по получению водорода (например, [41]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей / В.Е. Зуев, Б.В. Кауль, И.В. Самохвалов, К.И. Кирков, В.И. Цанев; отв. ред. М.В. Кабанов. Новосибирск: Наука, 1986. 186 с.
2. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. Пер. с англ. И.Г. Городецкого, В.В. Филюшкина; под ред. А.Б. Карасева. М.: Мир, 1987. 550 с.
3. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере: Учебное пособие БГТУ «Военмех». СПб: БГТУ, 2001. 55 с.
4. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Дистанционное лазерное зондирование углеводородов в атмосфере // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, вып. 21. С. 71–75.
5. She C.Y. Remote measurement of atmospheric parameters: new applications of physics of lasers. // Contemporary Physics. 1990. Vol. 31, N 4. P. 247–260.
6. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере / Привалов В.Е., Шеманин В.Г. // Журнал технической физики. 1999. Т. 69, вып. 8. С. 65–68.
7. Лидарная система управления качеством над промышленным районом. / Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. // Экологические системы и приборы. 2002. № 4. С. 13–15.
8. Система управления лидарной станцией мониторинга загрязнений атмосферы промышленного района / Воронина Э.И., Сапожников Д.Ю., Шеманин В.Г. // Безопасность жизнедеятельности. № 9. 2003. С. 34–37.
9. Лидарная система определения аварийных выбросов углеводородов в атмосфере. / Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. // Безопасность жизнедеятельности. № 9. 2003. С. 30–33.
10. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. С. 538–606, 711–768.
11. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд. ИЛ, 1961. 535 с.
12. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
13. Сущинский М.М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. М.: Наука, 1969. 576 с.
14. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир. 1966. 424 с.
15. Брандмюллер И., Мозер Г. Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света. Пер. с нем. Г.В. Перегудова и Х.Е. Стерина / Под ред. [и с предисл.] М.М. Сущинского. М.: Мир, 1964. 628 с.
16. Бобович Я.С. Последние достижения в спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния света // Успехи физических наук. 1969. Т. 97, вып. 1. С. 37.

17. Колебания молекул / Волькенштейн М.В., Грибов Л.А., Ельяшевич М.А., Степанов Б.И. М.: Наука, 1972. С. 138–142.
18. Ландсберг Г.С., Бажулин П.А., Сушинский М.М. Основные параметры спектров комбинационного рассеяния углеводородов. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 342 с.
19. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Об определении минимальной энергии импульса при лазерном зондировании на гармониках Nd-YAG лазера // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 82, № 5. С. 873–875.
20. Inaba H., Kobayasi T. Laser-Raman Radar // Opto-Electronics. 1972. V. 4. № 2. P. 101–123.
21. Лазерный контроль атмосферы // Под ред. Э. Хинкли. М: Мир, 1979. 546 с.
22. Лазерная аналитическая спектроскопия / В.С. Антонов, Г.И. Беков, М.А. Большов и др.; отв. ред. В. С. Летохов. Сб. статей. Институт спектроскопии АН СССР. М.: Наука, 1986. С. 57.
23. Лидарный метод дифференциального поглощения. Современное состояние исследований / Зуев В.В., Катаев М.Ю., Макогон М.М., Мицель А.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8, № 8. С. 1136–1164.
24. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарное зондирование молекул йода при низких давлениях // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 93, № 4. С. 699–701.
25. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Зондирование молекул водорода на лабораторном лидаре КР // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 5. С. 14–17.
26. Привалов В.Е., Смирнов В.Б., Шеманин В.Г. Расчет параметров лазерного дистанционного зондирования молекулярного водорода. Препринт НИИ «Российский центр лазерной физики» СПбГУ. С.-Пб.: СПбГУ, 1998. 20 с.
27. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Параметры флуоресцентного лидара для зондирования молекулярного йода в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. С. 237–239.
28. Борейшо А.С., Мошков В.Л., Тарасова Т.Е. и др. «Мобильный лидарный комплекс для дистанционного контроля состояния атмосферы» Патент России № 43657, 2005.
29. Аблязов Э.К., Шеманин В.Г. «Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха» Патент России № 101836, опубликовано 27.01.2011.
30. Привалов В.Е. «Лидарная система контроля загрязнений воздуха» Патент России № 113846, опубликован 27.02.2012, БИ № 6.
31. Привалов В.Е. «Измеритель уровня радиации» Патент России № 110549, опубликован 20.11.2011, БИ № 32.
32. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Уравнение лазерного зондирования для реального аэрозольного лидара // Фотоника. 2013. № 2 (38). С. 72–78.
33. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарное уравнение с учетом конечной ширины линии генерации лазера // Известия РАН. Серия Физическая. 2015. Т. 79, № 2. С. 170–180.
34. Лобанов С. Водород: назад в будущее // Наука. Политех. 2021. № 3. С. 44–59.
35. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Зондирование молекул водорода в атмосфере лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса // Лазеры. Измерения. Информация. 2021. вып. 4. С. 4–12.

36. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарная система комбинационного рассеяния света для зондирования молекул водорода в атмосфере // *Оптика и спектроскопия*. 2022. № 3. С. 359.

37. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Зондирование лидаром КРС молекул гидрофторида в атмосферном пограничном слое // *ЖПС 2021 (июль-август)*. Т. 88, № 4. С. 624–628.

38. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Мониторинг молекул сероводорода в атмосферном пограничном слое лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса // *Оптический журнал*. 2018. Т. 85, № 4. С. 47–52.

39. Privalov V.E. and Shemanin V.G. Hydrogen Sulfide Molecules Lidar Sensing in the Atmospher // *X, Optical Memory and Neural Networks*. 2018. Vol. 27, No. 2. Pp. 120–131. © Allerton Press, Inc., 2018.

40. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Измерение концентрации молекул водорода в атмосфере: компьютерное моделирование лидарного уравнения для дифференциального поглощения и рассеяния // *Измерительная техника*. 2022. № 11. С. 38–43.

41. Привалов В.Е. «Устройство для разложения воды» Патент России № 165752, опубликован 10.11.2016, БИ № 31.

10.1. ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА

Рассмотрим несколько определений, связанных с лазерно-интерференционными методами измерений.

Интерференция света – перераспределение интенсивности света в результате наложения (суперпозиции) нескольких когерентных световых волн. Это явление сопровождается чередующимися в пространстве максимумами и минимумами интенсивности. Её распределение называется интерференционной картиной.

Интерферометрия (от лат. *inter* – между, *ferens* (*ferentis*) – несущий, греч. *metre* – измерять) – метод визуализации процессов и явлений, а также измерения физических и других величин, основанный на явлении интерференции волн и измерении разности фаз (разности оптических путей) между интерферирующими волнами (между так называемой «объектной» волной, прошедшей через объект, и опорной волной, прошедшей мимо объекта через область с известными параметрами). Интерферометрия позволяет измерять с высокой точностью очень маленькие и очень большие расстояния и толщины, показатель преломления в объекте, а также другие связанные с ним физические и химические величины.

Интерференционные измерения находят применение в следующих областях: 1) в технологии производства для контроля качества поверхностей оптических деталей, исследования макро- и микрогеометрии поверхностей металлических и оптических деталей, для контроля однородности оптических материалов и др.; 2) в метрологии для измерений длины волны, механических перемещений, измерения показателя преломления вещества, исследования структуры спектральных линий, определения спектроскопических постоянных и т.д.; 3) в технике физического эксперимента для изучения разного рода физических процессов при наличии неоднородности исследуе-

мого объекта. Сюда относятся: изучение температурного поля объекта, исследование неоднородностей в воздушных вихрях и потоках; исследование дисперсии света, т. е. зависимости показателя преломления вещества от длины волны вдали и вблизи полосы поглощения; измерение механических напряжений в моделях при наличии статистических и динамических нагрузок и др.; 4) в приборостроении на принципе интерференционных явлений создаются приборы и устройства, применяемые для различных целей в технике физического эксперимента. Например, интерференционные и интерференционно-поляризационные фильтры, резонаторы лазеров, спектральные приборы, построенные на базе интерферометров, поляризационные компенсаторы для анализа поляризованного света, голографические интерферометры и др.

Интерферометры – это оптические устройства для наблюдения эффектов интерференции волн и использования этих эффектов в измерительных целях. При интерференции происходит пространственное перераспределение интенсивности колебаний, возбуждаемых волнами, и образование светлых и темных интерференционных полос – максимумов и минимумов интерференции. Светлые полосы образуются там, где колебания складываются по фазе и усиливают друг друга. Это означает, что разность фаз колебаний равна $\Delta\varphi = 2\pi m, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Темные полосы оказываются там, где колебания в противофазе, т. е. $\Delta\varphi = (2m + 1)\pi$, и ослабляют друг друга.

Волны от физически различных источников взаимно некогерентные. Поэтому для получения взаимно когерентных волн используют оптические устройства – интерферометры, в которых волну от одного источника разделяют на две части – на две волны, которые потом тем или иным способом накладывают друг на друга. Интерферометры можно разделить на два вида – с делением исходной волны по амплитуде и с делением по волновому фронту. Интерферометр Майкельсона, который мы будем рассматривать далее, относится к первому виду. Простейшая схема интерферометра Майкельсона приведена на рис. 10.1.

При сложении двух взаимно когерентных волн для интенсивности результирующих колебаний в центре интерференционной картины можно получить уравнение:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi_{12}), \quad (10.1)$$

где I_1, I_2 – интенсивности складываемых колебаний, $\Delta\varphi_{12}$ – разность фаз колебаний. Вид интерференционной картины схематично изображён на рис. 10.2, а на рис. 10.3 приведена фотография интерференционной картины.

Приведенная на рис. 10.4 зависимость I от ΔZ_M является периодической с периодом $\lambda/2$. Такая зависимость позволяет осуществить привязку к одному из экстремумов интенсивности интерференционной картины для

измерения изменения разности длин плеч ΔZ_M интерферометра, счета интерференционных полос и их доли при автоматической подстройке интерферометра к ближайшему экстремуму интерференционной

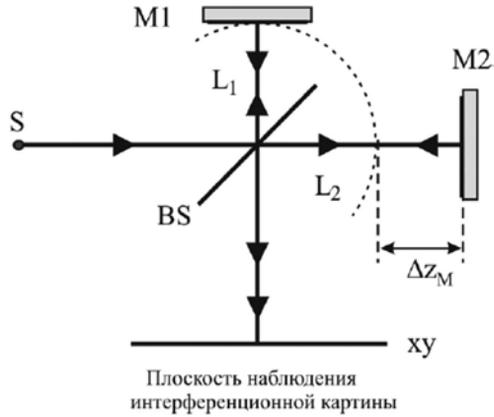


Рис. 10.1 Оптическая схема интерферометра Майкельсона:

S – источник света, BS – делительная пластина, M1 и M2 – плоские зеркала, ΔZ_M – разность длин плеч интерферометра

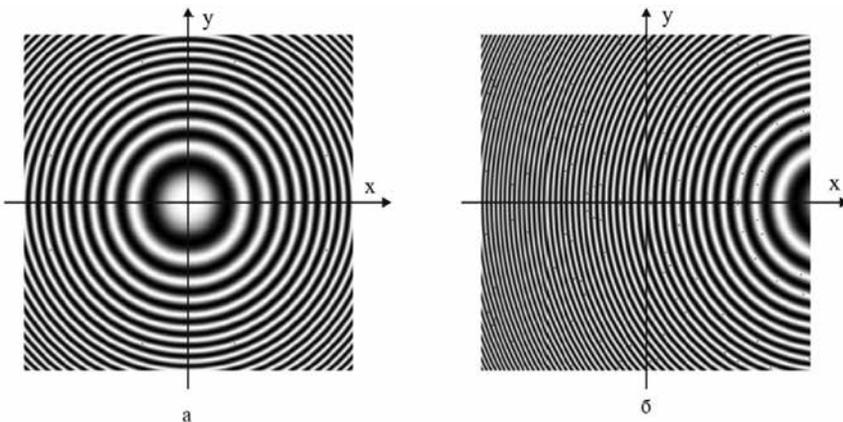


Рис. 10.2. Кольцевые интерференционные полосы, образующиеся на выходе интерферометра Майкельсона: а – при расположении зеркал перпендикулярно оптической оси интерферометра; б – при наклоне одного зеркала на малый угол



Рис. 10.3. Вид интерференционной картины в интерферометре Майкельсона и юстировочный узел, изменяющий разность хода лучей

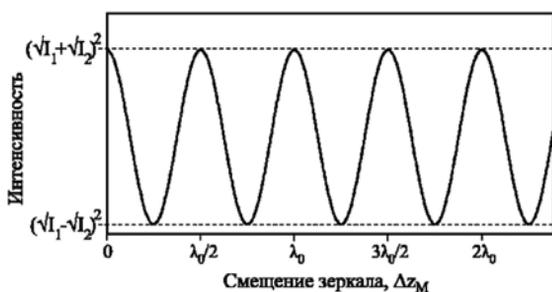


Рис. 10.4. Изменение интенсивности света в центре интерференционной картины в зависимости от величины смещения ΔZ_M зеркала интерферометра

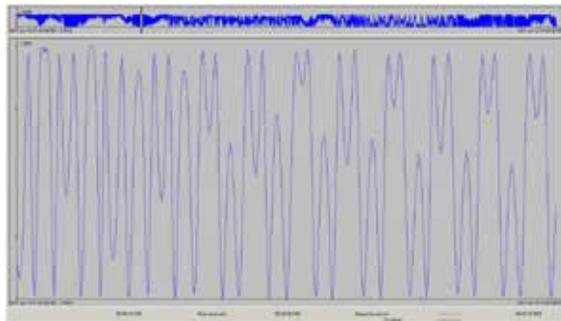


Рис. 10.5. Интерферограмма случайного сигнала (интерферометр Майкельсона)

картины. Данный рисунок соответствует также ситуации, когда разность хода изменяется линейно. Ниже приведен фрагмент записи (рис. 10.5), иллюстрирующей изменение разности хода при случайном характере изменения разности хода в интерферометре Майкельсона.

Существует множество оптических схем интерферометров, в основу которых положен интерферометр Майкельсона – от очень простых до достаточно сложных и энергоёмких. В зависимости от решаемых задач такие схемы могут содержать различное количество оптических, механических и электронных элементов. Далее мы будем рассматривать интерферометры, которые в качестве источника света используют лазеры, см. рис. 10.6.

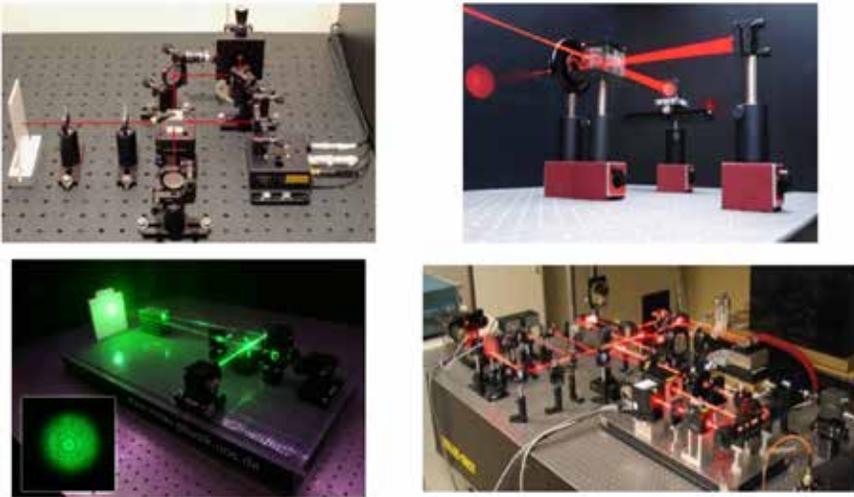


Рис. 10.6. Лазерные интерферометры Майкельсона различной степени сложности

10.2. ЛАЗЕРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ДЕФОРМАЦИЙ

Для решения различных задач геофизики множеством научных организаций во всем мире в разные годы было создано большое число установок на базе интерферометров, позволяющих с высокой точностью измерять деформации земной коры с использованием лазерно-интерференционных методов. Такие установки принято называть интерферометрами-деформографами, или лазерными измерителями деформаций (лазерные деформографы) (в международной терминологии – laser strainmeters). Лазерные деформографы, позволяющие измерять литосферные приливы и медленные деформации земной коры в сейсмически опасных районах, обычно имеют длины измерительных плеч от 100 до 800–900 м и носят название длинноразомных лазерных деформографов (long base laser strainmeter, или LSM). Существуют как равноплечие, так и неравноплечие LSM. Устройство таких деформографов имеет схожий характер. На рис. 10.7 приведена наиболее широко распространенная схема неравноплечевого LSM.

Типичный лазерный деформограф состоит, как видно из рис. 10.7, из двух оснований, на одном из которых установлены лазер, делительная пластина и зеркало, ограничивающее опорное плечо ин-

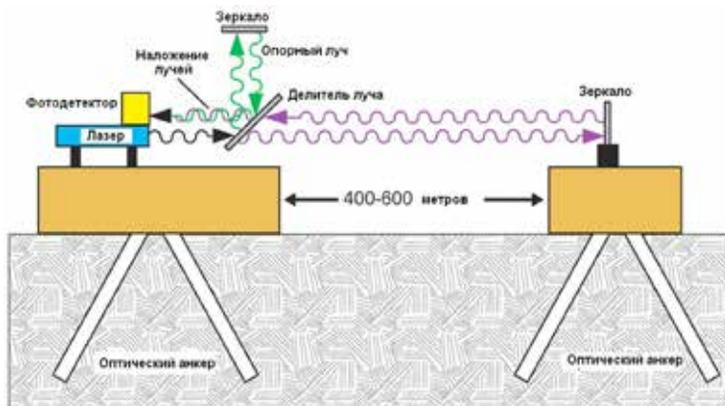


Рис. 10.7. Схема длиннобазового лазерного деформографа неравноплечего типа

терферометра. На втором основании находится зеркало-отражатель, формирующее измерительное плечо. Эта схема представляет собой полную функциональную копию схемы рис. 10.1. Интерферирующие лучи попадают в фотодетектор и далее – в регистрирующую аппаратуру, которая вычисляет разность хода лучей в интерферометре.



Рис. 10.8. Развертывание длиннобазового лазерного деформографа. Бурение наклонных скважин под оптические анкеры

Оптические анкеры имеют длину 20–25 м и обеспечивают надежную связь с породой в месте установки, а также температурную развязку от верхнего слоя почвы. На рис. 10.8 приведена фотография размещения скважин под оптические анкеры.

Ниже приведены для сравнения схемы Баксанского лазерного деформографа и деформографа в Камиока, Япония.

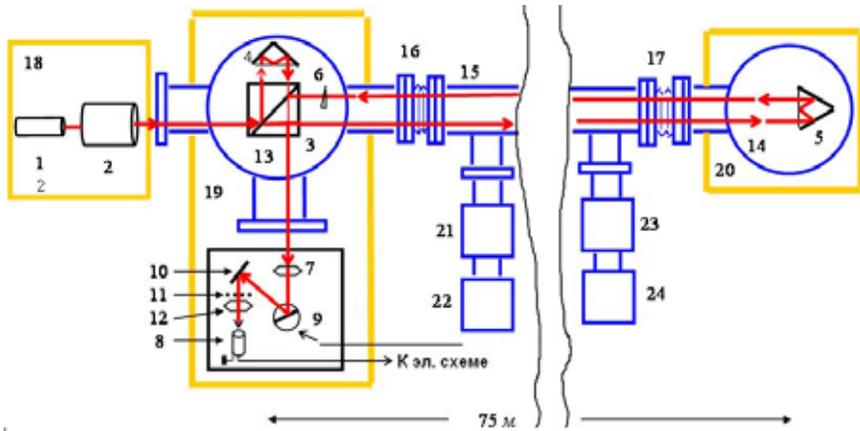


Рис. 10.9. Баксанский лазерный деформограф

1 – гелий-неоновый лазер, 2 – телескопическая система, 3 – делитель луча; 4, 5 – угловые отражатели, 6 – призма; 7, 12 – линза, 8 – фотодиод, 9 – гальванометр, 10 – поворотное зеркало, 11 – растр; 13, 14 – вакуумные камеры, 15 – вакуумные трубы; 16, 17 – сильфоны; 18, 19, 20 – цементные фундаменты; 21, 22, 23, 24 – вакуумные насосы

Можно видеть, что приведенные на рис. 10.9 и 10.10 лазерные деформографы имеют практически одни и те же конструктивные элементы.

Также можно говорить о большой схожести лазерных и оптико-механических систем, входящих в состав различных LSM. Кроме уже упомянутых выше лазера, опорного зеркала и делительной пластины (или куба) все они, как правило, имеют в своем составе поляриды, устройства модуляции лазерного излучения, один или несколько детекторов, устройства захвата и передачи выходного сигнала. Фотографии центральных интерференционных узлов некоторых лазерных деформографов приведены на рис. 10.11.

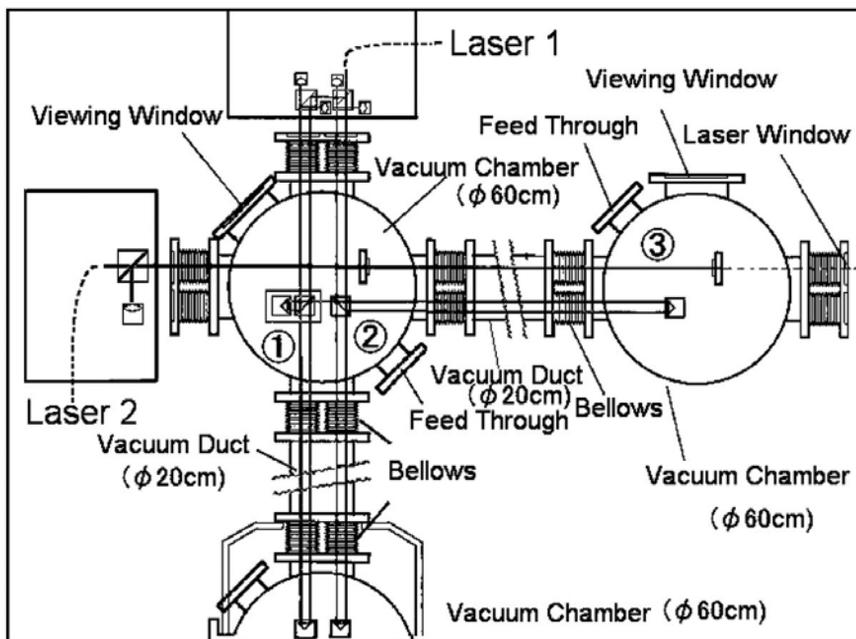
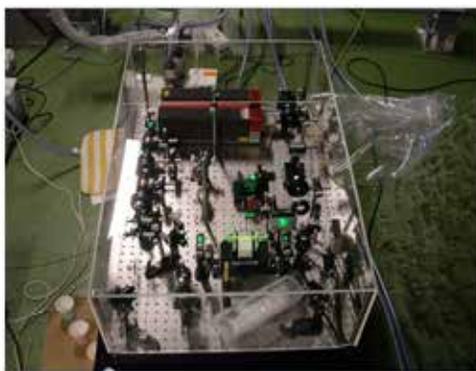


Рис. 10.10. Лазерный деформограф в Камиока, Япония.

Расшифровка надписей: Viewing Window – смотровое окно, Vacuum Chamber – вакуумная камера, Vacuum Duct – вакуумированный лучевод, Bellows – сильфон, Feed Through – фланец вакуумного насоса



а



б

Рис. 10.11. а) Оптический стол лазерного деформографа UNAVCO, США; б) оптический стол лазерного деформографа в Камиока, Япония

10.3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ ХОДА В ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ

Далее рассмотрим основные методы измерения разности хода в интерферометрах и применяемые для этого системы.

Основными применяемыми методами являются: 1) методы счета полос и 2) методы компенсации. Метод счета полос или их долей часто используется для оценки искажений в интерференционной картине. При этом разность хода в линейной мере оценивают произведением длины волны на число интерференционных полос, прошедших в поле зрения между начальным и конечным состояниями элементов интерферометра или состоянием объекта.

В ряде случаев используют компенсационные методы измерений. При введении в одну из ветвей интерферометра объекта, изменяющего разность хода на некоторую величину A , вид поля в области объекта меняется. Если в интерферометр поместить устройство, вводящее переменную разность хода (компенсатор), то путем изменения его настройки (поворота) можно в ветвь интерферометра без объекта ввести разность хода, в точности равную A . Равенство разностей хода в ветвях устанавливается по восстановлению первоначального характерного вида поля зрения в области объекта.

В настоящее время наиболее широко используется так называемый модуляционный метод. Сущность этого метода состоит в том, что разность хода между интерферирующими пучками изменяют в небольших пределах по периодическому закону и тем самым осуществляют модуляцию интенсивности света на выходе интерферометра. Запишем разность хода в виде $\Delta = \bar{\Delta} + \Delta_0 \sin \omega t$. Тогда для разности фаз имеем соответственно $\delta = \bar{\delta} + \delta_0 \sin \omega t$. Уравнение для распределения интенсивности в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned} J &= J_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} = J_0 (1 + \cos \delta) = J_0 + J_0 \cos(\bar{\delta} + \delta_0 \sin \omega t) = \\ &= J_0 + J_0 \cos \bar{\delta} \cos(\delta_0 \sin \omega t) - J_0 \sin \bar{\delta} \sin(\delta_0 \sin \omega t). \end{aligned} \quad (10.2)$$

Рис. 10.12 демонстрирует модуляционный метод. Изменение результирующей интенсивности J от разности фаз δ представлено кривой 1. Зависимость изменения разности фаз от времени t вблизи $\bar{\delta} = \pi$ и $\bar{\delta} = 2\pi$ представлена кривыми 2 и 3. Тогда при периодиче-

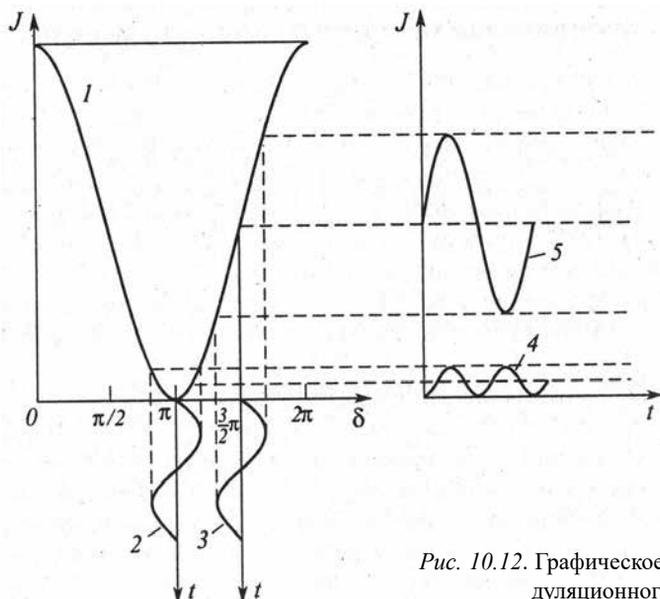


Рис. 10.12. Графическое представление модуляционного метода

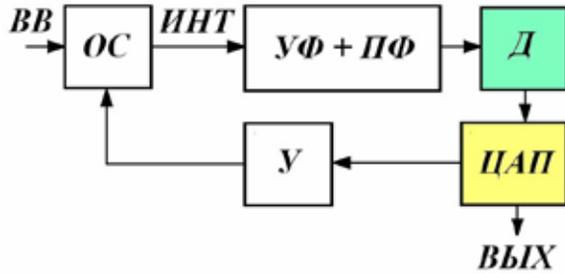
ских изменениях фазы вблизи указанных значений фазы на выходе интерферометра представлена кривыми 4 и 5.

При $\delta = \pi$ переменная составляющая интенсивности, а соответственно и сигнала практически не содержит первой гармоники (кривая 4). При $\delta = 3\pi/2$ переменная составляющая сигнала с большой точностью может быть выражена первой гармоникой разложения Фурье (кривая 5). Если с помощью узкополосного электрического фильтра выделить первую гармонику, то по отсутствию сигнала можно с высокой точностью определить момент наведения на минимум в интерференционной картине. Первая гармоника отсутствует не только в минимуме интенсивности (кривая 1), но и в максимумах.

Используя компенсационные методы измерения, в Тихоокеанском океанологическом институте им. В.И. Ильичёва ДВО РАН (ТОИ ДВО РАН) в течение 1990–2000-х годов были разработаны системы регистрации для лазерных деформографов различных модификаций. В 2005–2009 гг. в лаборатории физики геосфер института созданы модификации регистрирующих систем на базе современных микроконтроллеров. На рис. 10.13 показана базовая функциональная схема для таких систем.

Рис. 10.13. Функциональная схема системы регистрации лазерного деформографа.

ВВ – возмущающее воздействие, ОС – оптическая система, УФ+ПФ – усилитель фототока и полосовой (или резонансный) фильтр, Д – детектор, ЦАП – цифроаналоговый преобразователь, У – усилитель, ВЫХ – выходной сигнал



Здесь внешнее воздействие ВВ изменяет состояние интерференционной картины, которая образуется в оптической системе интерферометра ОС. Введение гармонических модулирующих колебаний в систему осуществляется пьезокерамическим цилиндром с закрепленным на нем зеркалом. Зеркало, которое согласно оптической схеме длиннобазового деформографа образует опорное плечо, закреплено на втором пьезокерамическом цилиндре. Компенсирующее воздействие, необходимое для возврата интерференционной картины в одно из экстремальных значений, обеспечивается цепочкой ЦАП-У. Блок УФ-ПФ играет роль узкополосного фильтра, как указано в описании метода, а детектор Д позволяет представить в удобном для обработки виде кривые 4 и 5 рис. 10.12. Выходным сигналом, пропорциональным разности хода лучей в лазерном деформографе, является выходное напряжение ЦАП. В общем случае величина компенсирующего напряжения, подаваемого на усилитель У и воздействующего на оптическую систему через зеркало опорного плеча деформографа, может оказаться больше максимально допустимого для пьезокерамического цилиндра-компенсатора. Поэтому время от времени при превышении некоторого порогового значения производится переход на соседний экстремум интерференционной картины, а выходное напряжение ЦАП обнуляется. Выходной сигнал, таким образом, представляет собой куски кривой выходного сигнала (рис. 10.14). Операция восстановления выходного сигнала является обычной процедурой для лазерных деформографов, использующих модуляционные компенсационные методы. Для восстановления используется выражение:

$$u(n, t) = u_{сб} \sum_{n=1}^k S_n + u_{мек}(t), \quad (10.3)$$

где n – число зафиксированных переходов «шкалы» из максимального или минимального значения в ноль, S_n – знак перехода, $u_{мек}(t)$ – мгновенное значение выходного напряжения в рассматриваемом куске записи.

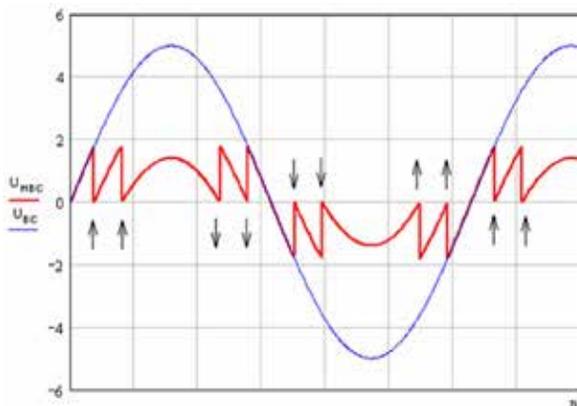


Рис. 10.14. Процедура восстановления выходного сигнала из его кусков.

$U_{нвс}$ – невозстановленное напряжение,
 $U_{вс}$ – восстановленное напряжение

Наиболее ответственным блоком системы регистрации для реализации модуляционного метода является контроллер-детектор. Основная задача контроллера-детектора – вычисление величины выходного напряжения регистрирующей системы, которое после подачи его на исполнительный механизм (устройство) обеспечит возврат интерференционной картины прибора в ее экстремальное положение. Используется свойство выходного сигнала систем экстремального регулирования с синхронным детектированием менять фазу выходного сигнала объекта регулирования на 180° , контроллер действует как релейный регулятор.

В состав контроллера входят два микроконтроллера (рис. 10.15). Микроконтроллер MCU1 обменивается данными с персональным компьютером через USART (универсальный последовательный передатчик), подключаемый через преобразователь уровней (например, MAX232). Передаваемые микроконтроллеру MCU1 данные задают режимы работы контроллера в целом. Микроконтроллер MCU2 через свой USART передает выходной сигнал контроллера-детектора на регистрирующий компьютер, но использует для этого ин-

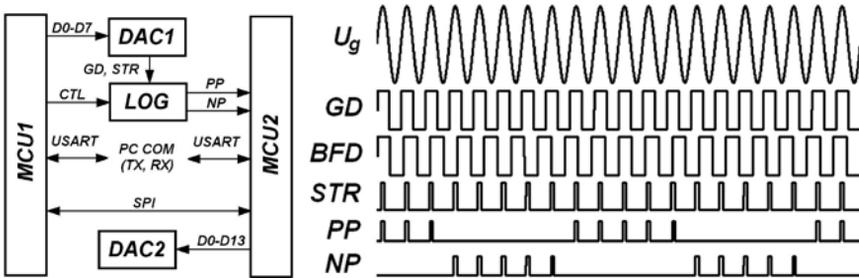


Рис. 10.15. Блок-схема контроллера и временная диаграмма, демонстрирующая работу входящих в него блоков

терфейс RS-485/422. Обмен данными между MCU1 и MCU2 происходит через шину SPI.

MCU1, MCU2 – микроконтроллеры; LOG – логический блок; DAC1 – резистивный двухкаскадный 8-бит ЦАП; DAC2 – исполнительный ЦАП, 12–14 бит; U_g – поисковый синусоидальный сигнал; GD и BFD – усиленные и ограниченные поисковый и выходной сигнал объекта; STR – измерительный строб; PP и NP – сигнальные импульсы.

Устройство организации поиска контроллера представляет собой генератор синусоидального напряжения. Для улучшения качества работы в условиях дрейфа характеристик объекта управления может генерироваться сигнал усложненной формы, представляющий собой сумму основного сигнала и его второй гармоники. Генератор построен на основе 8-битного двухкаскадного резистивного цифро-аналогового преобразователя (DAC1), который управляется через порт микроконтроллера MCU1 (ATmega16). Отрезок времени, равный периоду выходного напряжения, создаваемого генератором, делится на N равных частей. Для каждого k -го отсчета ($k = 0 \dots N$) вычисляется значение функции:

$$S(k) = \frac{\sin(2\pi k / N) + 1}{2}. \quad (10.4)$$

Двоичное значение функции $S(k)$, округленное до ближайшего целого значения, подается на входы ЦАП каждый раз, когда возникает прерывание таймера T0 микроконтроллера MCU1, таким образом, формируется напряжение $U_g(t) = U \sin \omega t$, которое далее отфильтро-

вываается от постоянной составляющей, ему придается смещение U_s . Полученное напряжение поступает на компаратор, а выходное напряжение компаратора STR (сигнальный импульс) – в логический блок контроллера (детектор).

Сигналы GD и BFD получены путем усиления с ограничением из напряжений U_g (поисковый сигнал системы) и U_{bf} (сигнал реакции объекта регулирования). Импульсы детектора LOG (PP и NP) сообщают микроконтроллеру MCU2 о необходимости выполнить инкремент или декремент значения, выводимого на DAC2 (который формирует выходной сигнал системы регистрации). Сигнал CTL генерируется диагностической подсистемой контроллера и блокирует работу детектора в случае неисправности. Логическая схема предусматривает возможность использования как высокого, так и низкого уровня сигнала CTL при возникновении тревоги в системе регистрации. Описанное выше приведено на рис. 10.16.

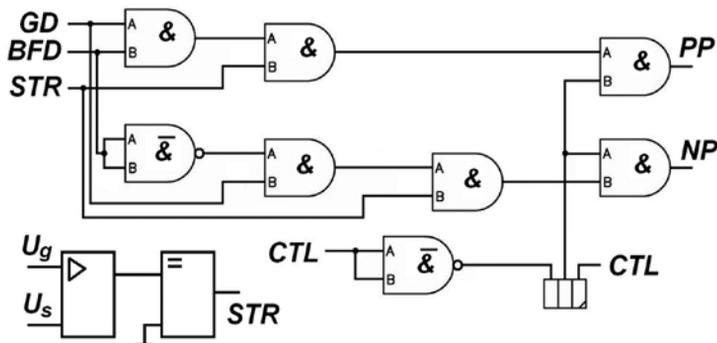


Рис. 10.16. Логический блок контроллера-детектора

Сигналы детектора связаны друг с другом следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
 UG &= U_g(t) = \sin(\omega t), \\
 UGI &= U_{gi}(t) = -U_g(t) = -\sin(\omega t), \quad GD = U_{GD}(t) = \frac{1}{2} \operatorname{sign}(U_g(t)) + \frac{1}{2}, \\
 BF &= U_{BF}(t) = \sin(\omega t + \varphi), \quad \varphi = \text{const}, \quad s = \text{const}, \\
 BFS &= U_{BFS}(t) = \left[\frac{1}{2} \operatorname{sign}(U_{BF}(t) - s) + \frac{1}{2} \right] [U_{BF}(t) - s],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 BFSD = U_{BFSD}(t) &= \text{sign}(U_{BFS}(t)), \quad BFD = U_{BFD}(t) = \frac{1}{2} \text{sign}(U_{BF}(t)) + \frac{1}{2}, \\
 TS = U_{TS}(t) &= \left[\frac{1}{2} \text{sign}((U_g(t) - s) + \frac{1}{2}) \right] [U_g(t) - s], \\
 STR &= U_{STR}(t) = \text{sign}(U_{TS}(t)), \\
 ITS = U_{ITS}(t) &= \left[\frac{1}{2} \text{sign}((U_{gi}(t) - s) + \frac{1}{2}) \right] [U_{gi}(t) - s], \\
 ISTR &= U_{ISTR}(t) = \text{sign}(U_{ITS}(t)), \\
 PP = U_{PP}(t) &= [U_{STR}(t) \otimes U_{BFSD}(t)] \otimes U_{CTL}(t), \\
 NP = U_{NP}(t) &= [U_{ISTR}(t) \otimes U_{BFSD}(t)] \otimes U_{CTL}(t). \quad (10.5)
 \end{aligned}$$

Например, для случая, когда разность фаз принятых контроллером сигналов равна $-\pi/3$, в симуляции в системе MathCad получаем (рис. 10.17):

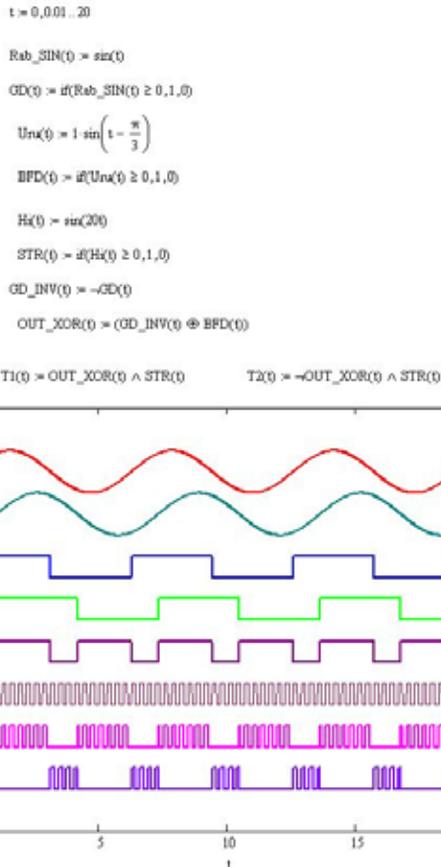


Рис. 10.17. Реализация приведенных для сигналов контроллера-детектора в системе MathCAD

Сдвиг фазы на угол $-\pi/3$ приводит к тому, что разница числа насчитанных импульсов для сигналов T1 и T2 (розовый и фиолетовый графики рис. 10.17) становится положительной, что однозначно определяет положение рабочей точки относительно экстремума и необходимое направление для компенсирующего воздействия. При разности фаз $+\pi/3$ ситуация будет обратной: разница насчитанных импульсов T1 и T2 будет отрицательной. На рисунке 10.18 приведен график реальной работы детектора. Входными сигналами являются два синусоидальных сигнала с частотами 100 и 100.01 кГц. Красный и голубой сигналы соответствуют сигналам PP и NP, которые, как указывалось выше, определяются как:

$$PP = U_{PP}(t) = [U_{STR}(t) \otimes U_{BFSD}(t)] \otimes U_{CTL}(t),$$

$$NP = U_{NP}(t) = [U_{ISTR}(t) \otimes U_{BFSD}(t)] \otimes U_{CTL}(t). \quad (10.6)$$

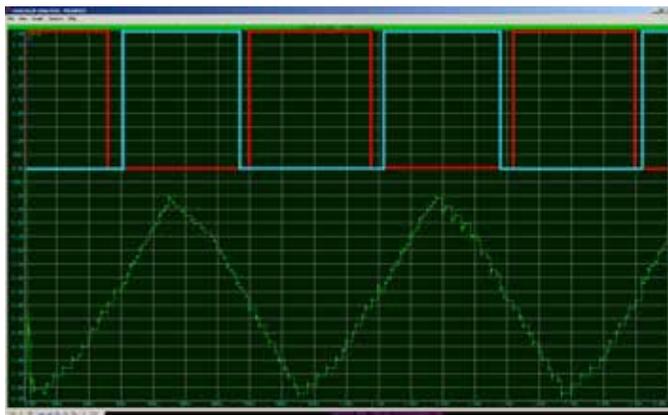


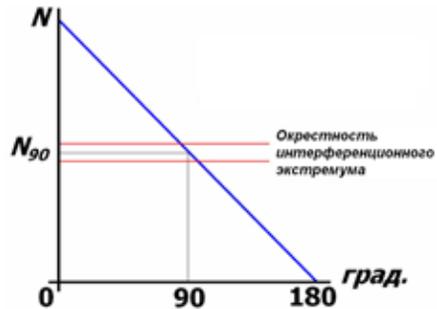
Рис. 10.18. Визуализация выходного сигнала фазового детектора при подаче двух сигналов с близкими частотами

Таким образом, мы получаем необходимую для реализации детектирования при модуляционном методе статическую характеристику фазового детектора (рис. 10.19):

Вышеописанный контроллер применяется в лазерных деформографах, входящих в состав сейсмоакустико-гидрофизического комплекса ТОИ ДВО РАН. Основные технические характеристики:

Рис. 10.19. Статическая характеристика фазового детектора.

N – Разница насчитанных импульсов $T1$ и $T2$, N_{90} – число импульсов, насчитываемых при фазовом сдвиге, равном 90°



частота поискового сигнала – 25 или 100 кГц; рабочий диапазон частот – до 1 кГц, максимальная скорость передачи данных – 910 кБ/с, точность измерения разности хода лучей интерферометра – 0.15 нм (при разрядности DAC2 в 12 бит и длине измерительного плеча 50 м). На рис. 10.20 показана одна из реализаций контроллера-детектора, а в таблицах 10.1 и 10.2 приведены основные характеристики его главных модулей.

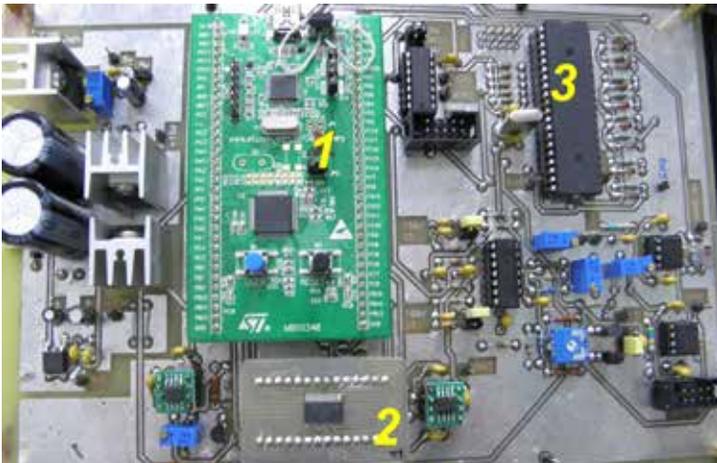


Рис. 10.20. Одна из реализаций контроллера-детектора (лаборатория физики геосфер).

1 – MCU1 на базе платы STM32F0Discovery, 2 – биполярный цифроаналоговый преобразователь на базе DAC8806, 3 – MCU2 ATmega16

Таблица 10.1

Основные характеристики модуля STM32F0Discovery

Тип контроллера: STM32F051R8T6
 Тактовая частота: 32/64 МГц
 Память: 64 КБ
 Порты ввода-вывода: 55
 Контроллер DMA
 Каналы 12-бит АЦП: 16
 Каналы 12-бит ЦАП: 1
 Количество таймеров: 18
 Интерфейсы I2C, USART, SPI, IrDA, I2S
 Питание и программирование от USB



Таблица 10.2

Основные характеристики DAC8806

Дифференциальная нелинейность: ± 0.5 LSB
 Интегральная нелинейность: ± 1.0 LSB
 Разрядность: 14 бит
 Низкий шум: 10 нВ/Гц^{1/2}
 Низкое энергопотребление: 2 мкА
 Полоса пропускания: 8 МГц
 Динамический диапазон: 105 дБ



В ТОИ ДВО РАН накоплен опыт разработки и создания регистрирующих систем, построенных на вышеописанной базе. Созданы и эксплуатируются лазерные измерители деформации земной коры, как в стационарном, так и мобильном вариантах, лазерные измерители вариаций давления гидросферы и атмосферы. С учетом изменяющейся и улучшающейся элементной базы, а также в зависимости от условий работы приборов, ведется модернизация существующих установок, изучение собственного и мирового опыта построения длиннобазовых лазерных деформографов и регистрирующей аппаратуры для них.

В настоящее время разрабатывается регистрирующая система на основе модуляционного метода, но без использования компенсации в процессе измерения. Такой подход позволяет упростить конструкцию

региструющей системы и увеличить ее частотный диапазон. Суть такого метода измерения состоит в следующем. Для интерферометра Майкельсона интенсивность излучения в центре интерференционной картины, попадающей на фотодиод, как уже было сказано выше, описывается следующим выражением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left\{\frac{4\pi(L_2 - L_1)}{\lambda}\right\}, \quad (10.7)$$

где: I_1 и I_2 – интенсивности интерферирующих лучей; L_1 и L_2 – оптическая длина пути первого и второго лучей соответственно; λ – длина волны лазерного излучения.

Считая I_1 и I_2 константами и деля на $2\sqrt{I_1 I_2}$, получим выражение для выходного напряжения в усилителе фототока:

$$\tilde{U}(t) = I_0 + \cos\left[4\pi \cdot \frac{L(t)}{\lambda}\right], \quad (10.8)$$

где $\tilde{U}(t)$ – зависимость выходного напряжения усилителя от времени, I_0 – рассчитываемая часть напряжения смещения для исходной интерферограммы, как показано на приведенном ниже рис. 10.21.

Отсюда расчетная величина смещения $I_{см}$

$$I_{\tilde{n}i} = I_0 + U_{\min} = U_{\min} + (U_{\max} - U_{\min}) / 2 = \frac{U_{\max} + U_{\min}}{2}. \quad (10.9)$$

Смещая исходный сигнал на величину $I_{см}$, получим его вид как показано на рис. 10.22.

Таким образом,

$$\tilde{U}(t) - \frac{U_{\max} + U_{\min}}{2} = U_1 \cos\left[4\pi \cdot \frac{\Delta L(t)}{\lambda}\right],$$

$$U_1 = U_{\max} - I_{см} = U_{\max} - 1/2 U_{\max} - 1/2 U_{\min} = 1/2 (U_{\max} - U_{\min}),$$

$$\arccos\left[\frac{2\tilde{U}(t) - U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} - U_{\min}}\right] = 4\pi \cdot \frac{\Delta L(t)}{\lambda},$$

тогда разность хода равна:

$$\Delta L(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos\left[\frac{2\tilde{U}(t) - U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} - U_{\min}}\right]. \quad (10.10)$$

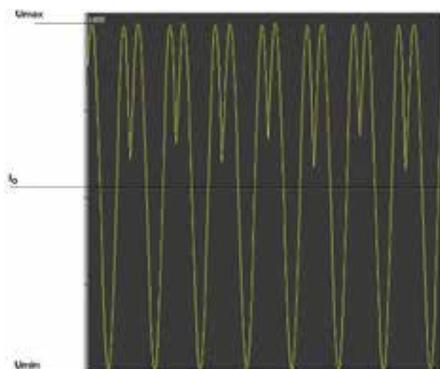


Рис. 10.21. Интерферограмма и напряжения U_{max} и U_{min} , соответствующие экстремальным значениям интерферограммы

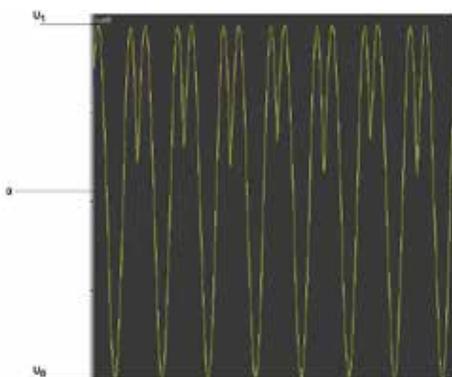


Рис. 10.22. Симметричный относительно нуля выходной сигнал фотодетектора

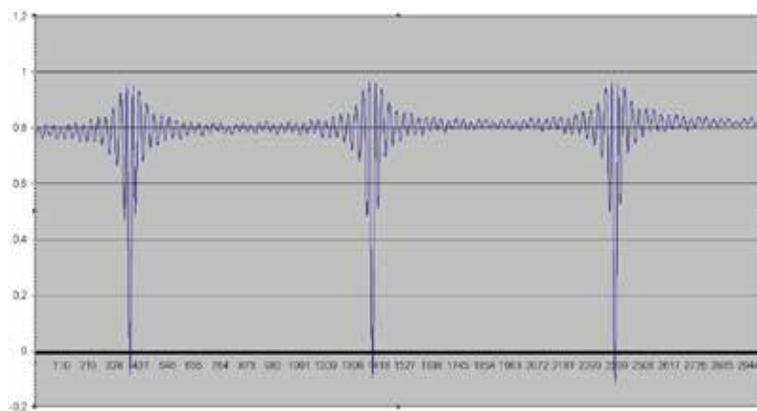


Рис. 10.23. Результат процедуры восстановления сигнала $\Delta L(t)$. График дан в относительных единицах

На рис. 10.23 представлено восстановление с применением данных выражений сигнала, поданного с генератора сигналов специальной формы.

Для реализации данного метода восстановления требуются сигнал фотодетектора, который должен быть записан и преобразован так, как указано выше, а также информация о состоянии выходного сигнала фазового детектора, которая позволит точно определить момент перехода рабочей точки через экстремум.

Блок-схема системы на рис. 10.24 реализует метод восстановления сигнала. Интерферограмма фиксируется фотодиодом ФД и усиливается с помощью усилителя фототока УФ. Выходное напряжение УФ через повторитель подается на фильтр низкой частоты ФНЧ и с него – на канал аналого-цифрового преобразователя АЦП1. Также, выходное напряжение УФ подается на полосовой фильтр с центральной частотой 100 кГц. Выходной сигнал ПФ подается на один из входов логического устройства ЛУ, который выполняет роль фазового детектора. На второй вход ЛУ поступает напряжение от генератора Г, также имеющего частоту 100 кГц. Выход ЛУ подается на второй канал АЦП2. Выходное напряжение генератора поступает на фазовращатель ФВУ, выход которого подключен к пьезокерамике, обеспечивающей амплитудную модуляцию лазерного излучения.

Групповая задержка ФНЧ и ПФ должна быть одинаковой на центральной частоте (100 кГц). Суммарное время одного цикла измерения ЛУ в сумме с временем преобразования АЦП не должно превышать 10 мкс. При выполнении двух вышеперечисленных условий частотный диапазон составит 0–250 Гц при точности измерения 10^{-4} и 0–700 Гц при точности измерения 10^{-3} . Достоинства такого метода регистрации: малые габариты и

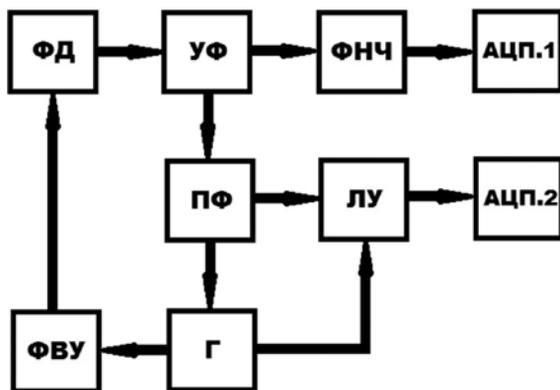


Рис. 10.24. Блок-схема регистрирующей системы без использования керамики компенсации

потребление, широкий динамический и частотный диапазоны, высокая степень привязки к длине волны излучения лазера. Недостатки: необходимость записи как минимум одного максимума и минимума интерферограммы при отсутствии предварительной калибровки, необходимость нормирования сигнала при длительных записях.

Для выполнения данных требований рассчитываются и создаются соответствующие фильтры низкой и высокой частоты. В данном случае частота модуляции выбирается 100 кГц. Первый этап – расчет фильтра высокой частоты. Ширину полосы пропускания выбираем 50 кГц, тип фильтра – Баттерворта 7-го порядка. Такие начальные условия дают нам групповую задержку 14–15 мкс в диапазоне частот 0–50 кГц (рис. 10.25).

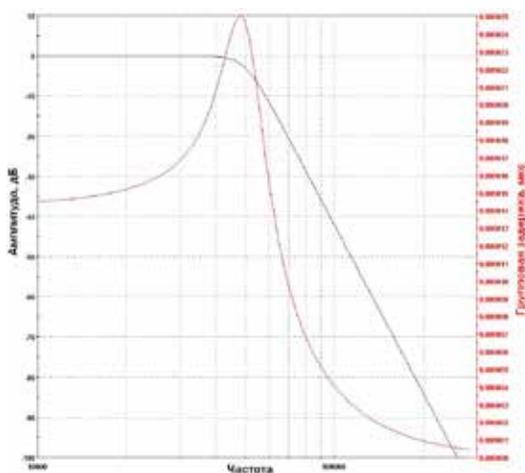


Рис. 10.25. Расчетные характеристики фильтра высоких частот – амплитуда и групповая задержка

Полосовой фильтр рассчитывается с учетом полученных значений. Выбраны следующие параметры фильтра: центральная частота 100 кГц, усиление в полосе пропускания 30 дБ, ширина полосы 43 кГц, подавление -20 дБ на частотах 100 ± 30 кГц. Использован фильтр Баттерворта 6-го порядка. При данных параметрах групповая задержка равна 15 ± 1 мкс, что удовлетворяет первоначальным требованиям (рис. 10.26).

На рис. 10.27 приведена осциллограмма выходных сигналов фильтра высокой частоты и фазового детектора. Для фазового детектора входным сигналом являлся выход полосового фильтра.

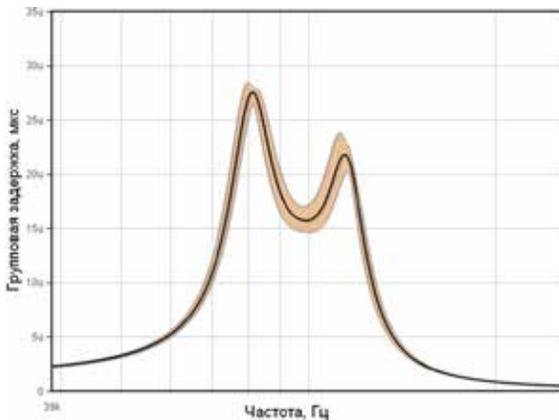


Рис. 10.26. Групповая задержка полосового фильтра. Коричневым цветом показана область погрешности при точности номиналов используемых радиоэлементов $\pm 1\%$



Рис. 10.27. Осциллограмма выходного сигнала фазового детектора (желтый) и выхода фильтра высокой частоты (фиолетовый)

По осциллограмме видно, что смена состояния фазового детектора (переход с уровня логической единицы в ноль и обратно) соответствует экстремуму интерференционной картины. Эти сигналы после записи и обработки позволяют, таким образом, восстановить исходный сигнал (деформацию).

10.4 ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ МАЯТНИКОВОГО ТИПА

В настоящее время успешно эксплуатируются лазерные деформографы, которые применяются для регистрации гравитационных волн [1], изучения геодинамических и геофизических процессов [2–4], исследования степени воздействия гидросферных и атмосферных процессов на уровень микродеформаций земной коры [5–7]. Существующие лазерные деформографы можно разделить на три группы: 1) однокоординатные, 2) двухкоординатные, 3) трёхкоординатные. Оптическая схема всех лазерных деформографов построена на основе интерферометров Майкельсона (в основном) и интерферометров Фабри-Перо. В качестве источника света в них используются частотно стабилизированные лазеры, частота (длина волны) которых обладает высокой стабильностью. Однокоординатные, двухкоординатные и трёхкоординатные лазерные деформографы создаются на равноплечем и неравноплечем принципах. В данной части главы мы уделим внимание особенностям построения лазерных деформографов однокоординатного типа, созданных на неравноплечем принципе. В этом случае оптические элементы однокоординатного лазерного деформографа устанавливаются на двух блоках, которые жёстко соединены с земными породами [8]. Измерительное плечо лазерного деформографа расположено между двумя блоками, а эталонное плечо – на одном из блоков. Такой лазерный деформограф предназначен для измерения с высокой точностью изменения расстояния между указанными двумя блоками. Технические характеристики лазерных деформографов зависят, в основном, от частотной стабильности применяемых лазеров ($\Delta L/L = |\Delta f/f|$, где ΔL – величина изменения длины рабочего плеча интерферометра, длина которого равна L ; $\Delta f/f$ – частотная стабильность лазера, f – частота излучения лазера), способов установки блоков деформографов и основных параметров сред их расположения. Применение лазеров с долговременной стабильностью $10^{-12} \div 10^{-13}$ позволяет проводить измерение вариаций деформаций на базе прибора (рабочее плечо деформографа) с точностью $10^{-12} \div 10^{-13}$. Далее рассмотрим особенности амплитудно-частотных характеристик лазерных деформографов однокоординатного типа неравноплечевого варианта в зависимости от расположения их измерительных блоков и параметров сред.

10.4.1. Лазерный деформограф классического типа

На рис. 10.28 приведена блок-схема лазерного деформографа однокоординатного типа неравноплечего варианта, оптические элементы которого расположены на двух блоках, жёстко соединённых с упругой средой (земной корой). Изменение расстояния между указанными блоками измеряют с помощью интерференционных методов. Назовём такой лазерный деформограф однокоординатным лазерным деформографом классического типа. Изменение расстояния между блоками вызывают различные процессы: колебательные и волновые, метеорологические, геофизические, геодинамические и т.п. При расположении лазерного деформографа на поверхности земли он может регистрировать поверхностные рэлеевские волны, продольные и поперечные волны. Для изучения особенностей амплитудно-частотной характеристики лазерного деформографа классического типа остановимся на простейшем случае: на регистрации гармонической волны продольного типа, распространяющейся в земной коре. При этом блоки лазерного деформографа расположены на однородной среде. Пусть вдоль оси лазерного деформографа распространяется гармоническая волна продольного типа, которую можно описать следующим уравнением:

$$u_1 = A_0 \cos(\omega t - kx_1), \quad (10.11)$$

где u_1 – смещение частицы земной коры в точке x_1 , A_0 – амплитуда гармонической волны, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота, ν – частота волны, t – текущее время.

Лазерный деформограф классического типа при распространении упругой волны через среду его расположения будет регистрировать смещение, равное изменению расстояния между блоками

$$\Delta L = x_2 - x_1 = 2A_0 \sin\left(\frac{kL}{2}\right) \sin\left(\omega t - kx_1 - \frac{kL}{2}\right), \quad (10.12)$$

где L – длина рабочего плеча деформографа (расстояние между блоками лазерного деформографа), x_1 – координата первого блока деформографа, x_2 – координата второго блока деформографа, $x_2 = x_1 + L$, $u_2 = A_0 \cos(\omega t - kx_2)$. Как видно из уравнения (10.12) регистрируемая лазерным деформографом амплитуда волны $A_{\text{рег}}$ зависит от A_0 , L и λ .

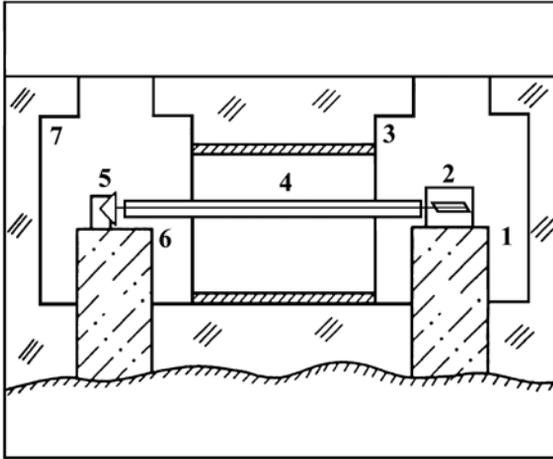


Рис. 10.28. Блок-схема лазерного деформографа однокоординатного типа неравноплечего варианта. 1, 6 – гранитные (бетонные) блоки, 2 – центральный интерференционный узел, 3, 7 – подземные гидротермоизолированные лабораторные помещения, 4 – оптический световод, 5 – уголкоый отражатель

Далее рассмотрим изменение амплитудно-частотной характеристики однокоординатного лазерного деформографа классического типа в частотном диапазоне от 0 до 30 Гц при регистрации продольной гармонической волны. Пусть длина рабочего плеча лазерного деформографа равна 1000 м, амплитуда волны равна 1, а её скорость равна 3000 м/с. На рис. 10.29 приведена

амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа классического типа с длиной рабочего плеча 1000 в инфразвуковой области (0–1 Гц), где по оси абсцисс отложена частота в Гц, а по оси ординат A_{pez} . При увеличении измерительного плеча лазерного деформографа его чувствительность в инфразвуко-

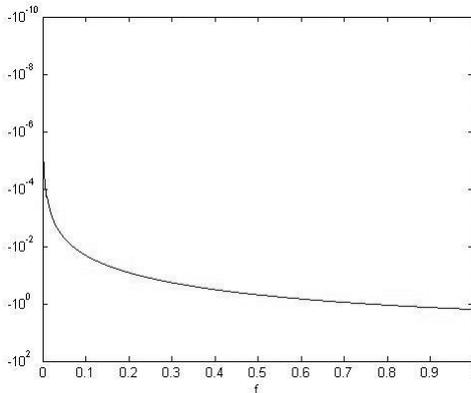


Рис. 10.29. Амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа классического типа с длиной рабочего плеча 1000 в инфразвуковой области (0–1 Гц)

вой области повышается. В высокочастотной области, начиная с частоты порядка 5 Гц, амплитудно-частотная характеристика данного лазерного деформографа меняется по гармоническому закону (зона биений), см. рис. 10.30. Т.е. прибор на некоторых частотах на выходе выдаёт удвоенную амплитуду волны (по модулю, $|A_{pec}| = 2A_0$), а на некоторых 0 вместо реальной амплитуды, равной 1. Т.е. в зоне биений сложно проводить регистрацию из-за периодических изменений амплитудно-частотной характеристики.

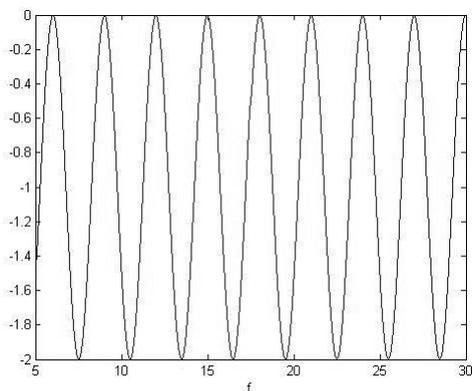


Рис. 10.30. Амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа классического типа с длиной рабочего плеча 1000 в инфразвуковой области (5–30 Гц)

Невозможно рассчитать теоретически и определить экспериментально все особенности конкретных лазерных деформографов из-за неоднородного строения земной коры в зоне их расположения. Т.е. лазерный деформограф с длиной рабочего плеча 1000 м можно успешно применять для регистрации смещений в инфразвуковой области, а для регистрации колебаний и волн порядка 1 Гц и выше он непригоден. Можно ли убрать данные биения? Ниже мы рассмотрим основной метод, с помощью которого можно не только убрать биения, но и измерить абсолютные амплитуды упругих волн для частот выше 1 Гц.

10.4.2. Лазерный деформограф маятникового типа

Рассмотрим однокоординатный лазерный деформограф, оптические элементы которого по-прежнему установлены на двух блоках. Расположим один из блоков интерферометра жёстко на упругой среде, а другой блок на маятниковой системе, имеющей резонансную частоту ν_0 и добротность Q . На этом блоке установим только уголкового отражателя. Блок подвешивается на нерастяжимой нити, обладающей пренебрежимо малой массой по сравнению с суммарной массой блока и уголкового отражателя. Длина нити значительно

больше линейных размеров блока и уголкового отражателя. В этом случае блок с уголковым отражателем можно с некоторым приближением принять за точечную массу. Таким образом, можно утверждать, что мы имеем маятник, являющийся математическим маятником. Лазерный деформограф, созданный по этому принципу, мы назовём лазерным деформографом маятникового типа. На рис. 10.31 приведена блок-схема лазерного деформографа маятникового типа (справа). Центральный интерференционный узел маятникового лазерного деформографа установлен на блоке, на котором расположен центральный интерференционный узел лазерного деформографа классического типа. Данная схема реализована на действующих лазерных деформографах, установленных на МЭС ТОИ ДВО РАН «м. Шульца». В соответствии с предыдущей частью статьи пусть вдоль оси лазерного деформографа маятникового типа распространяется гармоническая волна продольного типа (11), которая приводит в движение первый блок, расположенный жёстко на упругой среде (земной коре), а также второй блок, который входит в состав математического маятника. В этом случае маятник ведёт себя как любой другой гармонический ос-

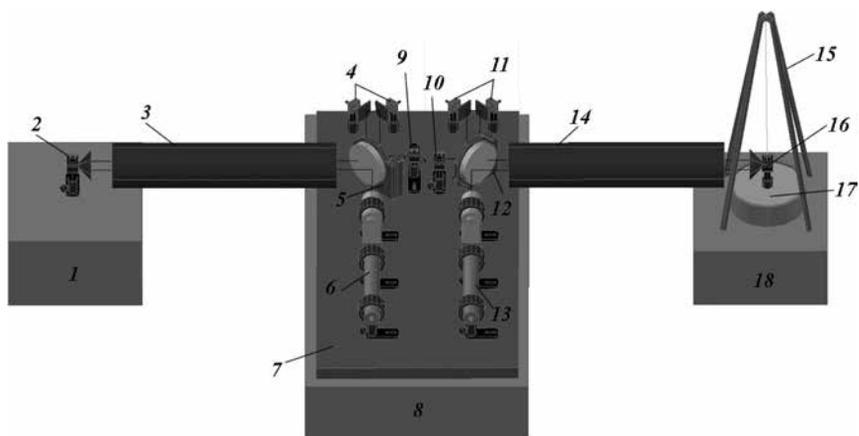


Рис. 10.31. Блок-схема одновременной установки лазерных деформографов классического и маятникового типов. 1, 8, 18 – гранитные (бетонные) блоки; 2, 16 – уголковые отражатели; 17 – ёмкость с маслом; 3, 14 – оптические световоды; 4, 11 – юстировочные зеркала на пьезокерамических цилиндрах; 5, 12 – делительные стёкла (ПИ-100); 6, 13 – частотно-стабилизированные гелий-неоновые лазеры; 7 – оптическая скамья; 9, 10 – фотоприёмники системы регистрации; 15 – маятниковая система

циллятор, для которого дифференциальное уравнение движения вынужденных колебаний можно записать так:

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t, \quad (10.13)$$

где $\gamma = \omega_0/2Q$, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $f_0 \cos \omega t$ – вынуждающая сила.

Решая данное уравнение при $f_0 = \frac{F}{m} = A_0\omega_0$, находим смещение уголкового отражателя (маятника) в точке с координатами x_2 :

$$\Delta L = A_0 \left\{ \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} \cos \left(kx_1 + kL - \omega t + \arctg \left(\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right) \right\}. \quad (10.14)$$

Смещение блока, установленного жёстко на упругой среде в точке x_1 , будет описываться уравнением:

$$u_1 = A_0 \cos(kx_1 - \omega t). \quad (10.15)$$

Таким образом, при распространении гармонической волны продольного типа вдоль оси лазерного деформографа маятникового типа деформограф будет регистрировать изменение его базы, которое можно записать в виде:

$$\begin{aligned} & \Delta L = \\ = & A_0 \left\{ \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} \cos \left(kx_1 + kL - \omega t + \arctg \left(\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right) - \cos(kx_1 - \omega t) \right\} \end{aligned} \quad (10.16)$$

Для численных оценок рассмотрим регистрацию однокоординатным лазерным деформографом маятникового типа гармонической волны продольного типа. Длину рабочего плеча (расстояние между блоками) примем за 1000 м, скорость гармонической волны продольного типа за 3000 м/с, амплитуду волны за 1. Пусть добротность маятниковой системы равна 100, а его резонансная частота 3 Гц. Амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа маятникового типа в инфразвуковой области (0–1 Гц) практически идентична однокоординатному лазерному деформографу классического типа. При увеличении измерительного плеча лазерного деформографа маятникового типа его чувствительность в инфразвуковой области так-

же повышается. В высокочастотной области спектра амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа маятникового типа (рис. 10.32) имеет совершенно другой вид, чем амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа классического типа. Как видно из рис. 10.33, при увеличении частоты амплитуда биений постепенно уменьшается и приближается к 1 по модулю, т.е. лазерный деформограф маятникового типа на высоких частотах может регистрировать истинную амплитуду проходящей гармонической волны продольного типа. В частотном диапазоне от 1 до 5 Гц амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа классического типа также испытывает биения, а амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа маятникового типа на частоте 3 Гц подвержена резонансному явлению. Величина амплитуды на резонансе зависит от добротности маятника. Так при добротности маятника, равной 100, резонансной частоте 0.33 Гц, амплитуде волны, равной 1, резонансная амплитуда будет равна примерно 100. Т.е. при уменьшении добротности системы резонансная амплитуда будет уменьшаться, а при увеличении добротности – возрастать.

Далее сравним регистрацию во времени продольной волны лазерными деформографами маятникового и классического типов в частотных диапазонах от 0 до 1 Гц и от 5 до 30 Гц. x_1 примем за начало координат, т.е. $x_1 = 0$.

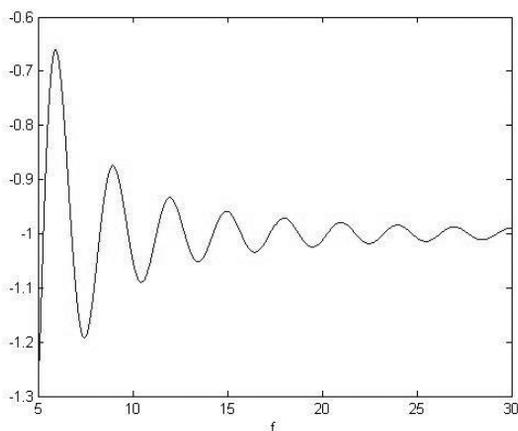
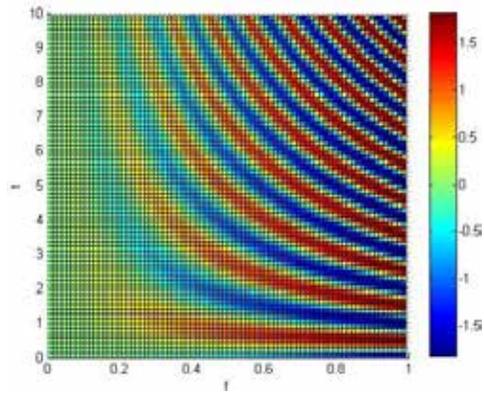
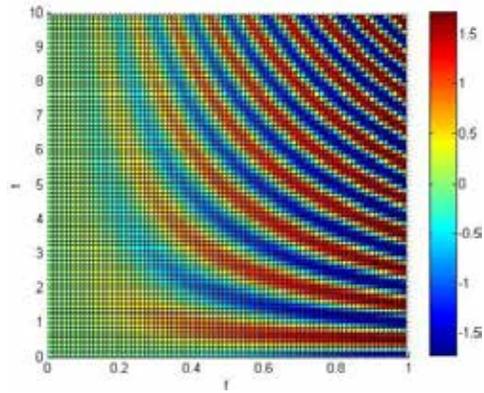
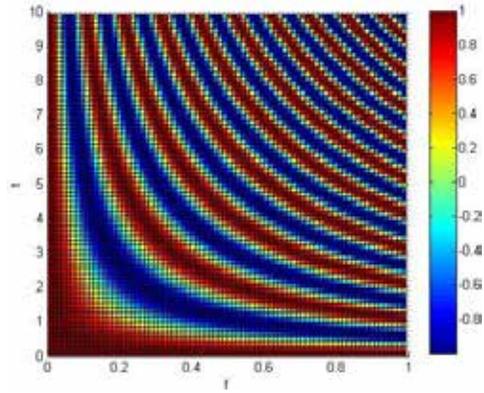


Рис. 10.32. Амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа маятникового типа с длиной рабочего плеча 1000

На рис. 10.33 введено изменение во времени смещения в упругой среде, вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 0 до 1 Гц, изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами классического и маятникового типов соответственно.

Рис. 10.33. Изменение во времени смещения в упругой среде, вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 0 до 1 Гц (верхний), изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами классического (средний) и маятникового (нижний) типов



При сравнении данных рисунков можно сделать следующие выводы: 1) в частотном диапазоне от 0 до 1 Гц лазерные деформографы дают практически один и тот же результат, 2) в данном частотном диапазоне оба деформографа передают характер изменения вариаций смещения в упругой среде, вызванного распространяющейся волной.

На рис. 10.34 приведёно изменение во времени смещения в упругой среде ($x_1 = 0$, начало координат), вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 5 до 30 Гц, изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами класси-

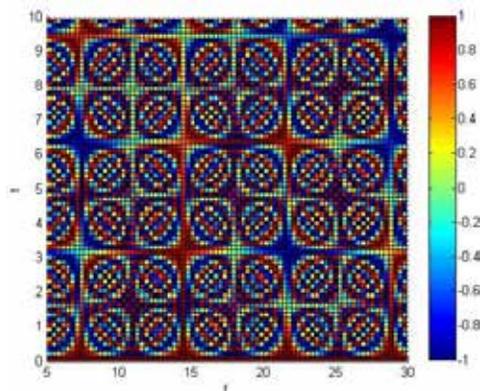
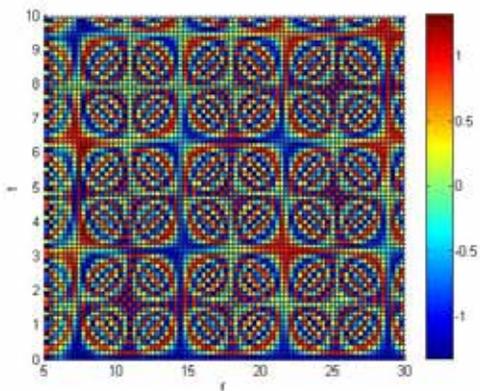
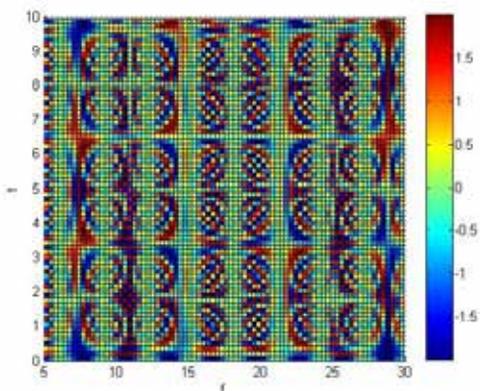


Рис. 10.34. Изменение во времени смещения в упругой среде ($x_1 = 0$, начало координат), вызванное распространяющейся упругой волной (верхний), на частотах от 5 до 30 Гц, изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами классического (средний) и маятникового (нижний) типов



ческого и маятникового типов. При сравнении данных рисунков можно сделать следующие выводы: 1) в частотном диапазоне от 5 до 30 Гц и выше лазерный деформограф маятникового типа точно описывает характер изменения вариаций смещения в упругой среде (с учётом умножения на -1 и небольшого фазового сдвига), вызванного распространяющейся волной, 2) лазерный деформограф классического типа не описывает характер изменения вариаций смещения в упругой среде, вызванного распространяющейся волной.

10.5. ДОННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ

До настоящего времени все ранее созданные лазерные деформографы устанавливались на поверхности земли или под землёй на различных глубинах [9–13]. Характерной особенностью данных приборов является широкий рабочий диапазон частот и высокая чувствительность, что позволяет их успешно применять для исследования закономерностей возникновения и развития деформационных процессов в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц с наноуровневой точностью.

Для изучения деформационных процессов на дне морей или океанов применяются донные сейсмографы различных конструкций, которые, к сожалению, обладают узким рабочим диапазоном частот. С целью разработки установок, способных измерять вариации деформаций океанической земной коры в широком частотном диапазоне, нами был разработан донный лазерный деформограф на основе модифицированного интерферометра Майкельсона. Вся оптическая часть интерферометра помещена в двух отсеках, изготовленных из толсто-стенного углепластика. В первом отсеке размещена оптическая скамья и основные оптические элементы интерферометра, см. рис. 10.35. Во втором отсеке на оптической скамье меньшего размера находится уголкового отражатель. Обе оптические скамьи жёстко соединены с дном отсеков, которые через конусообразные устои соединяются с породами морского дна. Луч лазера между отсеками распространяется по оптическому световоду. Расстояние между устоями равно 3.3 м.

На рис. 10.36 приведена фотография основных компонент оптико-электронной системы донного лазерного деформогра-



Рис. 10.35. Оптическая скамья и основные оптические элементы интерферометра

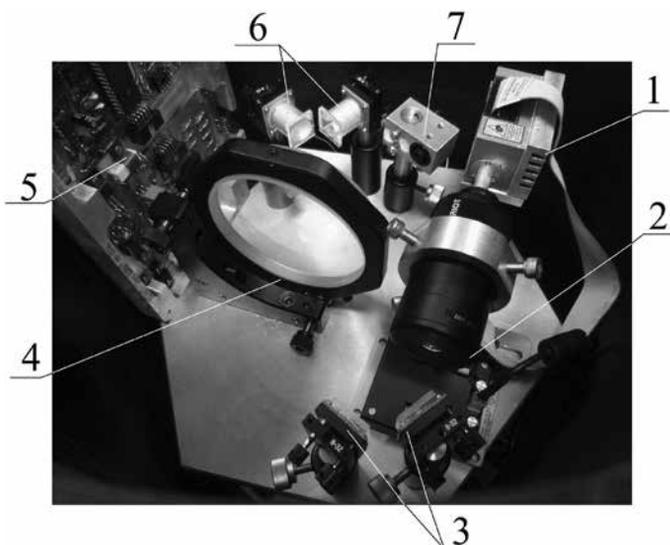


Рис. 10.36. Основные компоненты оптико-электронной системы донного лазерного деформографа

фа, размещённых в первом отсеке, где: 1 – зелёный частотно стабилизированный полупроводниковый лазер LCM-S-111, 2 – коллиматор, 3 – юстировочные зеркала, 4 – делительная пластина ПИ-100, 5 – система регистрации, 6 – зеркала раскачки и компенсации, 7 – фотодиод с предусилителем.

Донный лазерный деформограф предназначен для измерения изменения расстояния между устоями, которые фиксируются в дне. Применяемые методы интерферометрии позволяют измерять относительное смещение устоев деформографа с точностью $\Delta L = 10^{-3} \times \lambda / 2$, где λ – длина волны зелёного лазера, 532 нм, L – длина рабочего плеча. При этом чувствительность донного лазерного деформографа составит величину $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} = 0.8 \times 10^{-10}$.

С учётом вышеизложенного, приведём основные характеристики донного лазерного деформографа: 1) рабочий диапазон частот – от 0 (условно) до 1000 Гц, чувствительность – 0.8×10^{-10} , рабочие глубины – до 500 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Park J., Amoruso A., Crescentini L., Boschi E. // *Geophysical Journal International*. 2008. V. 173. P. 887.
2. Garoi F., Apostol D., Damian V., Logofatu P.C., Ionita B.F., Lazar J., Molesini G., Papadopoulos T., Ionescu C., Tugui A. // *Proceedings of SPIE*. 2008. № 7022. P. 702218.
3. Jahr T., Kroner C., Lippmann A. Strainmeters at Moxa observatory, Germany // *Journal of Geodynamics*. 2006. V. 41. P. 205–212.
4. Долгих Г.И., Овчаренко В.В. «Шум» земли в диапазоне инфрагравитационных морских волн // *ДАН*. 2008. Т. 422, № 2. С. 250–253.
5. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный нанобарограф и его применение при изучении баро-деформационного взаимодействия // *Физика Земли*. 2004. № 8. С. 82–90.
6. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Деформационный метод определения цунамигенности землетрясений // *ДАН*. 2007. Т. 417, № 1. С. 109–112.
7. Долгих Г.И., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалёв С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Фищенко В.К. Применение лазерных деформографов вертикальной и горизонтальной ориентаций в геофизических исследованиях переходных зон // *Физика Земли*. 2002. № 8. С. 69–73.
8. Долгих Г.И., Чупин В.А. Экспериментальная оценка преобразования гидроакустического излучения в сейсмоакустическую волну // *Акустический журнал*. 2005. Т. 51. № 5. С. 628–632.
9. Долгих Г.И. Аппаратно-программные комплексы геодинамического мониторинга // *Тихоокеанская геология*. 2012. Т. 31. № 1. С. 71–79.
10. Долгих Г.И. Принципы построения однокоординатных лазерных деформографов // *Письма в ЖТФ*. 2011. Т. 37. Вып. 5. С. 24–30.
11. Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. Двухкоординатный лазерный деформограф // *Физика Земли*. 1998. № 11. С. 76–81.
12. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 203 с.
13. Takemoto Shuzo, Momose Hideo, Araya Akito, Morii Wataru, Akamatsu Junpei, Ohashi Masatake, Takamori Akiteri, Miyoki Shinji, Uchiyama Takashi, Tatsumi Daisuke, Higashi Toshihiro, Telada Souichi, Fukuda Yoichi. A 100 m laser strainmeter system in the Kamioka Mine, Japan, for precise observations of tidal strains // *Journal of Geodynamics*. 2006. V. 41. P. 23–29.

Относительно суши морское дно обладает значительно большей площадью, но из-за специфических условий (вода, высокое давление) практически недоступно для установки на нём современных приборов, ориентированных на регистрацию сигналов широкого диапазона частот. Учитывая эти специфические условия? были разработаны различные установки для постановки их на дне.

К таким установкам относятся, прежде всего, донные сейсмографы, разработанные различными фирмами и применяемые для различных целей. Так, в качестве характерного примера можно привести донный сейсмограф OBS [1], который можно использовать для исследования техногенных и природных землетрясений, структуры морского дна и мантии Земли, кинетических характеристик зон подвига плит и морских впадин, сейсмической томографии природных землетрясений, прогнозирования землетрясений. Он обладает почти классическими характеристиками для подобных донных сейсмографов: 1) рабочие диапазоны частот – 4.5–300, 1–200, 0.2–150, 0.1–150, 0.03–150, 0.016–100, 0.0083–50 Гц; 2) рабочие глубины до 6000, 9000 и 12000 м; 3) продолжительность работы может составлять от 2 до 15 месяцев, максимальное время использования от 6 до 24 месяцев; 4) трёх типов – широкополосный, узкополосный и портативный. Существует комбинированный донный сейсмограф GOBS [2], который разработан специально для исследований микровибраций, вызванных землетрясениям и другими аномалиями литосферной структуры. Его технические характеристики: 1) рабочий диапазон частот – 1–300 Гц, 2) рабочие глубины до 1500 м, 3) продолжительность работы может составлять 30 суток, 4) может быть переделан в сейсмометр плавучего типа, оснащенный плавающим блоком, креплениями и акустическим размыкателем. Подобного типа сейсмографы описаны в работе [3], которые обладают нелинейной амплитудно-частотной характеристикой в частотном диапазоне от 0.002 до 100 Гц. В работе [4] приве-

дены другие конструкции донных сейсмографов (самовсплывающие и буйковые), работающие в различных частотных диапазонах (5–125, 3–400, 3–240 Гц) при глубинах до 6000–6700 м. Различного типа сейсмографы, но практически с одинаковыми техническими характеристиками, особенно по рабочему диапазону частот, разработаны и созданы различными организациями мира, которые успешно применяются для изучения сигналов на дне в ограниченном диапазоне частот, например, [5–9].

В работе [10] говорится о разработке широкополосного донного сейсмографа (ВВОBS) и его модернизации, т.е. создании датчика нового поколения (ВВОBS-NX). В работе утверждается, что в качестве следующего шага в геофизических наблюдениях морского дна ВВОBS и ВВОBS-NX могут стать прорывом в создании геодезической сети наблюдений на морском дне. В последние годы широко проводится наблюдение за вертикальным смещением с помощью датчиков абсолютного давления, а другие геодезические наблюдения проводятся редко. Широкополосный датчик в данных ВВОBS имеет выходной сигнал положения массы, который можно использовать для измерения изменения наклона. Поскольку уровень шума горизонтальной составляющей ВВОBS-NX мал в дальнем диапазоне, то авторы утверждают, что его можно использовать для измерения наклона. Такие приборы, т.е. наклономеры, разрабатывались различными организациями, которые успешно применялись для измерения наклона морского дна, например, [11].

Нас не будут интересовать дальше возможности приборов по измерению наклонов морского дна. Прежде всего нас будут интересовать возможности приборов по измерению вертикальных смещений морской земной коры, вызванных различными процессами инфразвукового и звукового диапазонов. Если рассматривать вышеописанные донные сейсмографы, то можно отметить их один общий недостаток. Все они имеют ограниченный рабочий диапазон частот, особенно в инфразвуковом диапазоне. Для преодоления данных недостатков нами была поставлена задача разработать донный лазерный сейсмограф на основе современных лазерно-интерференционных методов, которые позволяют значительно улучшить характеристики приёмных систем. Созданную установку мы назвали донным лазерным сейсмографом, что не совсем верно. Все сейсмографы, в том числе и сухопутные, относятся к приборам инерционного типа, а созданный донный ла-

зерный сейсмограф, созданный на основе использования интерферометра Майкельсона, относится к безынерционным приборам, точнее сказать, к приборам силового типа.

11.1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Донный лазерный сейсмограф является модификацией лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, в котором используются в качестве источника излучения частотно стабилизированные полупроводниковые или газовые гелий-неоновые лазеры [3, 13]. На рис. 11.1 приведена схема донного лазерного сейсмографа, который работает следующим образом. Луч лазера (17) через коллиматор (16), в котором расширяется до удобного для работы размера, поступает на делительный куб (12), на котором разделяется на два – измерительное и опорное (эталонное). Опорный лазерный луч через систему зеркал (13 и 14), наклеенных на пьезокерамических цилиндрах раскачки и постройки, поступает на фотоприёмник (15). Измерительный лазерный луч через систему «глаз кошки», состоящей из линзы (11) и отражающего маленького зеркала, закреплённого на мембране (11), поступает на фотоприёмник (15). На фотоприёмнике образуется интерференционная картина, сигнал с которого поступает на цифровую систему регистрации (18). Система регистрации предназначена для управления работой интерферометра с помощью системы обратной связи. Основной интерференционный узел (лазер, коллиматор, делительный куб, отражающие зеркала на пьезокерамических цилиндрах, линза, фотоприёмник, система регистрации) донного лазерного сейсмографа устанавливается на оптической скамье толщиной 3 см. Данная оптическая скамья торцевой частью жёстко крепится к массивной крышке, которая закрывает с торца внутреннюю часть донного лазерного сейсмографа. Оптическая скамья и крышка (толщина 5 см) изготавливаются из нержавеющей стали. В крышке расположены: прозрачная плоскопараллельная пластина ПИ-100 (10), компенсационная камера, тонкая мембрана (9). Такое расположение оптических элементов интерферометра Майкельсона минимизирует воздействие вариаций внешней температуры на его работу. Компенсационная камера минимальных размеров расположена между мембраной (9) и оптическим окном (10). Она предназначена для компенсации вари-

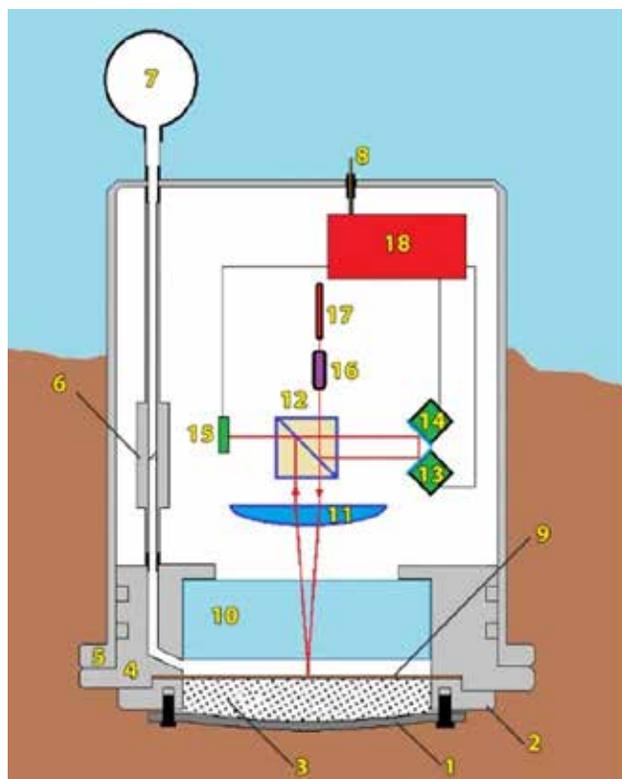


Рис. 11.1. Лазерно-интерференционная система донного типа: 1 – резиновая прокладка, 2 – зажимной фланец, 3 – дополнительный модуль, 4 – крышка прибора, на которой установлен интерферометр, 5 – корпус прибора, 6 – клапан, 7 – контейнер с воздушным наполнением, 8 – герметичное уплотнение для сигнального и силового кабелей, 9 – мембрана, 10 – оптическое окно (PI-80), 11 – линза, 12 – разделительный куб, 13 – пьезокерамический преобразователь возбуждения, 14 – пьезокерамический преобразователь компенсации, 15 – фотоприемник, 16 – коллиматор, 17 – лазер, 18 – цифровая система регистрации

ций гидросферного давления при погружении или поднятии прибора. В качестве источника света в донном лазерном сейсмографе применяется частотно-стабилизированный гелий-неоновый лазер фирмы MelesGriott с долговременной стабильностью в девятом знаке либо

одночастотный полупроводниковый зелёный лазер LCM-111, длина волны которого равна 532 нм, с долговременной стабильностью в шестом знаке.

Донный лазерный сейсмограф устанавливается на дне, на котором, в зависимости от пород дна, прикапывается (песок) или жёстко закрепляется (гранит и т.п.) с помощью различных технических средств. Чувствительным элементом в донном лазерном сейсмографе является мембрана (9). Для защиты мембраны от случайных повреждений при постановке камера (3), в которой расположена мембрана, защищена резиновой накладкой (1). В камере находится крупнозернистый песок, обеспечивающий жёсткую связь резиновой накладки с мембраной.

При погружении донного лазерного сейсмографа открывается клапан (6), и из резиновой ёмкости (7) в компенсационную камеру поступает воздух. Это делается для того, чтобы при полном погружении на дно мембрана оставалась в нейтральном положении. При полном погружении с дальнейшим закреплением на дне клапан закрывается, и прибор готов к измерениям. После выполнения измерительных работ клапан открывается, и прибор поднимается. При поднятии воздух из компенсационной камеры поступает в ёмкость (7). Эта операция выполняется для того, чтобы не повредить мембрану и оставить её в нейтральном положении при поднятии прибора.

Донный лазерный сейсмограф может работать в двух модификациях. В первой модификации питание и снятие информации с системы регистрации прибора осуществляется по кабельным линиям. Управление прибором осуществляется с берегового поста наблюдений. В этом случае возможна работа донного лазерного сейсмографа в режиме реального времени, когда полученные данные могут быть обработаны моментально в соответствии с поставленными задачами. В другой модификации возможна автономная эксплуатация донного лазерного сейсмографа. В этом случае одновременно с основным модулем на дно устанавливается дополнительный модуль с батареей питательных элементов. В зависимости от ёмкости питающих элементов прибор может работать до десяти суток. Возможна и более долговременная работа при использовании более совершенных питающих батарей. Информация в этом варианте записывается на жёсткий носитель, который расположен вблизи системы регистрации интерферометра. Полученные экспе-

риментальные данные могут быть доступны для обработки только при поднятии прибора.

Третья схема подключения донного лазерного сейсмографа связана с использованием оптоволоконных кабельных сетей, применяющихся для решения различных прикладных задач на больших подводных площадях. Кроме того, возможно использование подводных телекоммуникационных сетей, соединяющих не только отдельные территории, но и континенты. Многие из подобных подводных кабельных линий сейчас находятся в полузаброшенном состоянии, которые можно использовать для организации полномасштабного подводного мониторинга.

При использовании прибора в первой модификации существует как ряд преимуществ, так и ряд недостатков. К достоинствам можно отнести сетевое питание и линию связи, которая позволяет получать экспериментальные данные в режиме реального времени. Кроме того, в этом режиме возможно дистанционно управлять параметрами интерферометра, удалённо настраивать интерференцию, повышая отношение сигнал/шум, что, в свою очередь, повышает чувствительность донного лазерного сейсмографа. Несомненно, важную роль такая схема постановки прибора играет при использовании донного лазерного сейсмографа в системах предупреждения, регистрирующих катастрофические процессы различного происхождения. К недостаткам такой постановки донного лазерного сейсмографа, можно отнести зависимость от длины кабельной линии и развитая инфраструктуры береговой линии.

При решении задач, требующих установку прибора вдали от берега, используется вторая модификация, при которой применяется устройство автоматизации гидрофизических приборов. Данное устройство обеспечивает бесперебойным электрическим питанием донный лазерный сейсмограф и позволяет регистрировать экспериментальные данные без вмешательства в конструкцию и конфигурацию сейсмографа.

Устройство состоит из двух частей, блок регистрации и блок питания, помещенные в герметичный корпус, снабженный портом подключения. В блок регистрации входят микрокомпьютер, накопитель информации, многоканальная плата ввода данных и автоматический цифровой преобразователь. В блок питания входят аккумуляторные батареи постоянного напряжения, системы защиты и согласования

электрических цепей, инвертер напряжения, преобразователи и стабилизаторы напряжения. Использование микрокомпьютера и многоканальной платы ввода данных позволяет быстро адаптировать устройство к автономной работе с различными лазерно-интерференционными приборами.

Данное устройство автоматизации подключается к донному лазерному сейсмографу по кабелю, через тот же разъем, что и при использовании кабельной линии с берега. При такой модификации постановка сейсмографа происходит следующим образом. В месте постановки прибора первым на дно устанавливается донный лазерный сейсмограф, а устройство автоматизации гидрофизических приборов находится на борту судна. Это позволяет проверить работоспособность прибора и подкорректировать его работу. После всех настроек устройство закрывается и опускается на дно, недалеко от места постановки донного лазерного сейсмографа. При разряде аккумуляторов устройство поднимается и меняется на аналогичное, а прибор остается на дне все это время. При завершении работы первым поднимается устройство автоматизации, а затем донный лазерный сейсмограф. Это необходимо для включения клапана компенсационной камеры.

Система регистрации донного лазерного сейсмографа измеряет изменение длины измерительного плеча относительно опорного плеча. Изменение длины измерительного плеча обусловлено смещением центра мембраны, вызванного воздействием на неё внешних сил, связанных с деформационными процессами в дне в месте постановки прибора. При этом интенсивность излучения, попадающего на фотоприёмник, описывается следующим выражением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left\{ \frac{4\pi(L_2 - L_1)}{\lambda} \right\} \quad (11.1)$$

где: I_1 и I_2 – интенсивности интерферирующих лучей; L_1 и L_2 – оптическая длина пути первого и второго лучей, соответственно; λ – длина волны лазерного излучения.

Приведённая зависимость I от $\Delta L = L_2 - L_1$ является периодической с периодом $\lambda / 2$. Такая зависимость позволяет осуществить привязку к одному из экстремумов интенсивности интерференционной картины для измерения изменения разности длин плеч (L) интерферометра, счёта интерференционных полос и их доли при автоматической подстройке интерферометра к ближайшему экстремуму

му интерференционной картины. Система регистрации обеспечивает автоматическую подстройку интерферометра и выдаёт сигнал, пропорциональный разности длин плеч интерферометра в долях $\lambda/2$. Система регистрации выдаёт сигнал в пределах $\Delta l = \pm \lambda/2$ при равенстве $\Delta l = \Delta L - k\lambda/2$, где k – целое, равное целой части $2\Delta L/\lambda$. Изменение ΔL равно:

$$\Delta L = \frac{\lambda}{2} \left[(k_+ - k_-) + \frac{U_2 - U_1}{U_{\lambda/2}} \right], \quad (11.2)$$

где: k_+ и k_- – число сбросов положительной и отрицательной полярности, возникающих при изменении ΔL на величину $\pm \lambda/2$; $U_{\lambda/2}$ – нормирующий множитель в вольтах; U_1, U_2 – значения выходного напряжения в начальный и конечный моменты времени.

При $I_1 = I_2$ интенсивность излучения I , попадающего на фотодиод, описывается следующим выражением

$$I = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right), \quad (11.3)$$

где $2l = 2(L_2 - L_1)$ – разность оптических путей интерферирующих лучей.

Согласно (11.3), величина силы тока на выходе фотоприёмника равна

$$i = i_0 \cos^2 \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right), \quad (11.4)$$

где $i_0 = 4I_0\chi$; χ – чувствительность фотоприёмника. Из (11.4) следует, что изменение силы тока будет вызываться изменением оптической разности плеч интерферометра l и изменением длины волны λ . Кроме того, появляются шумовые составляющие тока, связанные с шумом фотоэлектронной аппаратуры Δi_1 и стабильностью мощности лазерного излучения Δi_2 . Дифференцируя (11.4) по l и λ и добавляя Δi_1 и Δi_2 , получим

$$\Delta i = i_0 \sin \left[\frac{4\pi l}{\lambda} \right] \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} l \pm \frac{2\pi l}{\lambda^2} \Delta \lambda \right\} \pm \Delta i_1 \pm \Delta i_2. \quad (11.5)$$

Наибольшее значение Δi достигает при $\frac{4\pi l}{\lambda} = \frac{\pi}{2}$ и

$$\Delta l = \frac{\Delta i}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi} \pm l \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \pm \frac{\Delta i_1}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi} \pm \frac{\Delta i_2}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (11.6)$$

где $\frac{\Delta i}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi}$ – сейсмоакустические колебания мембраны, а остальные слагаемые – шумы.

Рассмотрим шумы, связанные с нестабильностью частоты лазерного излучения $\Delta\lambda / \lambda$. При нестабильности частоты лазерного излучения в девятом знаке (частотно-стабилизированный гелий-неоновый лазер) и при уравнивании длин плеч измерительного и опорного донного лазерного сейсмографа с точностью 1 см получаем, что шумы, связанные с нестабильностью частоты, могут вносить ошибку в измерения, равную $l \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10$ пм. При использовании зелёного лазера данная ошибка возрастает на три порядка и может вносить искажения в измерения порядка 10 нм.

В современных гелий-неоновых лазерах уровень относительных флуктуаций мощности обычно составляет несколько процентов, т.е. $\Delta i_2 / i_0 \cong 0.01$. Следовательно, порог чувствительности измерения ограничивается величиной порядка 1 нм.

Оценим порог чувствительности, определяемый дробовым шумом фотоприёмника. Предельная чувствительность к абсолютным смещениям зеркал в интерферометре Майкельсона, ограниченная только дробовым шумом фотоприёмника, определяется выражением:

$$\Delta l_{\min} = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{\lambda \hbar c \Delta f}{q P_0} \right\}^{1/2}, \quad (11.7)$$

где λ – длина волны; P_0 – мощность лазерного излучения; c – скорость света; Δf – полоса принимаемых частот; q – квантовый выход фотоприёмника. Полагая $P_0 = 0.001$ Вт, $q = 0.25$; $c = 3 * 10^8$ м/с; $\lambda = 0,63 * 10^{-6}$ м; $\hbar = 6,626 * 10^{-34}$ Дж·с, имеем

$$\Delta l_{\min} = 1,78 * 10^{-15} \sqrt{\Delta f} \text{ м/Гц}^{1/2}. \quad (11.8)$$

При $\Delta f \approx 10^3 \div 10^4$ Гц $\Delta l_{\min} = 1,78 * 10^{-13}$ м, что не оказывает влияние на точность измерения.

Теперь оценим влияние внешних вероятных температурных воздействий на работы донного лазерного сейсмографа. При погружении прибора на дно со временем наступает тепловое равновесие между внешним температурным воздействием, вызванным температурой воды, и внутренним температурным воздействием, обусловленным

работой нагревательных элементов интерферометра и системы регистрации. В дальнейшем только резкое изменение внешней температуры может нарушить это тепловое равновесие. Оценим примерно влияние колебаний внешней температуры на точность измерения. Это воздействие может осуществиться только через массивную крышку, в которой вмонтирована мембрана и на которой закреплена торцом оптическая скамья. Толщина крышки 5 см. При коэффициенте теплового расширения нержавеющей стали, равном 0.11×10^{-4} 1/град, и при изменении температуры на 1 градус толщина крышки изменится на $0.11 \times 10^{-4} \times 5 \times 10^{-2} = 0.55 \times 10^{-6}$ м. Учитывая её линейное расширение по всем направлениям, можно предположить, что в одну сторону (в сторону изменения рабочего плеча интерферометра) это изменение составит около 2.8×10^{-7} м. На самом деле эти оценки получены по изолированной от внешней среды крышке. Мы не учли корпус прибора, внутреннее пространство прибора, наполненное воздухом, и т.д. Не учли инерционный характер данного воздействия и время воздействия, а также коэффициенты теплопередачи всех составных элементов донного лазерного сейсмографа.

11.2. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Испытания донного лазерного сейсмографа было проведено в бухте Витязь Японского моря. Он был установлен на песчаном дне бухты на глубине около 7 м с частичным погружением в дно согласно рис. 11.2. На удалении 10 м от него на глубине 8 м был установлен лазерный измеритель вариаций гидросферного давления. Лазерный измеритель вариаций гидросферного давления устанавливался на дно в кубической решётке, обеспечивающей бесконтактное его расположение относительно дна. Расстояние от дна до лазерного измерителя вариаций гидросферного давления было около 0.5 м. Одновременно на м. Шульца работал лазерный деформограф неравноплечего типа с длиной измерительного плеча 52.5 м, ориентированный под углом 18° относительно линии «север-юг», применяемый также в гидроакустических исследованиях [14]. Общая схема постановки приборов приведена на рис. 11.2.

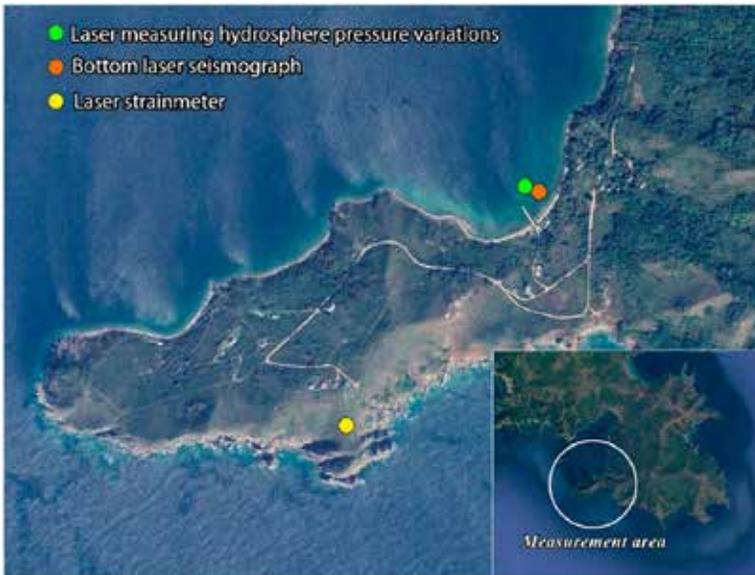


Рис. 11.2. Общая схема постановки приборов

В лазерном измерителе вариаций гидросферного давления были установлены температурные датчики, предназначенные для измерения температуры как внутри, так и вне прибора. Учитывая малое расстояние между донным лазерным сейсмографом и лазерным измерителем вариаций гидросферного давления, можно с некоторым приближением считать, что внешняя температура вблизи донного лазерного сейсмографа меняется так же, как вблизи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, но с некоторым временным запаздыванием или опережением. Несмотря на это, можно считать, что внешняя температура на данных установках изменяется похожим образом. На рис. 11.3 приведено временное изменение внешней температуры, а также изменение вариаций гидросферного давления, зарегистрированное лазерным измерителем вариаций гидросферного давления, и вариаций деформаций (вертикальное смещение) верхнего слоя морской земной коры, зарегистрированное донным лазерным сейсмографом.

При сравнении данных, приведённых на рис. 11.3, общее поведение вариаций гидросферного давления (рис. 11.3б) и вертикальных

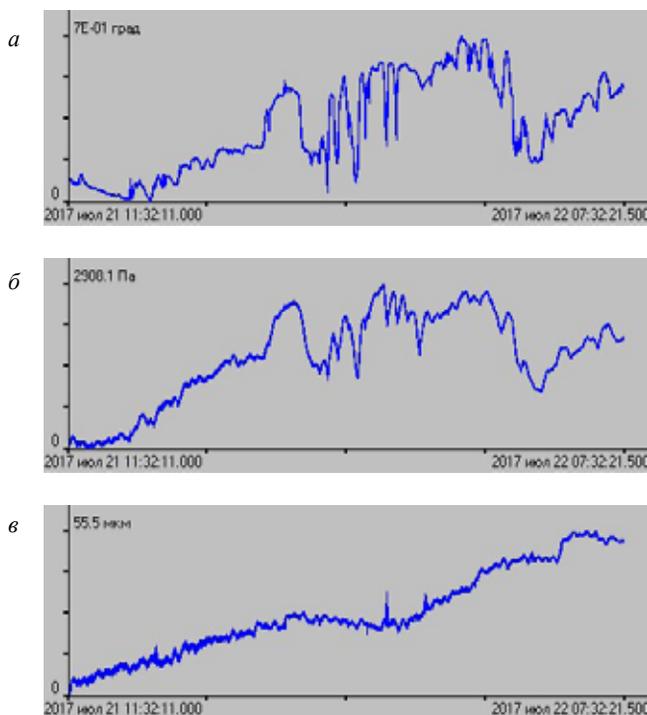


Рис. 11.3. Временное изменение вариаций внешней температуры (а), вариаций гидросферного давления (б) и вертикальных смещений участка земной коры (в)

смещений морской земной коры похоже. Есть некоторое схожее общее поведение вариаций гидросферного давления и внешней температуры. Как видно из рис. 11.3, вариации внешней температуры оказывают влияние на показания лазерного измерителя вариаций гидросферного давления. В то время как данные вариации практически не влияют на показания донного лазерного сейсмографа. Это связано с влиянием внешней температуры на деформацию мембраны в случае лазерного измерителя вариаций гидросферного давления и слабым влиянием вариаций внешней температуры на деформацию мембраны, погружённой в песок верхнего слоя морской земной коры.

Интересен вопрос о регистрации вертикальных смещений земной коры, вызванных вариациями гидросферного давления при прохождении морских прогрессивных гравитационных волн (ветровых

волн). В период постановки донного лазерного сейсмографа никаких мощных источников ветровых волн не наблюдалось. В рассматриваемый период наблюдения регистрировались фоновые ветровые (гравитационные) волны с периодами от 5 до 7 с (с небольшими вариациями). Одновременно работал в воде лазерный измеритель вариаций гидросферного давления, а на м. Шульца 52.5-метровый лазерный деформограф «север-юг». Приходящие к м. Шульца волны, согласно [15], при глубинах, равных половине длины гравитационной волны (а в нашем случае при периоде 6.2 с она примерно равна 30 м) начинают интенсивно взаимодействовать с дном, передавая ему часть энергии, которая распространяется далее в земной коре в виде первичных микросейсм. Данные микросейсм и регистрируются 52.5-метровым лазерным деформографом. Распространяющаяся морская ветровая волна (зыбь) заходит в бухту Витязь, фронт которой поворачивается вследствие рефракции, и движется в направлении донного лазерного сейсмографа и лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, которые регистрируют вертикальные сме-

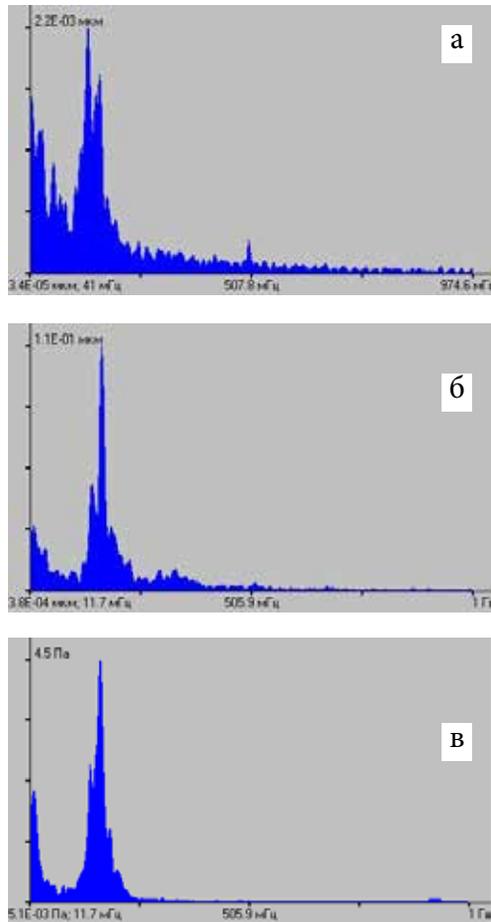


Рис. 11.4. Спектры, полученные при обработке синхронных участков записей лазерного деформографа микросейсмического диапазона (а), донного лазерного сейсмографа (б), лазерного измерителя вариаций гидросферного давления (в)

щения морского дна и вариации гидросферного давления, соответственно, вызванные проходящей ветровой волной. На рис. 11.4 приведены спектры, полученные при обработке синхронных участков записей лазерного деформографа микросейсмического диапазона (а), донного лазерного сейсмографа (б), лазерного измерителя вариаций гидросферного давления (в). Длительность обработанного участка составила около 8.5 мин. С учётом скорости распространения морской ветровой волны с периодом 6.2 с, лежащей в диапазоне 5–10 м/с, и пройденного ею расстояния от входа в бухту до места постановки приборов, можно считать, что мы обрабатываем почти синхронные участки записей. В спектре записи донного лазерного сейсмографа выделяется пик с периодом около 5.9 с, такой же пик выделяется на записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления. По мере движения ветровой волны произошло уменьшение её периода с 6.2 до 5.9 с вследствие преобразования части её энергии в энергию верхнего слоя земной коры, физика которого описана в работе [15].

При таком расположении донного лазерного сейсмографа и лазерного измерителя вариаций гидросферного давления мы не можем утверждать, что донный лазерный сейсмограф регистрирует вертикальную составляющую волны Рэлея, которая образовалась в результате трансформации морской ветровой волны в первичные микросейсмсы рэлеевского типа. Мы можем лишь утверждать, что вариации гидросферного давления величиной 4.5 Па вызывают вертикальные смещения величиной 0.11 мкм в верхнем слое земной коры места расположения донного лазерного сейсмографа.

В 52.5-метровом лазерном деформографе, установленном на мысе Шульца, величина смещения базы деформографа составила 2.2 нм на частоте, соответствующей периоду ветровой волны 6.2 с. При использовании лазерного деформографа классического типа, к которому относится данный лазерный деформограф, регистрируемая им амплитуда связана с истинной амплитудой волны, распространяющейся по верхнему слою земной коры, уравнением [16]:

$$A = 2A_0 \sin^2\left(\frac{kL}{2}\right) = 2A_0 \sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda}\right), \quad (11.9)$$

где A_0 – проекция амплитуды волны на ось деформографа, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота, ν – частота волны, t – текущее время, L – длина рабочего плеча де-

формографа. Если проводить расчёты для глубокой воды, то $\lambda = 60$ м. Тогда из (11.9) имеем $A_0 = 7.5$ нм. Это горизонтальная составляющая рэлеевской волны, которая распространяется вдоль оси 52.5-метрового лазерного деформографа, установленного перпендикулярно береговой черте. Это утверждение может быть подтверждено тем, что другой лазерный деформограф с длиной плеча 17.5 м, ось которого расположена вдоль береговой черты [17], не регистрирует возмущение с периодом 6.2 с. Если принять, что донный лазерный сейсмограф регистрирует вертикальную составляющую, а 52.5-метровый только часть горизонтальной составляющей, то эллипс волны Рэля относительно горизонта должен располагаться под углом 86° .

В 60 метрах от лазерного деформографа с длиной измерительного плеча 52.5 м на глубине 3 м установлен широкополосный велосиметр Guralp CMG-3ESPВ, который состоит из трех датчиков, измеряющих колебания почвы одновременно по трем направлениям север-юг, восток-запад и в вертикальном направлении. Рабочий диапазон каждого датчика 0.003–50 Гц. Как мы говорили раньше, донный лазерный сейсмограф измеряет, в основном, вертикальные смещения частичек дна,

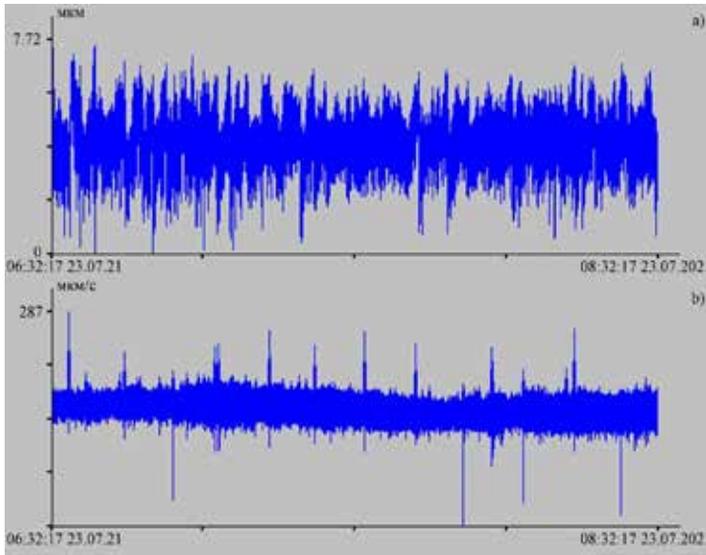


Рис. 11.5. Отфильтрованная запись донного лазерного сейсмографа а), запись вертикального датчика велосиметра б)

поэтому для сопоставления данных донного лазерного сейсмографа и велосиметра лучше использовать данные вертикальной компоненты велосиметра. Сопоставим экспериментальные данные донного лазерного сейсмографа с данными вертикального датчика велосиметра. Рассмотрим синхронные участки записей приборов за 23.07.2021, начиная с 6:32:17. Длительность каждого участка два часа. Для начала отфильтруем экспериментальные данные донного лазерного сейсмографа полосовым фильтром Хемминга в диапазоне от 3 мГц до 50 Гц, а затем проредим данные в 10 раз с усреднением. В результате получаем график, приведенный на рис. 11.5а, а на рис. 11.5б приведена запись вертикального датчика велосиметра.

Проанализируем спектры записей донного лазерного сейсмографа и вертикального датчика велосиметра. На спектрах выявлены пики с одинаковыми периодами в диапазоне периодов ветрового волнения.

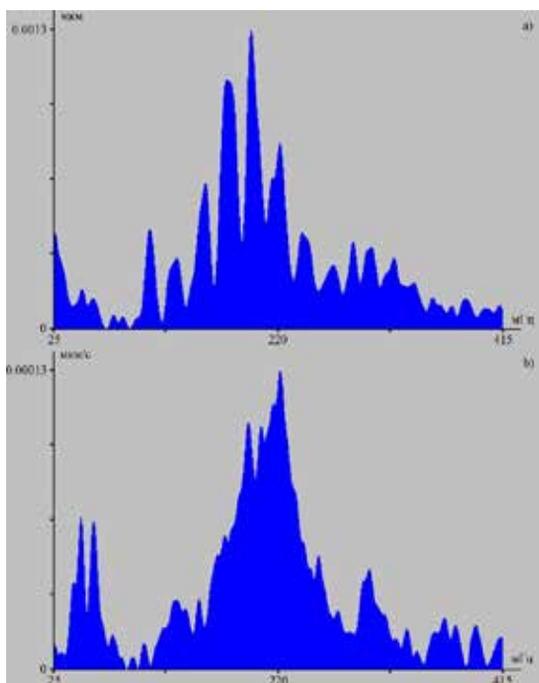


Рис. 11.6. Спектры записей приборов: а – спектр записи донного лазерного сейсмографа, б – спектр записи вертикального датчика велосиметра

Так на спектре донного лазерного сейсмографа (рис. 11.6а) присутствуют пики с периодами 5.6 с, 5.1 с и 4.5 с. А на спектре записи велосиметра (рис. 11.6б) присутствуют пики с периодами 5.1 с и 4.5 с. Причем на спектре записи лазерного сейсмографа амплитуда колебаний с периодом 5.1 с больше периодов соседних колебаний, а на спектре записи велосиметра период колебаний 4.5 с имеет наибольшую амплитуду. Различие амплитуд этих колебаний связано с местом постановки приборов, ведь сейсмограф уста-

новлен на дне бухты, а велосиметр – на расстоянии около 700 м от места установки сейсмографа и в 350 м от береговой линии бухты Витязь. При анализе спектра записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы были выявлены пики с периодами 5.1 и 5.5 с, соответствующие ветровому волнению. В связи с чем можно сделать вывод, что источником колебаний 5.1 и 5.6 с, зарегистрированных донным лазерным сейсмографом, является ветровое волнение бухты Витязь.

Далее остановимся на регистрации более низкочастотных колебаний, существующих в бухте Витязь. К таким колебаниям, прежде всего, относятся собственные колебания бухты (сейши), которые регистрировались ранее нами с основным периодом около 16–18 мин [18]. Сейши при взаимодействии с дном возбуждали в нём упругие

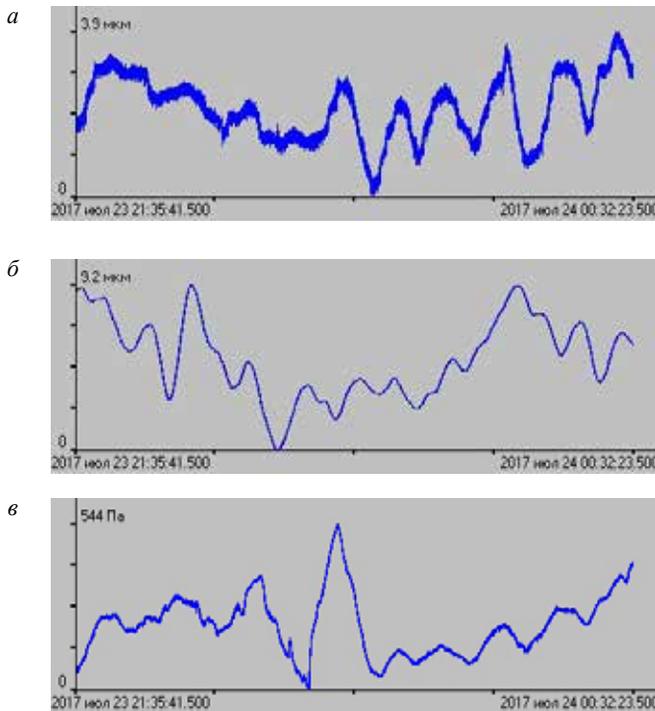


Рис. 11.7. Синхронные участки записей донного лазерного сейсмографа (а), 52.5-метрового лазерного деформографа (б), лазерного измерителя вариаций гидросферного давления (в)

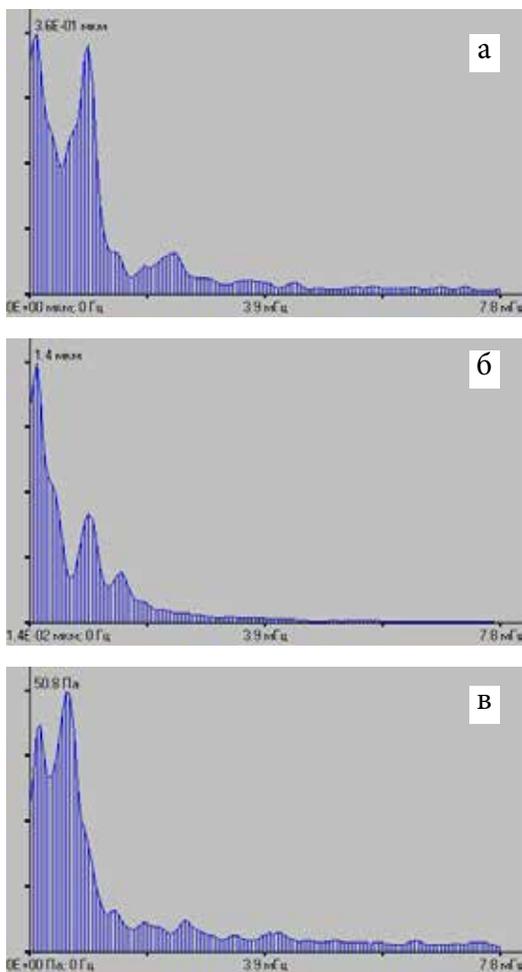


Рис. 11.8. Спектры, полученные при обработке указанных на рис. 5 записей донного лазерного сейсмографа (а), 52.5-метрового лазерного деформографа (б) и лазерного измерителя вариаций гидросферного давления (в)

лазерного деформографа явно присутствуют низкочастотные колебания примерно одинакового периода. В то же время в записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления колебания примерно аналогичных периодов просматриваются во второй половине записи,

колебания соответствующего периода, которые регистрировались 52.5-метровым лазерным деформографом, установленным на м. Шульца [18]. Для изучения возможностей донного лазерного сейсмографа по регистрации данных возмущений обрабатываем синхронные участки записей донного лазерного сейсмографа, лазерного деформографа и лазерного измерителя вариаций гидросферного давления. На рис. 11.7 приведены данные участки записей, а на рис. 11.8 – спектры, полученные при обработке указанных на рис. 11.7 записей донного лазерного сейсмографа, 52.5-метрового лазерного деформографа и лазерного измерителя вариаций гидросферного давления.

Как видно из рис. 11.7 в записях донного лазерного сейсмографа и 52.5-метрового

а в первой половине запись подвержена воздействию других низкочастотных процессов, связанных с возможным влиянием на мембрану цугов короткопериодных внутренних волн, которые уверенно регистрируются температурным датчиком, установленным на лазерном измерителе вариаций гидросферного давления. Аналогичная реакция на данные возмущения прослеживается на верхних двух графиках рис. 11.4. В дальнейшем участки записей, приведённых на рис. 11.7, были подвержены спектральной обработке. Отдельные участки полученных спектров приведены на рис. 11.8. В первых двух спектрах (а и б) второй максимум имеет период 17 мин 04 с. На рис. 11.8а высота этого максимума равна 0.34 мкм (для донного лазерного сейсмографа), а для 52.5-метрового лазерного деформографа она равна (см. рис. 11.8б) 0.6 мкм. В спектре записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления явно этого пика не наблюдается, но наблюдается уширение пика, соответствующего периоду 27 мин 18.4 с и с амплитудой 50.8 Па. Данный пик «замаскировал» пик с периодом 17 мин 04 с. Из-за плохого частотного разрешения, которое определяется длиной обрабатываемого участка, более энергоёмкий пик «поглотил» менее энергоёмкий пик. Спектры получали с использованием периодограммного метода, в основе которого лежит быстрое преобразование Фурье. Если же обработать только правую часть записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления периодограммным методом, то в спектре проявится пик с периодом 17 мин 04 с и с амплитудой 18 Па, участок спектра которого приведён на рис. 11.9.

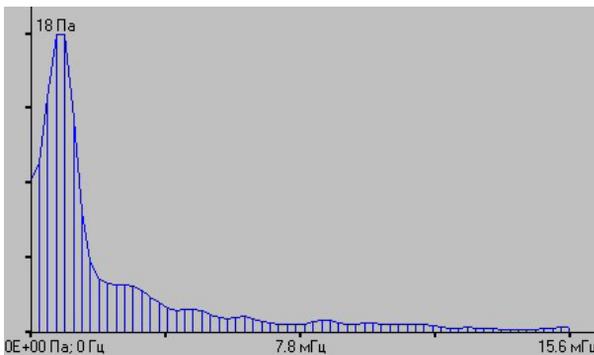


Рис. 11.9. Спектр участка записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления

ЛИТЕРАТУРА

1. Park J., Amoruso A., Crescentini L., Boschi E. // *Geophysical Journal International*. 2008. V. 173. P. 887.
2. Garoi F., Apostol D., Damian V., Logofatu P.C., Ionita B.F., Lazar J., Molesini G., Papadopoulos T., Ionescu C., Tugui A. // *Proceedings of SPIE*. 2008. № 7022. P. 702218.
3. Jahr T., Kroner C., Lippmann A. // *Journal of Geodynamics*. 2006. V. 41. P. 205.
4. Долгих Г.И., Овчаренко В.В. «Шум» земли в диапазоне инфрагравитационных морских волн // *ДАН*. 2008. Т. 422, № 2. С. 250–253.
5. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный нанобарограф и его применение при изучении баро-деформационного взаимодействия // *Физика Земли*. 2004. № 8. С. 82–90.
6. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Деформационный метод определения цунамигенности землетрясений // *ДАН*. 2007. Т. 417, № 1. С. 109–112.
7. Долгих Г.И., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалёв С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Фищенко В.К. Применение лазерных деформографов вертикальной и горизонтальной ориентаций в геофизических исследованиях переходных зон // *Физика Земли*. 2002. № 8. С. 69–73.
8. Долгих Г.И. Аппаратно-программные комплексы геодинамического мониторинга // *Тихоокеанская геология*. 2012. Т. 31, № 1. С. 71–79.
9. Долгих Г.И., Бутырин П.Г., Долгих С.Г., Дягилев Р.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Регистрация инфразвуковых деформационных возмущений пространственно разнесёнными лазерными деформографами // *ДАН*. 2011. Т. 441, №1. С. 376–379.
10. Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. Двухкоординатный лазерный деформограф // *Физика Земли*. 1998. № 11. С. 76–81.
11. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 203 с.
12. Takemoto Shuzo, Momose Hideo, Araya Akito, Morii Wataru, Akamatsu Junpei, Ohashi Masatake, Takamori Akiteri, Miyoki Shinji, Uchiyama Takashi, Tatsumi Daisuke, Higashi Toshihiro,
13. Telada Souichi, Fukuda Yoichi. A 100 m laser strainmeter system in the Kamioka Mine, Japan, for precise observations of tidal strains // *Journal of Geodynamics*, 2006, v. 41, p. 23–29.
14. Dolgikh Grigory I., Budrin Sergey S., Dolgikh Stanislav G., Ovcharenko Vladimir V., Chupin Vladimir A., and Yakovenko Sergey V. Particulars of a transmitted acoustic signal at the shelf of decreasing depth // *J. Acoust. Soc. Am*. 2017. V. 142 (4). PP. 1990–1996.
15. Dolgikh G.I., Gromasheva O.S., Dolgikh S.G., Plotnikov A.A. Dynamics and transformation of sea surface gravity waves at the shelf of decreasing depth // *J. Mar. Sci. Eng*. 2021. V. 9. P. 861. <https://doi.org/10.3390/jmse9080861>.
16. Dolgikh G.I. Principles of designing single-coordinate laser strainmeters // *Tech. Phys. Letters*. 2011. V. 37, No. 3. PP. 204–206.
17. Dolgikh G.I., Kovalev S.N., Koren' I.A., Ovcharenko V.V. A two-coordinate laser strainmeter // *Izv. Phys. Solid Earth*. 1998. V. 11, No. 720. PP. 76–81.
18. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., Smirnov S.V., Chupin V.A., Shvets V.A., Yakovenko S.V. Infrasound oscillations in the Sea of Japan // *Dokl. Earth Sci*. 2011. V. 441. № 1. PP. 1529–1532.

Начиная с 2000 года, сотрудниками лаборатории «Физика геосфер» Тихоокеанского океанологического института им. В.И. Ильичёва ДВО РАН разрабатывались гидрофизические лазерно-интерференционные приемные системы. За два десятилетия было создано несколько модификаций приемных систем на основе равноплечего интерферометра Майкельсона с применением в качестве источника света полупроводниковых и частотно-стабилизированных гелий-неоновых лазеров. Наиболее удачным из них является сверхчувствительный сенсор вариаций гидросферного давления [1]. Этот прибор обладает уникальными амплитудно-частотными характеристиками, позволяет проводить измерения вариаций гидросферного давления с наноуровневой точностью в инфразвуковом и звуковом диапазонах в большом динамическом диапазоне. Основные характеристики сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления: рабочий диапазон частот от 0 (условно) до 1000 Гц, точность измерения 0.24 мПа, рабочие глубины до 50 м.

Данная установка применялась при проведении работ фундаментального и прикладного характеров, ориентированных на получение уникальных результатов в широком частотном и динамическом диапазонах. Натурные данные, полученные с помощью этого прибора, позволили изучить собственные колебания бухт залива Посъет Японского моря [2], взаимодействие ветровых волн с более низкочастотным морским волнением [3], механизмы возникновения нелинейных гидрофизических возмущений в диапазоне гравитационных и инфрагравитационных морских волн [4] и многие другие природные явления.

Оценка амплитуды морского волнения, зарегистрированного сверхчувствительным сенсором вариаций гидросферного давления,

проводилась на основе теоретических расчетов. С целью уточнения коэффициента пересчета значения амплитуд был проведен ряд экспериментов в бухтах Приморского края России на различных глубинах, где вместе с данной установкой на дно погружался измеритель скорости звука Mini SVP фирмы Valeport с датчиками давления и температуры. Сопоставление данных разработанного прибора с аналогичными сертифицированными приборами позволяет оценить качество полученных данных. Этими методами пользуются многие разработчики морских установок [5–7]. В других экспериментах используются серийные приборы в одном корпусе с разработанными [8, 9]. В последнее время аналогичным приёмом пользуются при применении нейронных сетей [10–12]. Все современные приборы существенно улучшают результаты проводимых экспериментальных исследований, а в совокупности с современными математическими моделями и нейронными сетями позволяют найти новые закономерности в морских волновых процессах [13, 14]. Полученные натурные данные позволяют по-новому взглянуть на обнаружение источников как природного, так и антропогенного происхождения [15, 16].

Для изучения морского волнения необходимо применять аппаратуру, способную регистрировать вариации колебаний уровня воды с высокой точностью в широком диапазоне частот. Именно такие установки позволяют проводить исследования прямыми методами и получать наиболее точные результаты. Данные методы позволят качественно оценить не только ветровое волнение, приливные колебания, экстремальные волны, но и изучить тонкие нелинейные эффекты их поведения. В первую очередь к ним относятся волны-убийцы, амплитуды которых более чем 2.8 раза превышают амплитуды регулярного морского волнения [17, 18], метеоцунами [19, 20], штормовые нагоны [21, 22] и другие катастрофические явления. В нашей работе для количественной оценки амплитуд морского волнения была применена верификация данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления при сопоставлении с датчиком давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport [23]. Эти установки располагались как единое целое и устанавливались на дно на глубины до 10 м в различных бухтах Приморского края на несколько суток. Затем из полученного массива натурных данных выбиралось морское волнение с одинаковыми периодами и сравнивались их амплитуды. В результате был рассчитан коэффициент преобразования данных

сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления в зависимости от глубины установки.

12.1 ПРИЕМНЫЕ СИСТЕМЫ. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для расчета коэффициента преобразования данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления было проведено три эксперимента в различных бухтах. Первый эксперимент проходил в б. Алексеева о. Попова, где приборы были установлены на глубине 8 м 24 июня 2021 г. (рис. 12.1а). Затем приборы устанавливались в б. Улисс (г. Владивосток) на глубину 7 м в период с 06 по 13 июля 2021 г. (рис. 12.1б). И последний эксперимент проходил в б. Витязь залива Посьета с установкой приборов на глубину 5 м в период с 30 июня по 1 июля 2022 г. (рис. 12.1с). На всех трех рисунках места установки приборов отмечены красным кругом.



Рис. 12.1. Места постановки приборов

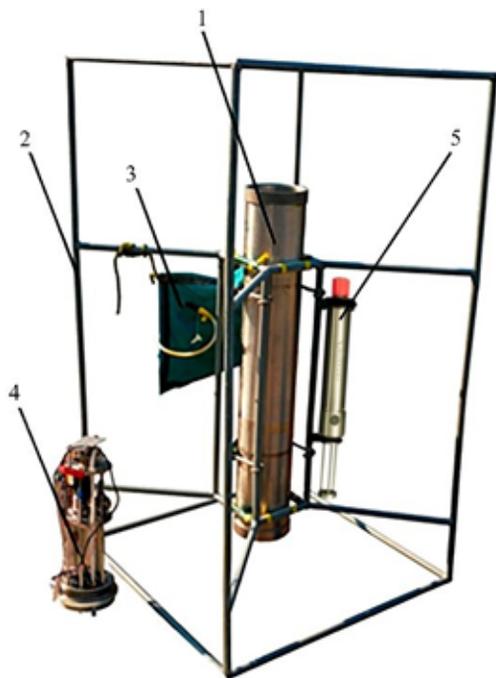


Рис. 12.2. Сверхчувствительный сенсор вариаций гидросферного давления и измеритель скорости звука Mini SVP фирмы Valeport

звуча Mini SVP фирмы Valeport с датчиками давления и температуры, закрепленный в защитной клетке.

Чувствительным элементом лазерно-интерференционного прибора является круглая мембрана, жестко закрепленная по периметру. С одной стороны на мембрану действуют вариации гидросферного давления, изменяющиеся пропорционально морскому волнению. С внутренней стороны мембрана является частью равноплечего интерферометра Майкельсона, расположенного внутри прибора. В момент достижения рабочей глубины мембрана устанавливается в нейтральное положение посредством перекачивания воздуха из емкости в компенсационную камеру. Под действием вариаций гидросферного давления мембрана прогибается в одну или другую стороны от своего нейтрального положения. Цифровая система регистрации, установленная внутри прибора, настроена таким образом, чтобы поддержи-

В ходе проведения экспериментальных работ измеритель скорости звука был закреплен внутри защитной клетки сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления. На рис. 12.2 приведена фотография расположения приборов. На рисунке цифрами выделено: 1 – корпус лазерно-интерференционного прибора, 2 – защитная клетка, 3 – емкость с воздухом, необходимая для установки измерительной мембраны в нейтральное положение, 4 – оптическая часть сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления, 5 – измеритель скорости

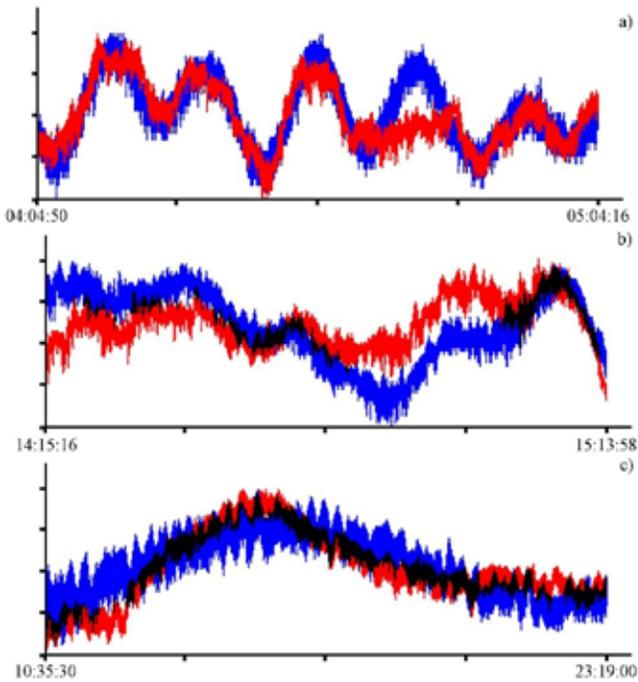


Рис. 12.3. Синхронные записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport

вать максимальную яркость интерференционной картины неизменной. Прогиб мембраны приводит к изменению длины измерительного плеча лазерного интерферометра. Это в свою очередь приводит к изменению яркости интерференционной картины. Для поддержания максимальной яркости на пьезокерамический цилиндр компенсации, являющийся частью интерферометра, подается напряжение, что приводит к изменению длины эталонного плеча. Выравнивание плеч интерферометра позволяет держать интерференционную картину на максимальной яркости. Изменение напряжения, подающегося на пьезокерамический цилиндр, фиксируется цифровой системой регистрации и передается на пишущий компьютер. «Более подробный принцип работы, конструктивные особенности и оценка точности измерения вариаций гидросферного давления лазерно-интерференционным прибором описаны в работе [1]. После предварительной обработки

экспериментальные данные сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления формируются в часовые файлы с частотой дискретизации 800 Гц. Такая частота дискретизации была выбрана в соответствии с характеристиками датчика давления, установленного в измерителе скорости звука, который позволяет регистрировать вариации гидросферного давления с максимальной частотой 8 Гц. Но при такой частоте записи измеритель скорости звука может вести непрерывную запись чуть более суток. Поэтому для сопоставления данных приборов были выбраны участки записей меньшей длительностью. Перед постановкой все приборы были синхронизированы по времени. На рис. 12.3 в качестве примера представлены синхронные участки записей приборов.

В результате сопоставления данных получились часовые записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport для бухт Алексеева и Улисс за 24 июня и 9 июля 2021 г., а также запись длительностью более 12 ч при постановке приборов в бухте Витязь за 30 июня 2022 г.

12.2. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ НАТУРНЫХ ДАННЫХ

Для расчета коэффициента преобразования сравним синхронные записи приборов отдельно для каждой из бухт. Так как запись вариаций давления датчиком измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport велась с частотой 8 Гц, а запись вариаций гидросферного давления лазерно-интерференционным прибором велась с частотой 800 Гц, то необходимо привести их к одной частоте. Для этого первоначальные данные сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления отфильтруем низкочастотным фильтром с окном Хэмминга длиной 3000 и продецимируем с осреднением до частоты 8 Гц. Далее проанализируем полученные записи приборов.

12.2.1. Бухта Алексеева

Проведем анализ записей двух приборов при погружении на глубину 8 м за 24 июня 2021 г. Из всего спектра записей морского волнения выделим колебания с периодами от нескольких секунд (ветрового волнения) до нескольких минут (инфрагравитационных мор-

ских волн, собственных колебаний бухт). Для выделения ветрового волнения с периодами от 2.5 до 7 с не будем подвергать фильтрации предварительно обработанные файлы записей. На рис. 12.4 приведены примеры синхронных записей ветрового волнения лазерно-интерференционным измерителем (красная линия) и датчиком давления измерителя скорости звука (синяя линия).

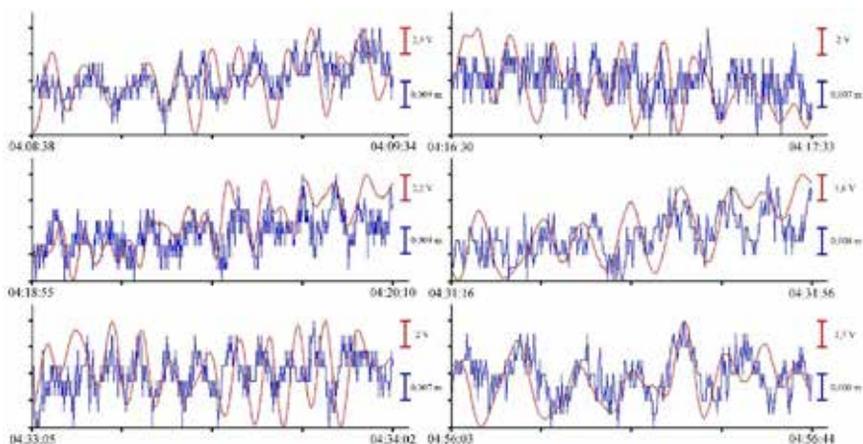


Рис. 12.4. Синхронные записи ветрового волнения сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 24 июня 2021 г.

На записях длительностью около 1 мин выделено ветровое волнение с различными периодами. В разные промежутки времени при разной интенсивности ветра амплитуды этих колебаний различны. Анализ величин амплитуд будет проведен ниже. Для выделения колебаний с периодами от 10 до 16 с подвергнем файлы записей фильтрации. Отфильтруем предварительно обработанные файлы данных полосовым фильтром с окном Хэмминга длиной 4000 в диапазоне периодов от 8 с до 1 мин. После фильтрации выберем несколько участков записей для анализа. На рис. 12.5 для примера приведены отфильтрованные участки записей.

На всех записях длительностью около 1 мин, приведенных на рис. 12.5, присутствуют колебания с периодами от 10 до 16 с. Дальнейший анализ морского волнения проведем в диапазоне периодов инфрагравитационных волн. Для этого отфильтруем записи поло-

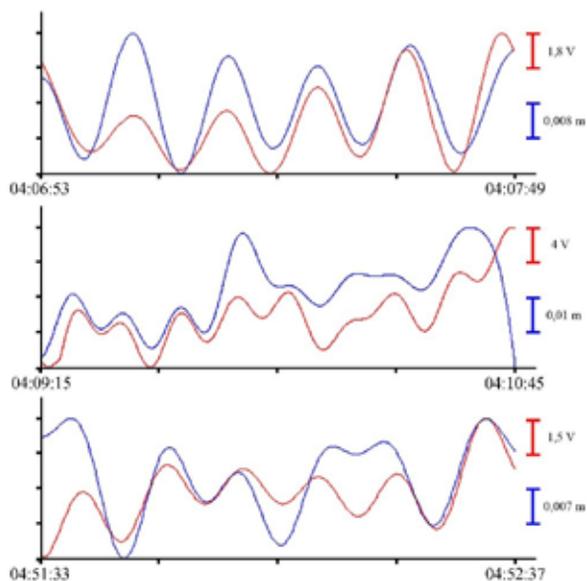


Рис. 12.5. Отфильтрованные синхронные записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 24 июня 2021 г.

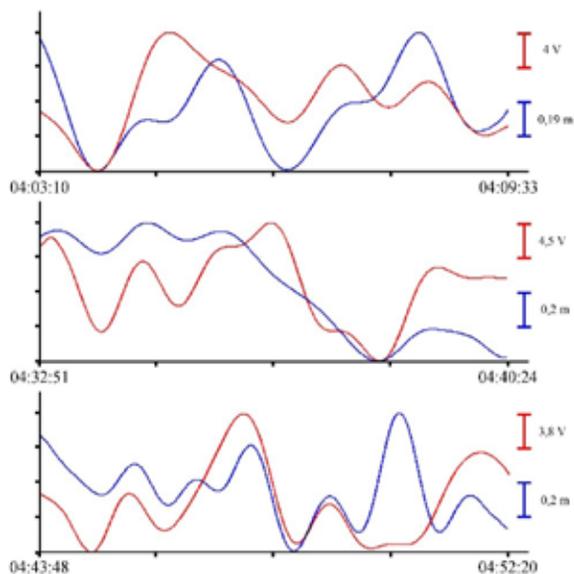


Рис. 12.6. Отфильтрованные синхронные записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 24 июня 2021 г.

вым фильтром с окном Хэмминга длиной 4000 в диапазоне периодов от 1 до 8 мин без децимации. В итоге из всего спектра морского волнения, регистрируемого измерительными приборами, можно выделить колебания с периодами от 1 до 5 мин. Полученные участки записей приведены на рис. 12.6.

На всех отфильтрованных синхронных записях приборов длительностью от 6 до 9 мин, приведенных на рис. 12.6, присутствуют колебания с минутными периодами. Так как для анализа бралась запись длительностью около часа, таких участков не много. Еще меньше колебаний с периодами, соответствующих собственным колебаниям бухты, где были установлены приборы. Для визуализации этих колебаний отфильтруем первоначальные файлы полосовым фильтром с окном Хэмминга длиной 15 000 в диапазоне периодов от 8 до 20 мин. Полученные записи приведены на рис. 12.7.

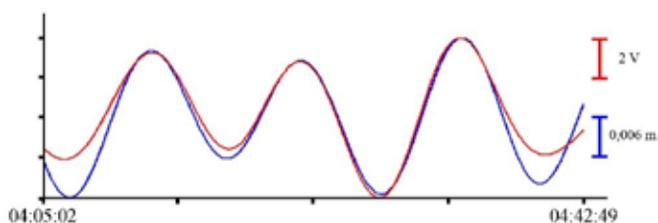


Рис. 12.7. Отфильтрованные синхронные записи собственных колебаний бухты сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 24 июня 2021 г.

На отфильтрованной записи приборов выделены колебания с периодами около 10.5 мин, соответствующие собственным колебаниям бухты Алексева [24]. На рис. 12.4–12.7 синим цветом отображается запись датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport, а красным цветом отображается запись сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления. Масштабы оси абсцисс приведены справа каждого графика с соответствующим цветом.

12.2.2. Бухта Улисс

Следующий эксперимент проходил в б. Улисс г. Владивостока. Приборы были установлены на глубину 7 м в период с 06 по 13 июля

2021 г. В связи с ограниченностью возможностей записи измерителя скорости звука и выходом в рабочее состояние сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления, как и в предыдущем случае, для анализа выберем записи длительностью около часа. На рис. 12.8 приведены синхронные записи лазерно-интерференционно-го прибора и измерителя скорости звука.

На синхронных участках записей приборов, приведенных на рис. 12.8, длительностью от 1 до 2 мин присутствует ветровое волнение с периодами от 2.5 до 6 с. Период и амплитуда ветрового волнения меняются в соответствии со скоростью ветра, действующего на водную поверхность. Для выделения колебаний с большими периодами подвергнем файлы записей фильтрации полосовым фильтром с окном Хэмминга длиной 4000 в диапазоне частот от 8 с до 1 мин. После фильтрации выберем несколько участков записей для анализа, на рис. 12.9 слева приведены отфильтрованные участки записей.

На всех записях, приведенных на рис. 12.9 слева, длительностью более 5 мин, присутствуют колебания с периодами от 10 до 25 с. На рис. 12.9 справа приведены отфильтрованные записи приборов полосовым фильтром с окном Хэмминга длиной 4000 в диапазоне периодов от 1 до 8 мин без децимации. В итоге из всего спектра морского волнения, регистрируемого измерительными приборами, мож-

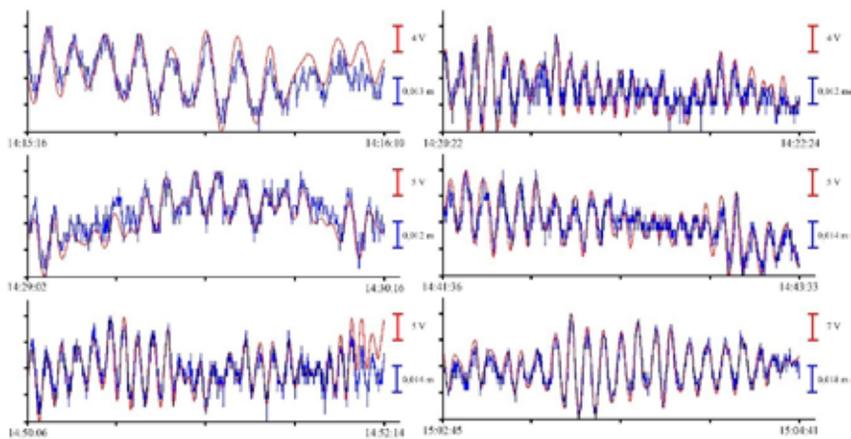


Рис. 12.8. Синхронные записи ветрового волнения сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 09 июля 2021 г.

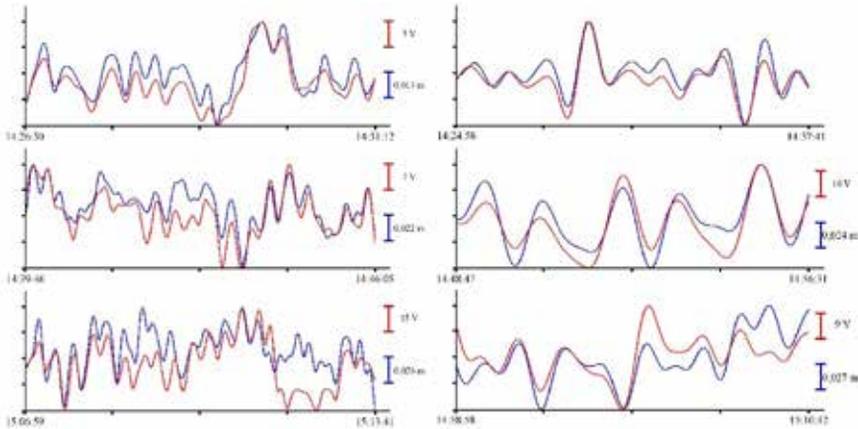


Рис. 12.9. Отфильтрованные синхронные записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 09 июля 2021 г.

но выделить колебания с периодами от 1 до 6 мин. Для выделения собственных колебаний б. Улисс г. Владивостока к первоначальной записи применим полосовой фильтр с коном Хэмминга длиной 15 000 в диапазоне периодов от 8 до 20 мин. Полученные записи приведены на рисунке 12.10.

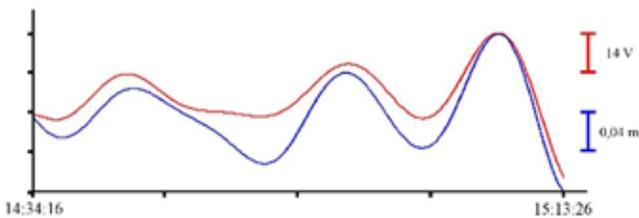


Рис. 12.10. Отфильтрованные синхронные записи собственных колебаний бухты сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 09 июля 2021 г.

При анализе отфильтрованной записи приборов выделяются три гармоники, соответствующие собственным колебаниям бухты, в которой установлен прибор [24]. На рис. 12.8–12.10, как и на предыдущих

рисунках, синим цветом отображается запись датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport, а красным цветом отображается запись сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления.

12.2.3. Бухта Витязь

Летом 2022 г. аналогичный эксперимент с постановкой этих приборов проходил на юге Приморского края в б. Витязь залива Посьета. В этот раз установка приборов была на глубине 5 м. В результате предварительной обработки синхронная запись получилась более 12 ч. Выберем несколько участков записей сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport для оценки амплитуд ветрового волнения. На рис. 12.11 для примера приведены синхронные участки записей приборов.

На всех графиках, приведенных на рис. 12.11, присутствуют колебания с периодами от 3 до 4 с, соответствующие ветровому волнению бухты. Малый диапазон изменения ветрового волнения, зарегистрированный при этом эксперименте, связан с тем, что приборы были установлены у южного края бухты, а в летний период времени в дан-

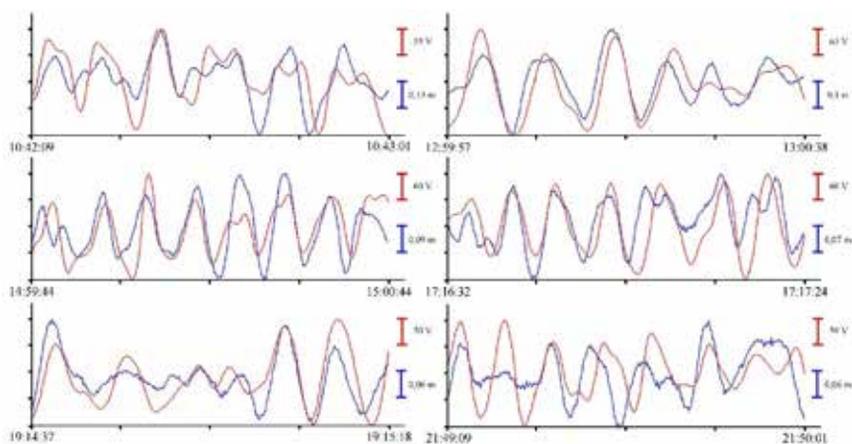


Рис. 12.11. Синхронные записи ветрового волнения сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 30 июня 2022 г.

ном регионе преобладают южные ветра. Как и в предыдущих экспериментах, для выделения колебаний с периодами от 10 с до нескольких минут применим к первоначальной записи полосовые фильтры с различными характеристиками. В результате применения полосового фильтра с окном Хэмминга длиной 4000 в пределах от 8 с до 1 мин выделяются колебания с периодами от 10 до 14 с. А при применении полосового фильтра с окном Хэмминга с той же длиной в пределах от 1 до 8 мин выделяются колебания с периодами от 1 до 6 мин. На рис. 12.12 приведены отфильтрованные записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport. Слева после применения полосового фильтра от 8 с до 1 мин и справа после применения полосового фильтра от 1 до 8 мин.

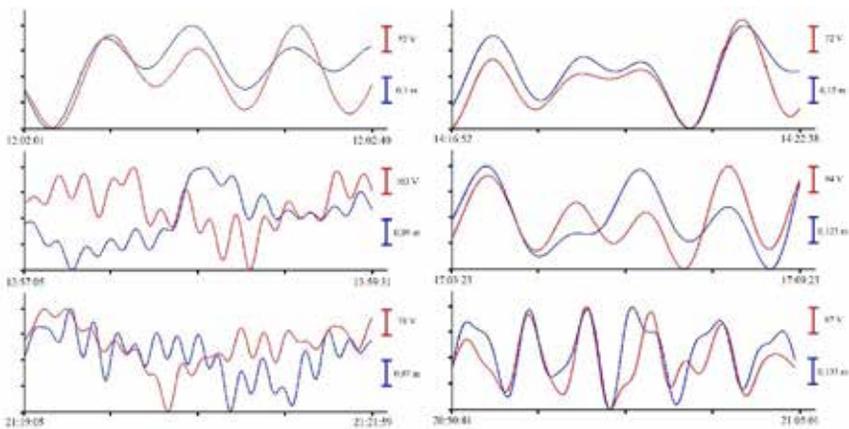


Рис. 12.12. Отфильтрованные синхронные записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 30 июня 2022 г.

Для выделения собственных колебаний бухты, в которой был установлен прибор, отфильтруем запись, приведенную на рис. 12.3, полосовым фильтром с окном Хэмминга длиной 15 000 в диапазоне периодов от 15 до 30 мин. Применение таких границ фильтра связано с периодом собственных колебаний б. Витязь, которые согласно данным, приведенным в [2], чуть меньше 20 мин. На рис. 12.13 приведен пример отфильтрованной синхронной записи приборов. Как и

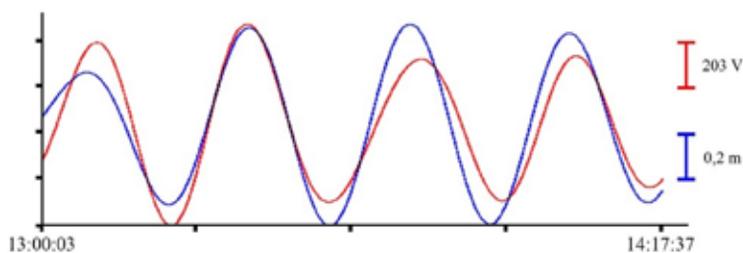


Рис. 12.13. Отфильтрованные синхронные записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport за 30 июня 2022 г.

во всех предыдущих случаях синий график соответствует записи датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport, а красный график соответствует записи сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления.

Для вычисления коэффициента преобразования данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления из вольт в паскали будем использовать величины амплитуд морского волнения с периодами от ветрового волнения до собственных колебаний бухт.

12.3. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДАННЫХ

Для вычисления коэффициента преобразования данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления для каждого из периодов морского волнения выберем по несколько участков с одинаковыми гармониками. Учитывая, что приборы в бухтах располагались на разных глубинах, проверим, существует ли зависимость данного коэффициента от глубины установки прибора и от периода морского волнения. Начнем вычисления с наименьшей глубины погружения, б. Витязь залива Посьета за 30 июня 2022 г. Диапазон периодов ветрового волнения во время проведения эксперимента располагался в пределах от 3 до 4 с. Выберем несколько волновых пакетов с различными периодами, но одинаковыми амплитудами. После выбора синхронных записей волновых пакетов на обоих приборах оценим значение амплитуд. Полученные данные представлены в таб-

лице 12.1, где T – период волн в пакете, U – амплитуда пакета волн по данным сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления, P – амплитуда пакета волн по данным датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport, k – отношение амплитуд двух приборов.

Таблица 12.1

Периоды и амплитуды ветрового волнения, б. Витязь

№	T, s	U, V	P, Pa	$k, Pa/V$
1	3,125	61,324	512,416	8,356
2	3,125	76,939	753,496	9,793
3	3,250	53,155	411,925	7,749
4	3,250	43,247	452,135	10,455
5	3,375	66,844	502,381	7,516
6	3,375	62,543	582,720	9,317
7	3,500	60,386	562,651	9,318
8	3,500	65,149	813,766	12,491
9	3,875	62,315	834,735	13,395
10	3,875	63,308	663,111	10,474

Рассмотрим амплитуды волн зыби, регистрируемые измерительными приборами в б. Витязь. Эти волны не генерируются в бухте, а приходят из Японского моря. Периоды регистрируемых волн в этом эксперименте находятся в пределах от 10 до 14 с. Как и в предыдущем случае, были выбраны несколько цугов волн с различными периодами и была оценена их амплитуда. В таблице 12.2 приведены периоды и амплитуды десяти выбранных цугов волн.

Таблица 12.2

Периоды и амплитуды волн зыби, б. Витязь

№	T, s	U, V	P, Pa	$k, Pa/V$
1	10,000	37,994	542,249	14,272
2	10,000	34,065	542,320	15,920
3	10,125	49,444	561,751	11,361
4	10,875	46,671	462,160	9,902
5	11,125	39,358	451,894	11,482

Окончание табл. 12.2

№	T, s	U, V	P, Pa	k, Pa/V
6	11,375	39,619	552,385	13,942
7	11,625	58,749	522,159	8,888
8	13,125	35,194	542,269	15,408
9	13,750	37,627	351,505	9,342
10	14,000	54,514	522,219	9,580

Следующими из рассматриваемых волн будут инфрагравитационные волны. Для расчетов были выбраны пакеты волн с периодами от 1 до 6 мин. Для каждого из выбранных пакетов волн была оценена амплитуда, которая вместе с периодами волн приведена в таблице 12.3.

Таблица 12.3

Периоды и амплитуды инфрагравитационных волн, б. Витязь

№	T, min	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	1,230	77,079	713,195	9,253
2	1,300	74,670	1034,635	13,856
3	1,340	72,071	904,050	12,544
4	1,480	15,144	217,454	14,359
5	2,180	71,799	876,416	12,207
6	5,400	96,976	865,045	8,920
7	5,450	92,958	1333,474	14,345
8	6,100	92,413	1367,526	14,798
9	6,080	98,052	1563,002	15,941
10	6,150	113,674	1028,508	9,048

Еще одними из рассматриваемых волн будут собственные колебания б. Витязь и близкие к ним колебания. Это морское волнение с периодами от 15 до 19 мин, которое характерно для собственных колебаний бухт, расположенных недалеко от места установки приборов и самого залива Посьета. В связи с большим периодом оценка амплитуд этих волн будет проводиться по отдельно взятым волнам. Результаты приведены в таблице 12.4.

Таблица 12.4

Периоды и амплитуды собственных колебаний бухт, б. Витязь

№	T, min	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	15,290	24,973	294,499	11,793
2	15,510	20,775	243,501	11,721
3	16,490	37,359	486,781	13,030
4	18,240	64,331	633,508	9,848
5	18,400	20,910	284,334	13,598
6	18,430	31,414	439,193	13,981
7	19,080	24,052	339,483	14,145
8	19,110	35,054	413,609	11,799
9	19,200	50,314	450,880	8,961
10	19,200	50,619	565,945	11,181

Следующий эксперимент проходил в б. Улисс г. Владивостока на глубине 7 м. Как и в предыдущем случае, рассмотрим морское волнение с периодами от нескольких секунд до десятка минут. Первым из рассматриваемых колебаний будет ветровое волнение, создаваемое воздействием ветра на водную поверхность самой бухты. В таблице 12.5 приведены значения периодов и амплитуд пакетов волн с периодами от 2 до 6 с. Данные таблицы упорядочены по величине периодов.

Таблица 12.5

Периоды и амплитуды ветрового волнения, б. Улисс

№	T, s	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	2,500	6,597	160,720	24,363
2	2,625	4,642	130,585	28,131
3	4,125	4,060	100,450	24,739
4	4,625	5,093	140,630	27,612
5	4,875	3,525	99,446	28,209
6	5,125	4,733	120,540	25,467
7	5,250	4,430	120,540	27,211
8	5,250	5,364	140,630	26,217
9	5,625	4,422	110,495	24,990
10	5,875	4,098	110,495	26,966

Рассмотрим следующую группу волн регистрируемую лазерно-интерференционным прибором и датчиком давления измерителя скорости звука. Это волны с периодами от 16 до 25 с. Значения периодов при проведении эксперимента в два раза превышают значения подобных периодов в двух других бухтах, что связано с тем, что незадолго до проведения работ над акваторией прошел циклон. Этот циклон и сгенерировал в Японском море волны с такими периодами. В таблице 12.6 приведены периоды и амплитуды этих пакетов волн, зарегистрированных измерительными приборами.

Таблица 12.6

Периоды и амплитуды волн зыби, б. Улисс

№	T, s	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	16,125	2,901	90,305	31,130
2	18,125	2,553	70,315	27,546
3	18,625	3,442	89,401	25,974
4	18,750	2,424	79,356	32,743
5	19,125	5,004	130,585	26,095
6	20,125	4,118	110,495	26,830
7	21,750	3,424	99,446	29,041
8	22,000	3,113	99,446	31,950
9	24,250	2,705	90,405	33,424
10	25,000	3,156	79,356	25,146

Рассмотрим инфрагравитационные волны, записанные в б. Улисс, с периодами от 1 до 6 мин. Для анализа было выбрано десять участков записей сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и датчика давления измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport. Полученные значения периодов и амплитуд приведены в таблице 12.7.

Длительность синхронной записи приборов при проведении работ в б. Улисс составила около часа. Из данной записи удалось выбрать только 5 волн с периодами, близкими к периодам собственных колебаний бухты. В таблице 12.8 приведены полученные значения периодов и амплитуд.

Последний из экспериментов проходил в б. Алексеева о. Попова с установкой приборов на глубину 8 м. Для данной бухты также вы-

Таблица 12.7

Периоды и амплитуды инфрагравитационных волн, б. Улисс

№	T, min	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	1,080	4,022	120,540	29,972
2	1,200	6,037	150,675	24,961
3	1,230	3,404	100,450	29,508
4	1,260	4,398	120,540	27,406
5	1,280	6,952	170,765	24,563
6	2,580	5,587	170,765	30,563
7	4,220	7,016	180,810	25,771
8	4,230	7,387	251,125	33,994
9	4,440	7,777	210,945	27,125
10	5,220	8,778	261,170	29,753

Таблица 12.8

Периоды и амплитуды собственных колебаний бухт, б. Улисс

№	T, min	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	9,840	1,450	48,484	33,437
2	10,000	2,557	76,028	29,733
3	10,490	4,868	122,850	25,236
4	11,290	3,635	95,158	26,178
5	12,010	1,972	57,837	29,328

берем морское волнение с периодами от ветровых волн до собственных колебаний бухт. Проведем анализ ветрового морского волнения, генерируемого в бухте. Его периоды за время проведения измерений составили от 2.5 до 7 с. Выберем десять цугов волн с такими периодами и оценим их амплитуды по показаниям приборов. Полученные результаты приведены в таблице 12. 9.

Как и для двух предыдущих бухт, следующими из рассматриваемых будут волны зыби, которые заходят в бухту из вне. Периоды этих волн в момент регистрации составляют от 10 до 14 с. В таблице 12.10 приведены значения периодов и амплитуд этих волн для десяти пакетов.

Выберем из всего спектра морского волнения волны с периодами от 1 до 12 мин. Значения периодов инфрагравитационных волн и их

Таблица 12.9

Периоды и амплитуды ветрового волнения, б. Алексеева

№	T, s	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	2,750	0,995	40,134	40,336
2	3,125	1,116	50,208	45,009
3	4,000	0,897	40,180	44,793
4	4,125	1,271	40,180	31,605
5	4,750	1,297	50,125	38,655
6	5,125	1,587	50,225	31,650
7	5,500	0,882	40,174	45,549
8	6,375	1,502	50,225	33,438
9	6,500	1,294	60,270	46,576
10	6,875	1,288	40,180	31,196

Таблица 12.10

Периоды и амплитуды волн зыби, б. Улисс

№	T, s	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	10,875	0,958	31,045	32,391
2	11,000	1,347	60,350	44,817
3	11,000	1,207	60,291	49,959
4	11,750	1,296	40,269	31,074
5	11,750	1,800	70,285	39,041
6	12,000	1,235	40,259	32,598
7	12,625	1,087	50,322	46,303
8	12,875	1,985	80,385	40,502
9	13,375	1,891	60,306	31,891
10	13,625	1,221	60,209	49,307

амплитуды приведены в таблице 12.11. А значения амплитуд волн с периодами от 9 до 12 мин приведены в таблице 12.12.

Рассчитаем коэффициент преобразования данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления по данным, приведенным в таблицах. Для этого рассчитаем значения среднего коэффициента для каждого из вида волн. Так для ветрового волнения

Таблица 12.11

Периоды и амплитуды инфрагравитационных волн, б. Алексеева

№	T, min	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	1,050	1,855	70,748	38,145
2	1,190	2,154	70,315	32,651
3	1,220	2,734	99,918	36,553
4	1,300	2,667	110,495	41,437
5	1,260	2,761	109,892	39,799
6	3,570	6,224	189,047	30,373
7	4,090	5,037	188,876	37,496
8	4,200	3,954	152,794	38,640
9	4,300	3,309	138,812	41,945
10	4,410	5,631	183,251	32,546

Таблица 12.12

Периоды и амплитуды собственных колебаний бухт, б. Улисс

№	T, min	U, V	P, Pa	k, Pa/V
1	9,010	1,839	58,045	47,204
2	9,300	3,752	120,791	31,877
3	10,430	3,619	115,357	32,088
4	10,460	2,988	95,893	31,562
5	11,210	2,235	105,483	32,190

при постановке приборов на глубину 5 м среднее значение составило 9.8 Па/В, а при постановке прибора на глубину 7 м среднее значение коэффициента составило 26.4 Па/В. Увеличение этого значения наблюдается и при увеличении глубины погружения, при глубине 8 м он составил 38.8 Па/В. При рассмотрении амплитуд морского волнения с периодами от 10 до 25 с значение коэффициента преобразования также увеличивалось с увеличением глубины погружения. Для глубины 5 м оно составило 12 Па/В, при глубине 7 м значение равно 28.9 Па/В, а при погружении приборов на глубину 8 м этот коэффициент равен 39.8 Па/В. Аналогичная ситуация наблюдается при анализе значений отношения амплитуд инфрагравитационных волн. Среднее значение коэффициента преобразования данных для глубин 5, 7 и 8 м состав-

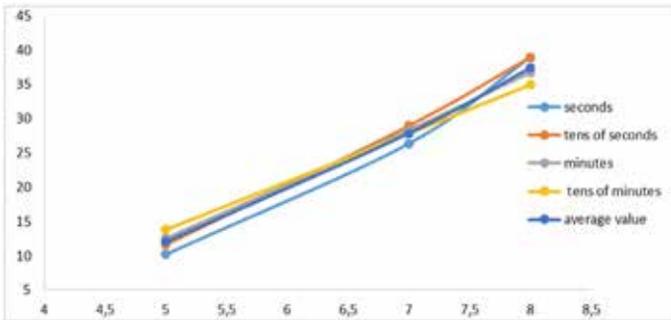


Рис. 12.14. Графики зависимости коэффициента преобразования данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления от глубины погружения

ляет 12.5, 28.3 и 36.9 Па/В соответственно. Не исключением стали и волны с периодами от 9 до 20 мин. При вычислении средних значений отношения амплитуд этих волн также наблюдается увеличение коэффициента при увеличении глубины. При погружении приборов на глубину 5 м коэффициент равен 12 Па/В, а при погружении на глубины 7 и 8 м значение коэффициента составило 28.8 Па/В и 36 Па/В. На рис. 12.14 построены графики зависимости среднего значения коэффициента преобразования данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления от глубины погружения для каждого из вида морского волнения.

Данные вычисления позволяют оценить значения вариаций давления, регистрируемые сверхчувствительным сенсором вариаций гидросферного давления. Расчеты показали, что при увеличении глубины погружения увеличивается и коэффициент преобразования. Так при погружении на глубину 5 м среднее значение коэффициента составляет 11.6 Па/В, при погружении на 7 м он равен 28.1 Па/В, а при глубине 8 м его значение 38 Па/В. Из полученных значений и графиков видно, что коэффициент меняется не по линейному закону и трех точек погружения мало для его определения на других глубинах. Дальнейшие экспериментальные исследования с погружением сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления и измерителя скорости звука Mini SVP фирмы Valeport на глубины 10 м и более позволят вычислить значение коэффициента более точно.

ЖИТЕПАТЫПА

1. Dolgikh G.I., Budrin S.S., Dolgikh S.G., Plotnikov A.A. Supersensitive Detector of Hydrosphere Pressure Variations // *Sensors*. 2020. 20. P. 6998.
2. Chupin V.A., Dolgikh G.I.; Dolgikh S.G., Smirnov S.V. Study of Free Oscillations of Bays in the Northwestern Part of Posyet Bay // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. 10(8). 1005; <https://doi.org/10.3390/jmse10081005>
3. Dolgikh, G.I.; Budrin, S.S. Method of Studying Modulation Effects of Wind and Swell Waves on Tidal and Seiche Oscillations // *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. 9(9). 926; <https://doi.org/10.3390/jmse9090926>
4. Dolgikh, G.I.; Dolgikh, S.G., Chupin, V.A., Ovcharenko, V.V., Shvets, V.A., Yakovenko, S.V. Registration of Nonlinear Hydrophysical Disturbances—Rogue Waves in Full-Scale Conditions // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. 10(12). P. 1997; <https://doi.org/10.3390/jmse10121997>
5. Adrian De Andres, Jérôme Maillet, Jørgen Hals Todalshaug, Patrik Möller, David Bould, Henry Jeffrey Techno-Economic Related Metrics for a Wave Energy Converters Feasibility Assessment. // *Sustainability*. 2016. 8(11). P. 1109; <https://doi.org/10.3390/su8111109>
6. Tao Wang, Yunce Zhang Design, Analysis, and Evaluation of a Compact Electromagnetic Energy Harvester from Water Flow for Remote Sensors // *Energies*. 2018. 11(6). P. 1424; <https://doi.org/10.3390/en11061424>.
7. Veton Hamza, Bojan Stopar, Oskar Sterle, Polona Pavlovčič-Prešeren Low-Cost Dual-Frequency GNSS Receivers and Antennas for Surveying in Urban Areas // *Sensors*. 2023. 23(5). P. 2861; <https://doi.org/10.3390/s23052861>.
8. Agni Mantouka, Paulo Felisberto, Paulo Santos, Friedrich Zabel, Mário Saleiro, Sérgio M. Jesus, Luís Sebastião Development and Testing of a Dual Accelerometer Vector Sensor for AUV Acoustic Surveys // *Sensors*. 2017. 17(6). P. 1328; <https://doi.org/10.3390/s17061328>.
9. Van Duc Nguyen, Ngoc Minh Luu, Quoc Khuong Nguyen, Tien-Dung Nguyen Estimation of the Acoustic Transducer Beam Aperture by Using the Geometric Backscattering Model for Side-Scan Sonar Systems // *Sensors*. 2023. 23(4) P. 2190; <https://doi.org/10.3390/s23042190>.
10. Hoan-Viet Nguyen, Jun-Hee Bae, Yong-Eun Lee, Han-Sung Lee, Ki-Ryong Kwon Comparison of Pre-Trained YOLO Models on Steel Surface Defects Detector Based on Transfer Learning with GPU-Based Embedded Devices // *Sensors*. 2022. 22(24). P. 9926; <https://doi.org/10.3390/s22249926>.
11. Pravin R. Kshirsagar, Hariprasath Manoharan, S. Shitharth, Abdulrhman M. Alshareef, Dilbag Singh, Heung-No Lee Probabilistic Framework Allocation on Underwater Vehicular Systems Using Hydrophone Sensor Networks. // *Water*. 2022. 14(8). P. 1292; <https://doi.org/10.3390/w14081292>.
12. Hongfei Qian, Xiangchun Wang, Xuelei Chen, Zhu Yang Research on Noise Suppression Technology of Marine Optical Fiber Towed Streamer Seismic Data Based on ResUNet. // *Energies*. 2022. 15(9). P. 3362; <https://doi.org/10.3390/en15093362>.
13. Spada G., Galassi G. New estimates of secular sea level rise from tide gauge data and gia modelling // *Geophysical Journal International*. 2012. V. 191. № 3. P. 1067-1094.

14. Peng D., Hill E.M., Meltzner A.J., Switzer A.D. Tide gauge records show that the 18.61-year nodal tidal cycle can change high water levels by up to 30 cm // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. V. 124. № 1. P. 736-749.
15. Michaela Schwardt, Christoph Pilger, Peter Gaebler, Patrick Hupe, Lars Ceranna Natural and Anthropogenic Sources of Seismic, Hydroacoustic, and Infrasonic Waves: Waveforms and Spectral Characteristics (and Their Applicability for Sensor Calibration) // *Surveys in Geophysics*. 2022. 43:1265–1361 <https://doi.org/10.1007/s10712-022-09713-4>.
16. Wensveen, P.J., Thomas, L. & Miller, P.J.O. A path reconstruction method integrating dead reckoning and position fixes applied to humpback whales // *Mov. Ecol*. 2015. 3. 31. <https://doi.org/10.1186/s40462-015-0061-6>.
17. Orzech, M.D.; Wang, D.J. Measured rogue waves and their environment // *J. Mar. Sci. Eng*. 2020. 8. P. 890.
18. Kharif C.; Pelinovsky E.; Slunyaev A. *Rogue Waves in the Ocean*; Springer: Berlin/Heidelberg, Germany, 2009.
19. Paola Picco, Maria Elisabetta Schiano, Silvio Incardone, Luca Repetti, Maurizio Demarte, Sara Pensieri, Roberto Bozzano Detection and characterization of meteotsunamis in the gulf of genoa // *J. Mar. Sci. Eng*. 2019. V. 7(8), 275; <https://doi.org/10.3390/jmse7080275>.
20. Kyungman Kwon, Byoung-Ju Choi, Sung-Gwan Myoung, Han-Seul Sim Propagation of a meteotsunami from the Yellow Sea to the Korea Strait in April 2019 // *Atmosphere*. 2021. V. 12(8). P. 1083. <https://doi.org/10.3390/atmos12081083>.
21. Gangri Qin, Zhen Fang, Shuyu Zhao, Yanjiahui Meng, Weiwei Sun, Gang Yang, Lihua Wang, Tian Feng Storm Surge Inundation Modulated by Typhoon Intensities and Tracks: Simulations Using the Regional Ocean Modeling System (ROMS) // *J. Mar. Sci. Eng*. 2023. 11(6). P. 1112. <https://doi.org/10.3390/jmse11061112>.
22. Francesco Raffa, Ines Alberico, Francesco Serafino X-Band Radar System to Detect Bathymetric Changes at River Mouths during Storm Surges: A Case Study of the Arno River. // *Sensors*. 2022. 22(23). P. 9415. <https://doi.org/10.3390/s22239415> - 02 Dec 2022.
23. MiniSERIES Operating Manual miniCTD, miniSVP & miniTIDE // 0660880d, 2019 Valeport Ltd.
24. Smirnov S.V. On calculation of seiche oscillations of the middle part of the peter the great gulf // *Numerical Analysis and Applications*. 2014. T. 7, № 2. P. 168-179. DOI: 10.1134/S1995423914020104.

Среди катастрофических процессов и явлений Земли тропические циклоны (тайфуны) занимают далеко не последнее место, но учитывая колоссальный ущерб экономике стран при прохождении их с момента зарождения в тропических областях до полного разрушения в северных регионах Земли, а также частоту возникновения, можно их отнести к самым катастрофическим явлениям Земли. Страны, через территории и акватории которых проходят тропические циклоны, нуждаются в хорошем долгосрочном и краткосрочном прогнозе зарождения, развития и распада тайфунов. В связи с интересом по уменьшению вероятного воздействия тайфунов через физические процессы, понижающие его энергоёмкость, остро стоит задача по развитию дистанционных методов мониторинга первичных и вторичных явлений и процессов, колебаний и волн, возникающих в тропических циклонах. Этот интерес связан с решением ряда задач по выявлению разномасштабных процессов и явлений в различных направлениях науки, от гидрофизических до биологических.

Задачи по изучению тропических циклонов (тайфунов) проводятся контактными (буйковые станции, региональные метеостанции и т.п.) и дистанционными методами, связанным со спутниковым мониторингом [1]. В работе [2] рассматриваются механизмы зарождения и интенсификации таких опасных вихревых явлений, как тропические циклоны, а также процессы их электромагнитного взаимодействия с ионосферой Земли. При анализе различных экспериментальных данных получены новые результаты. Так, например, в работах [3, 4] на основании анализа экспериментальных данных о вертикальных профилях температуры в районе прохождения урагана Катрина и вариаций потоков галактических космических лучей установлена взаимосвязь изменений температуры на уровне тропопаузы с изменением уровня ионизации атмосферы космическими лучами.

Но данные методы не совсем надёжные. Контактные методы подвержены большим ошибкам из-за ограниченного динамического диапазона или малой чувствительности применяемой аппаратуры. Спутниковый мониторинг даёт хорошие результаты при изучении процессов, протекающих в динамически слабоактивных средах. Что касается зон перехода геосфер, резкого изменения глубин, чередования островов, морей и части материков, где динамические процессы протекают крайне бурно, и как раз в этих зонах в основном проходят тайфуны, спутниковые методы исследования подвержены большим ошибкам и нуждаются в коррекции по результатам наземных наблюдений. Таким образом, при изучении динамических процессов, происходящих в данных зонах, необходимо опираться на дистанционные методы мониторинга земного базирования, в основе которых могут быть гидрофизические (распространение возмущений в водной среде) либо сейсмоакустические (распространение возмущений в океанической земной коре с выходом в земную кору зоны перехода) методы исследования.

К гидрофизическим возмущениям, возникающим в зоне действия тропического циклона и распространяющимся на значительные расстояния, необходимо отнести морские поверхностные ветровые волны или волны зыби, а также нелинейные образования в виде одиночных волн различной амплитуды, скорость которых может быть на порядок больше скорости волны зыби. Характеристики морских волн, такие как амплитуды, периоды, направления движения, зависят от скорости ветра, продолжительности его воздействия на акваторию, а также характеристик этой акватории, таких как её площадь, глубины. Ветровые волны, образуемые тайфунами, имеют период в диапазоне от 3 до 30 с. По дисперсионным характеристикам ветровых волн, вышедших из зоны действия тайфунов, можно вычислить основные энергетические характеристики тайфунов и определить пеленг на область генерации поверхностных ветровых волн. Кроме прогрессивных морских ветровых волн, которые можно использовать для дистанционного гидрофизического метода мониторинга тайфунов, образуются стоячие ветровые волны, которые мало информативны для гидрофизического мониторинга.

Прогрессивные морские ветровые волны при своём движении взаимодействуют с дном на малых глубинах, начиная с глубин, равных примерно половине длины ветровой волны, и образуют первич-

ные микросейсм, периоды которых соответствуют периодам прогрессивных морских волн [5]. Стоячие морские волны генерируют в земной коре вторичные микросейсм, период которых равен половине периода прогрессивных морских волн [6]. Стоячие морские ветровые волны могут образовываться в тыльной части циклона (тайфуна), в шельфовых областях при отражениях прогрессивных морских волн, а также в тыльной части островов из-за рефракционных процессов прогрессивных морских волн. Обобщенное описание генерации микросейсм было выполнено Хассельманом [7]. Соответствующие возмущения в атмосфере были названы микробаромами [8], физическим механизмом генерации которых является нелинейное взаимодействие полей морских ветровых волн, проявляющееся как раз в период изменения направления воздействия воздушных масс на поверхность моря при движении вихря над акваторией. В работе [9] было показано, что микробаромы и вторичные микросейсм имеют один источник, которым изначально считалось место с наибольшей скоростью ветра в циклоническом вихре, т.е. центральная часть вихря. Но в результате дальнейших исследований [10–12] оказалось, что место возникновения вторичных микросейсм и микробаром обычно совпадает с тыловой областью циклонических образований и не связано с их центральной областью.

В работе [13] показано, как на основе полученной информации по вариациям параметров первичных микросейсм при решении инверсионной задачи с использованием обобщённых дисперсионных уравнений [14], анализе нелинейных составляющих и эффекта Доплера определить скорость и направление движения тайфуна в конкретной точке с последующим построением его траектории. Мониторинг, построенный на данном анализе, можно отнести к сейсмоакустическим методам мониторинга. Но учитывая то, что скорость распространения микросейсм минимум на порядок выше скорости поверхностных ветровых волн, предпочтение мы вынуждены отдать сейсмоакустическому мониторингу. Кроме того, затухание микросейсм незначительное, поэтому возможен данный мониторинг практически на любых планетарных расстояниях при использовании современных высокочувствительных средств, например, лазерных деформографов [13].

Создание сейсмоакустических методов мониторинга может частично базироваться на информации, получаемой по зонам образования «прибойного шума» в частотном диапазоне от 1 до 5 Гц, который

образуется вблизи морских побережий и связан с взаимодействием морских ветровых волн [15, 16]. В работах [17, 18] показано, что появление инфразвука связано с разрушением (коллапсом) морских волн в прибрежной зоне, и его параметры зависят от топографических и батиметрических характеристик этой зоны, а амплитуда данных колебаний прямо пропорциональна амплитудам океанских ветровых волн. В работе [19] назвали инфразвук в диапазоне от 1 до 5 Гц «прибойным шумом», который генерируется вдоль достаточно протяженной береговой линии и может распространяться на значительные расстояния от морского побережья.

Очень интересны инфразвуковые возмущения в частотном диапазоне 5–10 Гц, возникающие при взаимодействии морского волнения с вихревой составляющей тропических циклонов и названные впоследствии «голосом моря», которые впервые обнаружил V.V. Shuleikin [20]. Повышенный интерес к данным инфразвуковым возмущениям связан с возможным их влиянием на психофизическое состояние человека. Впоследствии было представлено несколько вариантов механизмов генерации атмосферного инфразвукового сигнала «голос моря». Один из механизмов генерации основан на обтекании больших волн ветровым потоком, а другой на процессе генерации акустического шума от разрушения морских волн о скалистые берега [21]. Вариант совместного влияния механизма генерации инфразвука стоячими поверхностными волнами и стратификации атмосферы на наблюдаемые параметры инфразвуковых волн рассмотрен в работе [22]. В работе [23] предложен механизм образования сигналов «голос моря» как результат взаимодействия разнонаправленных поверхностных волн, генерируемых при повороте направления ветра в атмосферном вихре над морем, вызывающих нелинейное взаимодействие поверхностных волн, распространяющихся в противоположных друг к другу направлениях с образованием второй гармоники в виде стоячей поверхностной волны. Сам по себе атмосферный сигнал «голоса моря» не имеет перспектив для его использования в дистанционном мониторинге, но открытый микросейсмический сигнал «голоса моря» [24, 25] имеет колоссальные перспективы для его использования в дистанционном микросейсмическом мониторинге. Как показано в вышеуказанных работах, при движении тайфунов в прибрежной зоне в частотном диапазоне 5–10 Гц генерируются микросейсмические «голоса моря», регистрируемые лазерным деформографом. Установлено, что время появления

микросейсм «голоса моря» совпадает со временем прихода первичных микросейсм, генерируемых прогрессивными морскими волнами. Исчезновение микросейсм «голоса моря» коррелирует с исчезновением первичных микросейсм и слабо коррелирует с исчезновением вторичных микросейсм. Максимальный ветер не всегда совпадает с максимальными микросейсмскими «голоса моря».

Учитывая то, что микросейсмские «голоса моря» относятся к поверхностным волнам, то по данным нескольких лазерных деформографов можно пеленговать зоны их образования, т.е. пеленговать тайфун.

В оригинальной статье по результатам анализа характеристик развития и затухания инфразвуковых волн «голоса моря», зарегистрированных лазерными деформографами во время воздействия нескольких тайфунов на акваторию Японского моря в течение разных лет, постараемся определить основные области генерации сигнала «голоса моря» при прохождении тайфунов вблизи дальневосточного побережья России. В ходе анализа полученных результатов обработки будем проводить сопоставления траектории движения центральной части тайфунов в соответствии с архивами метеорологических и спутниковых данных [26, 27], а также с модельными данными генерации ветра в приповерхностной части моря [28], находящихся в открытом доступе.

13.1. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Основным измерительным средством микросейсм «голоса моря» является двухкоординатный лазерный деформограф, состоящий из двух лазерных деформографов неравноплечевого типа, установленных на глубине 3–5 м от поверхности земли практически перпендикулярно друг другу [29]. Высота расположения лазерных деформографов над уровнем моря составляет около 70 м. Данные установки находятся на морской экспериментальной станции Тихоокеанского океанологического института им. В.И. Ильичева «мыс Шульца», расположенной на мысе Шульца Японского моря (Приморский край, Россия) в точке с координатами 42,58° СШ и 131,157° ВД, рис. 13.1. Оба лазерных деформографа установлены в подземных гидротермоизолированных помещениях. Оптическая часть каждого лазерного деформографа

построена на основе использования модифицированного интерферометра Майкельсона неравноплечего типа с применением в качестве источника света частотно-стабилизированных гелий-неоновых лазеров с долговременной стабильностью от 10^{-9} до 10^{-12} . Основной интерференционный узел интерферометра Майкельсона каждого лазерного деформографа вместе с цифровой системой регистрации находится в отдельном гидротермоизолированном помещении. Вспомогательный интерференционный узел интерферометра Майкельсона, состоящий из уголкового отражателя с системой юстировки, находится в другом гидротермоизолированном помещении. Между основным интерференционным узлом и вспомогательным интерференционным узлом луч лазера распространяется по герметичному трубопроводу, состоящему из труб из нержавеющей стали, герметично закрытых с торцов оптическими окнами. Измерительные плечи лазерных деформографов практически ортогональны друг другу и имеют взаимное расположение под углом 92° . Лазерный деформограф с измерительным плечом 52,5 м (СЮ) ориентирован под углом 18° (198°) относительно линии меридиана, а деформограф с измерительным плечом 17,5 м



Рис. 13.1. Расположение лазерных деформографов с длинами измерительных плеч 52,5 м (1) и 17,5 м (2). 3 – лабораторное здание

(ЗВ) имеет ориентацию под углом 110° (290°) относительно той же линии. Основной интерференционный узел 52,5-метрового лазерного деформографа установлен на массивном бетонном монолите высотой около 3 м, который в нижней части жёстко соединён с твёрдыми породами м. Шульца, состоящими из спрессованного суглинка. Уголковый отражатель 52,5-метрового лазерного деформографа жёстко крепится на бетонном монолите высотой 1 м, который соединён с гранитной скалой.

Каждая компонента двухкоординатного лазерного деформографа измеряет изменение длины рабочего плеча между основным интерференционным узлом и вспомогательным узлом (уголковым отражателем). Принцип измерения смещения состоит в измерении набега фазы луча лазера с помощью интерференционных методов. Применяемые методы интерферометрии позволяют регистрировать изменение длин измерительных плеч каждого лазерного деформографа с предельной точностью 1 пм. Но с учётом шумов фотоэлектронной аппаратуры реальные измерения можно проводить с точностью 0.01 нм в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц. При этом чувствительность лазерного деформографа с длиной плеча 52,5 м равна $\Delta l / l = 0.01 \text{ нм} / 52.5 \text{ м} \approx 0.2 \times 10^{-12}$, а лазерного деформографа с длиной плеча 17,5 м – $\approx 0.6 \times 10^{-12}$. Амплитудно-частотная характеристика данных лазерных деформографов такова, что в интересующем нас диапазоне частот, генерируемых тайфунами сигналов (1–15 Гц), можно проводить измерения с максимальной чувствительностью [30].

Метеорологическая станция измеряет температуру воздуха, атмосферное давление, влажность воздуха, скорость и направление ветра. Данные по вариациям атмосферного давления, температуры воздуха, влажности, скорости и направления ветра снимаются с дискретностью 1 Гц.

Эпизодически в различные времена года на шельфе Японского моря вблизи м. Шульца устанавливался лазерный измеритель вариаций гидросферного давления, предназначенный для измерения флуктуаций гидросферного давления в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц с точностью 1 мПа [31], вызванных разномасштабными гидросферными процессами, в том числе поверхностными морскими волнами.

Полученные данные с лазерных деформографов и метеостанции по кабельным линиям поступают в лабораторное помещение, где по-

сле предварительной обработки записываются на твёрдые носители программно-вычислительного комплекса с последующим пополнением базы экспериментальных данных.

13.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА ИХ ОБРАБОТКИ

Перед обработкой экспериментальных данных вариаций деформаций земной коры, полученных на лазерных деформографах, был выполнен анализ базы данных тайфунов. Для последующего анализа было выбрано пять тайфунов, которые прошли в северо-западной части Тихого океана через Корейский полуостров, оказавших непосредственное влияние на дальневосточный регион России, Японское и Охотское моря с дальнейшим выходом некоторых из них в Тихий океан. Временные интервалы существования и названия исследуемых тайфунов приведены в таблице 13.1. Данные по всем рассматриваемым тайфунам с определением их траектории движения и основных характеристик получены по базам данных «АЭРОКОСМО-Са» и Японского метеорологического агентства. Комплексная карта траекторий движения рассматриваемых тайфунов приведена на рис. 13.2, с обозначением полусуточных интервалов времени их движения по стандартному мировому времени UTC. Такая схема позволила показать основные траектории продвижения центра тайфуна относительно измерительного полигона и выявить основные временные параметры наблюдения процесса генерации инфразвуковых сигналов «голоса моря». Спутниковые снимки японского спутника Himawari-8 позволили дополнительно провести наблюдение фронтальных, боковых и тыловых вихревых составляющих тайфунов, даже после того, как метеорологические агентства прекращали наблюдение циклона как опасного природного явления при его переходе в ранг тропической депрессии или внутротропического циклона.

С целью определения пеленга на области генерации микросейсм «голоса моря» были проанализированы все периоды времени, в которые возбуждаемые тайфунами сигналы регистрировались двухкоординатным лазерным деформографом. По результатам обработки и анализа данных, полученных при прохождении тайфунов Матмо в июле 2014 года, Чан-Хом в июле 2015 года и Хагупит в августе

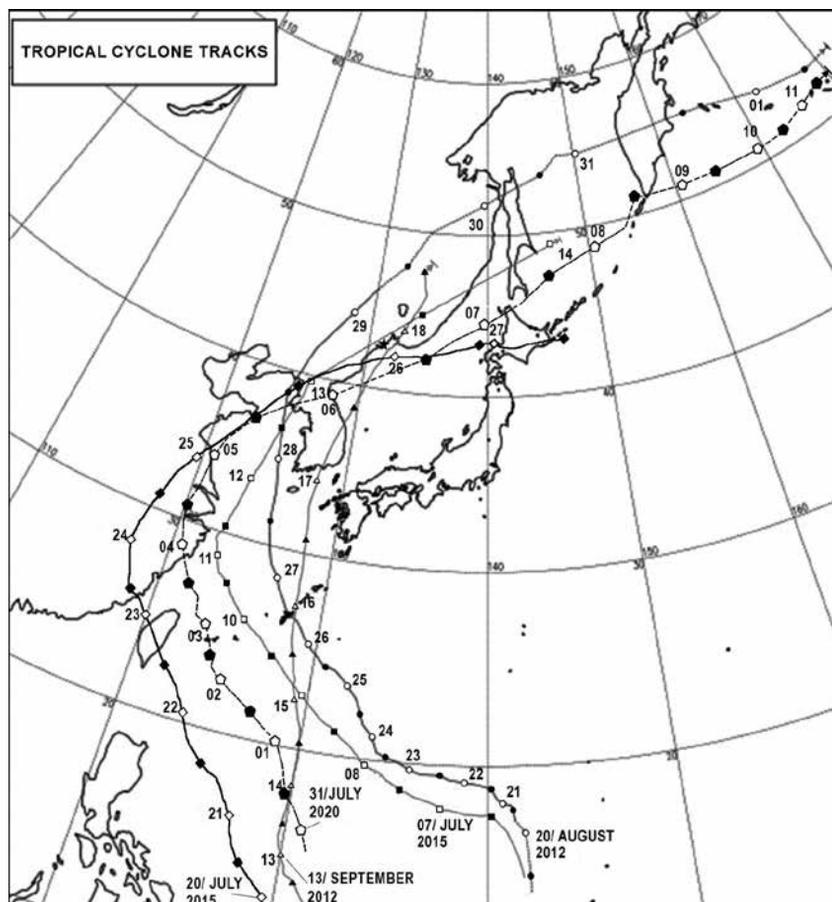


Рис. 13.2. Комплексная карта треков тайфунов, где: ★ – «мыс Шульца»; ○, ● – тайфун Болавен; ▲, △ – тайфун Санба; □, ■ – тайфун Чан-Хом; ◇, ◆ – тайфун Матмо; ◊, ◐ – тайфун Хагупит

Таблица 13.1

Временные интервалы обработки данных наблюдения за тайфунами

№	Название тайфуна	Период времени
1	Bolaven	28.08.2012-31.08.2012
2	Sanba	17.09.2012-20.09.2012
3	Matmo	25.07.2014-29.07.2014
4	Chan-Hom	12.07.2015-15.07.2015
5	Hagupit	05.08.2020-07.08.2020

2020 года, можно сделать наиболее объективные выводы. Данные двухкоординатного лазерного деформографа, полученные за период прохождения исследуемых тайфунов, были обработаны с помощью комплексной программы обработки «Deformograph». Программа собственной разработки используется для обработки экспериментальных данных, включающей моделирование, фильтрацию, различные методы спектрального и статистического оценивания, и другие важные процедуры обработки экспериментальных данных.

Длительность одного файла записи лазерных деформографов составила один час при частоте дискретизации 1000 Гц. На первом шаге обработки экспериментальных данных лазерных деформографов несколько файлов объединялись в один файл, длительность которого составляла несколько суток. С целью уменьшения объёма «сшитого» файла и избегания возможного влияния энергоёмких высокочастотных спектральных гармоник, недопущения эффекта наложения, объединённый файл подвергался обработке низкочастотным фильтром Хэмминга длиной 1500 с граничной частотой 50 Гц, с дальнейшим прореживанием до частоты Найквиста, равной 25 Гц, при частоте квантования 50 Гц. Такой обработке подвергались данные, полученные с помощью компонент двухкоординатного лазерного деформографа «север-юг» (52,5-метровый лазерный деформограф») и «запад-восток» (17,5-метровый лазерный деформограф). Затем для каждого канала было произведено выделение энергии спектра в диапазоне частот от 7 до 9 Гц, что позволило сравнить временные и количественные показатели для каждой компоненты. Зная энергию спектра, действующую одновременно на две перпендикулярно направленные компоненты, мы можем найти тангенс угла, указывающий направление на источник излучения по формуле: $\tan \alpha = \sqrt{E_e/E_n}$, где E_e – энергия спектра, действующая на компоненту «запад-восток»; E_n – энергия спектра, действующая на компоненту «север-юг». Эта формула справедлива при одинаковой длине измерительных плеч лазерных деформографов. Длина рабочего плеча лазерного деформографа «север-юг» в три раза больше длины рабочего плеча лазерного деформографа «запад-восток». Поэтому после выделения энергетических характеристик каждой из компонент выполнялось вычисление угла направления на источник с введением понижающего коэффициента для компоненты «север-юг» ввиду того, что чувствительность компоненты лазерного

деформографа с ориентацией «запад-восток» отличается в три раза от чувствительности компоненты «север-юг». Можно заметить, что данное соотношение верно при условии расположения лазерных деформографов «север-юг» и «запад-восток» на одинаковых породах, что практически выполняется за небольшим исключением. По вычисленному тангенсу угла мы легко можем получить угол, указывающий на зону генерации микросейсм «голоса моря» в конкретное время измерения. В своих вычислениях мы предполагаем, что микросейсм «голоса моря» имеют поляризацию аналогично поляризации первичных микросейсм. Т.е. соответствуют поверхностной волне Рэлея, имеющей продольную поляризацию, главная ось которой направлена под вертикальным углом к направлению скорости распространения микросейсм.

В результате сопоставления полученных направлений на область источника инфразвуковых сигналов «голоса моря» и базы данных системы прогнозов глобальных погодных условий на основе погодных данных GFS и WAVEWATCH III была найдена взаимосвязь вектора направления на источник с областью наибольшего ветрового давления вихрей тайфунов.

13.3. ОПИСАНИЕ ТАЙФУНОВ. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На первом этапе обработки использовались данные лазерных деформографов для обнаружения в динамических спектрограммах микросейсм «голоса моря», а также первичных и вторичных микросейсм, возбуждаемых прогрессивными и стоячими морскими волнами. Дополнительно привлекались данные метеостанции для описания вариаций величины и направления скорости ветра на полигоне наблюдения. За указанные в таблице 1 интервалы наблюдения по данным лазерного деформографа «север-юг» были получены динамические спектрограммы в частотном диапазоне от 1 до 12 Гц (расширенный диапазон микросейсм «голоса моря») и в частотном диапазоне от 10 до 300 мГц (расширенный диапазон первичных и вторичных микросейсм). На рис. 13.3 приведены динамические спектрограммы микросейсм «голоса моря», полученные при обработке данных лазерного

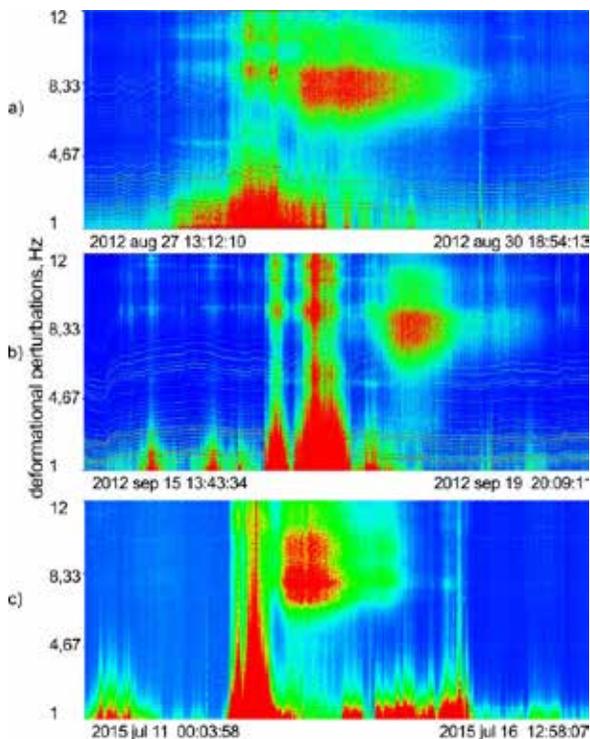


Рис. 13.3. Динамические спектрограммы данных лазерного деформографа в диапазоне инфразвуковых волн «голоса моря»: а) тайфун Болавен, б) тайфун Самба, в) тайфун Чан-хом

деформографа «север-юг», при прохождении тайфунов Болавен, Самба и Чан-Хом. На рис. 13.4 приведены динамические спектрограммы диапазона первичных и вторичных микросейсм, полученные при обработке данных лазерного деформографа «север-юг» во время действия тех же тайфунов.

Для каждого тайфуна была проанализирована полученная информация, приведённая на рис. 13.3 и 13.4, и проведено её сопоставление с информацией, полученной по снимкам японского спутника Himawari-8 с целью понимания характера воздействия тайфунов при их продвижении относительно региона наблюдения. Ниже главным образом анализируются динамические спектрограммы, полученные при обработке данных лазерного деформографа «север-юг», с при-

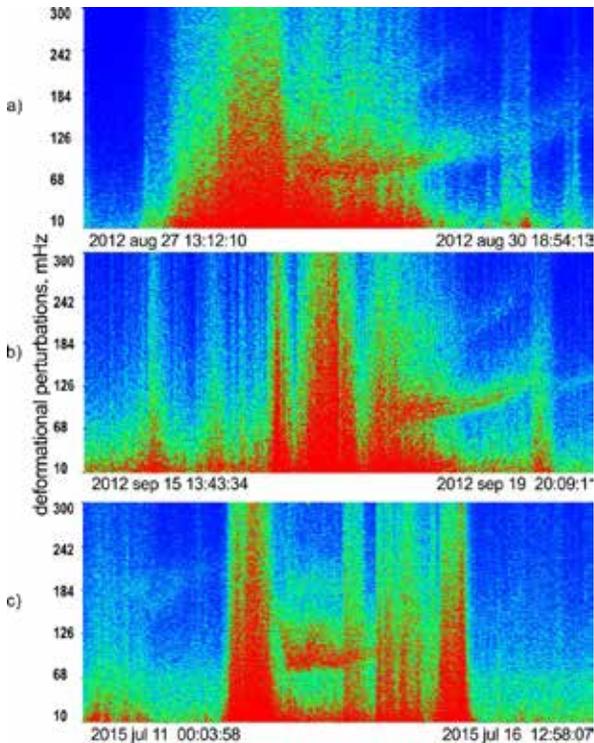


Рис. 13.4. Динамические спектрограммы данных лазерного деформографа в диапазоне микросейсм: а) тайфун Болавен, б) тайфун Самба, с) тайфун Чан-хом

влечением данных метеостанции и японского спутника Himawari-8. Далее для каждого выделенного тайфуна рассмотрим хронологию появления сигналов различных частотных диапазонов, связанных, на наш взгляд, с прохождением тайфунов.

13.3.1. Тайфун Bolaven

На рис. 13.5 представлена схема передвижения вихря тайфуна Болавен с совмещением космических снимков сформировавшейся облачности.

28 августа 2012 г. в 03:25 (далее везде время всемирное, UTC). Появляется шум в диапазоне 1–2.5 Гц, а также узкополосные коле-

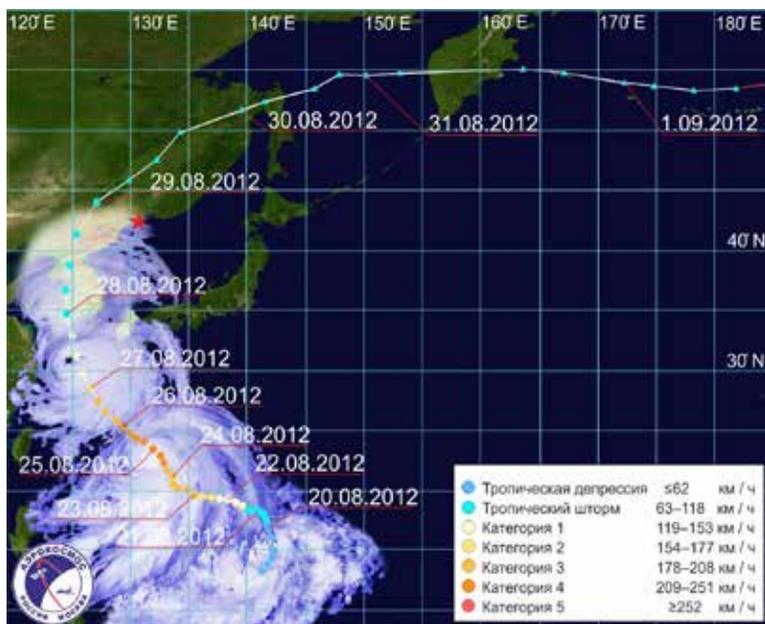


Рис. 13.5. Траектория движения тайфуна Болавен, совмещенная с космическими снимками спутника Himavary-7 в ИК-диапазоне

бания с центральными частотами около 5.3, 9.1 и 10.7 Гц. Центр тайфуна находится в Жёлтом море и выходит своим телом на Корейский полуостров. На м. Шульца ветер южный/юго-западный, 1–2 м/с. В соответствии с работами [16–18] мы можем предположить, что шум в диапазоне 1–2.5 Гц является прибойным и связан с разрушением морских ветровых волн, возбуждаемых тайфуном в Жёлтом море, в прибойной зоне.

Далее шум в диапазоне 1–2.5 Гц преобразуется в шум в диапазоне 1–4.5 Гц с ростом уровней сигналов, достигая своего максимума в 14:53 28.08.2012. Частотный диапазон прибойного шума расширился из-за: 1) разрушения более мощных ветровых волн в Жёлтом море, а также разрушения ветровых волн в Японском море, возбуждаемых тайфуном при выходе его хвостов в Японское море; 2) уменьшения расстояния от точки его возбуждения до точки регистрации, вследствие чего более высокочастотные компоненты прибойного шума меньше затухли, что позволило их зарегистрировать лазерным де-

формографом. Наблюдается усиление колебаний с центральными частотами 9.1 и 10.7 Гц. Тайфун вышел на Приморский край (Россия). Мощный хвост тайфуна на севере Жёлтого моря. Разрежённые хвосты тайфуна в Японском море. На м. Шульца ветер юго-восточный, 14–16 м/с.

До 19:26 28.08.2012 уровень шума в диапазоне 1–4.5 Гц постоянный. Происходят периодические вариации интенсивности сигналов с центральными частотами 9.1 и 10.7 Гц. Основная центральная часть тайфуна почти ушла с Приморского края на Китай и Хабаровский край (Россия). Небольшой хвост вихря тайфуна на юге Приморского края и северо-востоке Японского моря. На м. Шульца ветер юго-восточный, 16–18 м/с.

До 22:10 28.08.2012 уровень шума падает, частотный диапазон 1–4.5 Гц преобразуется в частотный диапазон 1–2.5 Гц, что может быть связано с удалением их зоны генерации, вследствие чего высокочастотные компоненты прибойного шума сильно затухли. Падает уровень колебаний с центральными частотами 9.1 и 10.7 Гц. Возникают мощные инфразвуковые колебания «голоса моря» в частотном диапазоне 6.5–9.3 Гц с центральной частотой порядка 8 Гц. Север Приморского края, Китай и Хабаровский край под вихрем тайфуна. Вихревые хвосты на востоке и северо-востоке Японского моря. Через Корейский полуостров в Японское море проник мощный передний фронт очередного тайфуна, но «глаз» которого находится над Тайванем. На м. Шульца ветер юго-восточный, 20–25 м/с.

Наибольший размах микросейсм «голоса моря» по частотному диапазону достигли в 06:00 29.08.2012 (6.5–9.5 Гц, красное ядро). Тайфун находится над Китаем, Монголией, Хабаровским краем. В Приморском крае облачности почти нет. Небольшие вихревые хвосты у Японии и на севере Японского моря. На м. Шульца максимальный юго-восточный ветер, 33 м/с.

29.08.2012 в 18:00 основное ядро микросейсм «голоса моря» распадается. На территории Приморского края и Японского моря облачности уже нет. На юге Жёлтого моря находится «глаз» нового тайфуна, передний фронт которого движется над Корейским полуостровом. На м. Шульца ветер западный, 8–10 м/с.

Низкочастотного шума в диапазоне 1–2.5 Гц нет. Колебания в диапазоне 6.5–9.3 Гц со временем по интенсивности падают, также сужается их частотный диапазон до 7.5–8.5 Гц. К 23:30 30 августа они

почти полностью затухли. Тайфун переместился в Охотское море. На м. Шульца ветер северо-западный, 2–4 м/с.

Лазерный деформограф уверенно регистрирует первичные и вторичные микросейсмы. Первичные микросейсмы с периодом порядка 12 с начинают регистрироваться прибором примерно с 23:00 28 августа, период которых постепенно уменьшался до 5 с (20:30 30 августа). Вторичные микросейсмы регистрируются лазерным деформографом примерно в то же время (23:00 28 августа) с периодом около 6 с. Постепенно период и интенсивность их падают и практически не регистрируются в 00:30 30.08.2012. При этом период их равен около 4 с, а период первичных микросейсм в это же время примерно равен 8 с. Первичные и вторичные микросейсмы образованы в результате воздействия на дно прогрессивных и стоячих морских поверхностных волн (ветровых волн и волн зыби). Уменьшение периодов микросейсм обусловлено дисперсией и удалением зоны генерации ветровых морских волн вследствие удаления тайфуна от полигона наблюдения.

Можно отметить, что время возникновения мощных колебаний в частотном диапазоне 6.5–9.3 Гц почти совпадает со временем прихода мощных первичных микросейсм. Период и мощность первичных микросейсм падает и слабо регистрируется прибором уже в 20:30 30.08.2012. Чуть позже (23:30) практически не регистрируются колебания в диапазоне 7.5–8.5 Гц (диапазон микросейсм «голоса моря»). Скорость местного ветра за этот же период наблюдений (28.08.2012 22:10 – 30.08.2012 23:30, возникновение и пропадание микросейсм «голоса моря») от 20–25 м/с возрастает до 32–33 м/с (29 августа 6:00, наибольший размах микросейсм «голоса моря» по частотному диапазону), а затем постепенно падает до 2–4 м/с. В этот период наблюдений в районе м. Шульца действуют только тыловые части вихря тайфуна.

13.3.2. Тайфун Sanba

На рис. 13.6 представлена траектория движения тайфуна Sanba с наложенными на нее космическими снимками облачности на протяжении всего его существования.

В 02:20 17.09.2012 усиливается шум в рассматриваемом диапазоне частот, что отражается в возрастании всех спектральных компонент и расширению частотных диапазонов. Уже почти классически

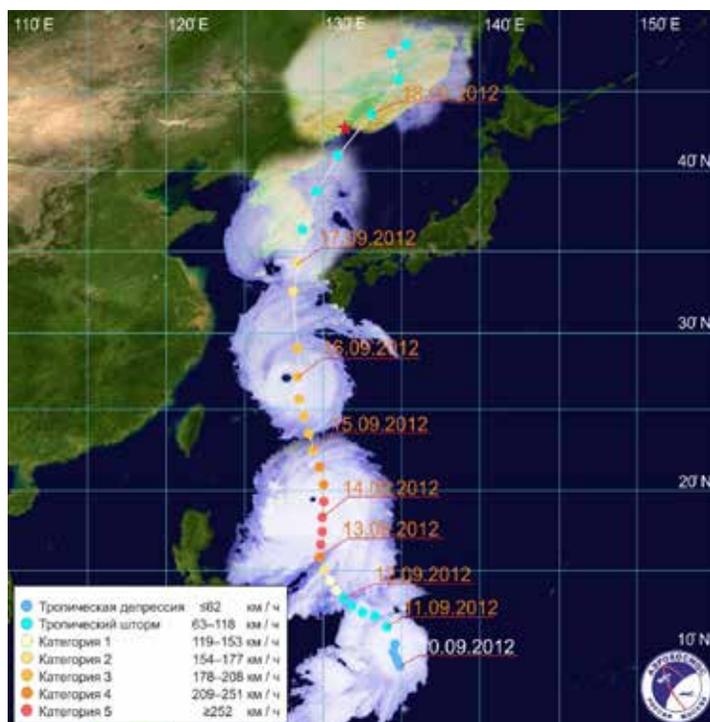


Рис. 13.6. Траектория движения тайфуна Санба, совмещенная с космическими снимками спутника Himavary-7 в ИК-диапазоне

прибойный шум в частотном диапазоне от 1–2.5 Гц постепенно расширяется до частотного диапазона 1–4.5 Гц, что связано с приближением тайфуна, центр которого переместился на юг Корейского полуострова. В данный момент при спектральной обработке полученных экспериментальных данных в рассматриваемом диапазоне частот наблюдаются ещё колебания в узких частотных диапазонах с центральными частотами 9.1, 10.7 и 11.3 Гц. 11:00. Передний фронт тайфуна занимает весь Корейский полуостров, Приморский край, север и северо-запад Японского моря, о. Сахалин, Охотское море с выходом на Камчатку. При падении уровня шума интенсивность данных возмущений падает и почти пропадает в 07:15 17.09.2012. Около 07:00 центр тайфуна вышел на север Корейского полуострова. На м. Шульца ветер северо-восточный, 6–8 м/с (2:20).

В 08:20 17.09.2012 появился шум с центральной частотой 5.3 Гц. В это время «глаз» тайфуна проходит по шельфу Японского моря у побережья Южной Кореи. Передний фронт тайфуна закрывает Приморский край, о. Сахалин, Охотское море, Камчатку, северную и западную части Японского моря. На м. Шульца ветер северо-восточный, 5–6 м/с. Шум с центральной частотой 5.3 Гц, по-видимому, относится к прибойному шуму, который возникает при разрушении морских поверхностных волн в прибойной зоне. Он выделяется при спектральной обработке записи лазерного деформографа вследствие того, что его зона генерации находится недалеко от измерительного полигона и он не успел затухнуть. А центральная частота выделенного шума с центральной частотой 5.3 Гц объясняется батиметрическими особенностями зоны его возбуждения.

17.09.2012 в 20:00 тайфун переместился в Хабаровский край, Китай, Монголию, север и центральную часть Приморского края. Юг Приморского края «глаз» тайфуна покинул. В центре Японского моря находится вихревой хвост тыловой части тайфуна. На шельфе Корейского полуострова также присутствует небольшой хвост тайфуна. На м. Шульца ветер северо-восточный, 13–16 м/с.

22:35 17.09.2012 продолжает существовать прибойный шум в диапазоне 1–4.5 Гц и шум в узких полосах с центральными частотами 5.3, 9.1 и 10.7 Гц, а также маломощные колебания с центральной частотой 11.3 Гц. Тайфун ушёл почти полностью с Приморского края на территорию о. Сахалин, а Японское море и Приморский край полностью во власти тыловой части циклона. В центре Японского моря наблюдается вихревой хвост и небольшой хвост у побережья Корейского полуострова. На м. Шульца ветер северо-восточный, 20–23 м/с.

18.09.2012 примерно в 00:10 возникают микросейсмы «голоса моря» в частотном диапазоне от 6 до 9.5 Гц с максимальной интенсивностью на частоте 8 Гц. Интенсивность микросейсм «голоса моря» сильно падает к 18:00 18.09.2012 и слабо прослеживаются до 10:00 19.09.2012 с центральной частотой около 8.5 Гц. За прошедшие полсуток расположение «глаза» тайфуна и переднего фронта почти не изменилось, вихревой хвост продолжает находиться в центре Японского моря. Вдоль побережья Корейского полуострова с выходом на м. Шульца простирается слабый хвост тайфуна. В Жёлтом море наблюдается небольшая атмосферная депрессия, которая через север Корейского полуострова достигает юга Приморского края. На м. Шульца

ветер северо-восточный, 18–21 м/с (00:10), который меняется на северо-западный в 18:00 18.09.2012 при скорости 6–9 м/с, а затем на северный, 3–4 м/с (19.09.2012 10:00).

В 18:00 18.09.2012 падает интенсивность центральной части микросейсм «голоса моря». Хвост тайфуна находится одновременно на севере Корейского полуострова, у южных берегов Приморского края, в Японском море, вблизи Кореи, который в дальнейшем распадается, образуя вихрь. Через Хоккайдо на север и на Сахалин распространился передний фронт нового тайфуна.

В 10:00 19.09.2012 микросейсм «голос моря» практически не регистрируются.

При анализе обработанных данных лазерного деформографа в микросейсмическом диапазоне частот было установлено, что примерно в 23:30 17 сентября возникли мощные первичные микросейсм с периодом около 12 с и вторичные микросейсм с периодом около 6 с, периоды которых постепенно уменьшались вследствие дисперсии морских поверхностных волн. Примерно в 03:50 19.09.2012 на спектрограмме записи лазерного деформографа уже плохо прослеживаются вторичные микросейсм, период которых уменьшился до 4.2 с, при этом период первичных микросейсм в это время равен примерно 8.5 с. Первичные микросейсм стали плохо прослеживаться на записи лазерного деформографа в 07:30 19 сентября, период которых стал равным около 7.5 с.

Таким образом, можно констатировать, что время возникновения микросейсм «голоса моря» почти совпадает со временем прихода первичных микросейсм с максимальным периодом 12 с. На м. Шульца скорость ветра в это время была около 18–21 м/с. Микросейсм «голоса моря» сильно затухают к 18:00 18.09.2012. Ветер к этому времени падает до 6–9 м/с. Окончательно затухают микросейсм «голоса моря» к 10:00 19.09.2012, при этом на м. Шульца скорость ветра падает до 2–3 м/с. К 7:30 19.09.2012 первичные микросейсм упали до 7.5 с и плохо прослеживаются. Вторичные микросейсм не видны.

13.3.3. Тайфун Chan-Nom

На рис. 13.7 представлена схема передвижения тайфуна Chan-Nom с наложенными на его траекторию космическими снимками формирования облачности на протяжении всего его движения.

11.07.2015 15:00. На динамической спектрограмме записи лазерного деформографа возникает шум в диапазоне 1–2.5 Гц. В это время центр тайфуна находится на юге Жёлтого моря, передний фронт которого занимает Корейский полуостров и выходит на юг Приморского края. На м. Шульца ветер южный, 6–8 м/с.

12.07.2015 14:00. Прибойный шум в диапазоне 1–2.5 Гц усиливается, частотный диапазон расширяется до диапазона 1–4.5 Гц. «Глаз» тайфуна находится на севере Корейского полуострова. Фронтальный вихрь простирается от севера Жёлтого моря по территориям КНР, Хабаровского края, Приморского края, по центру Японского моря и через южные острова Японии проходит в Тихий океан. На м. Шульца ветер юго-восточный, 10–12 м/с.

12.07.2015 14:30. Шум в частотном диапазоне 1–4.5 Гц продолжает существовать. В это же время возникают колебания с центральными частотами 5.3, 9.1 и 10.7 Гц. На м. Шульца ветер юго-восточный, 15–19 м/с.

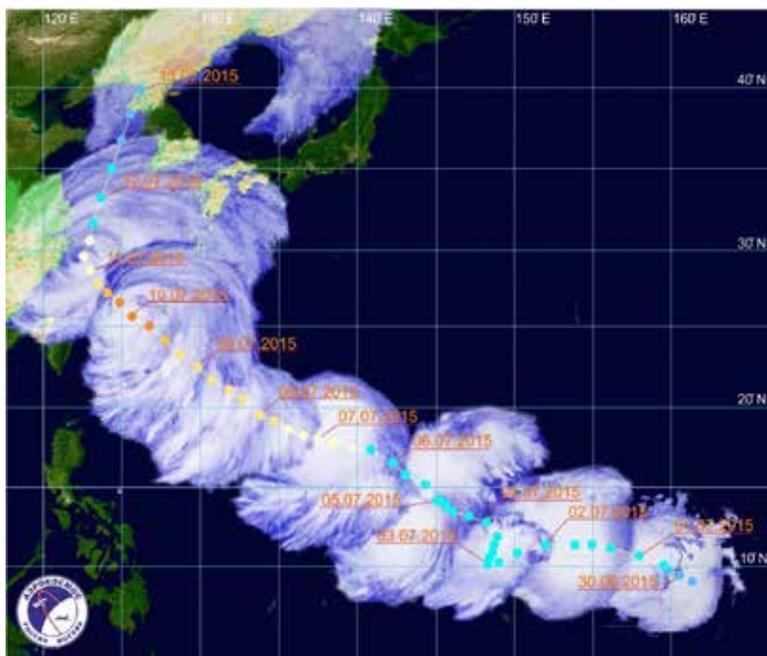


Рис. 13.7. Траектория движения тайфуна Чан-Хом, с наложенными на нее космическими снимками спутника Himavary-7 в ИК-диапазоне

12.07.2015 17:20. «Глаз» тайфуна переместился к югу Приморского края. Японское море вдоль побережья Корейского полуострова чистое. На м. Шульца ветер юго-восточный, 17–20 м/с.

13.07.2015 02:50. Возникают мощные микросейсмы «голоса моря» в частотном диапазоне от 7 до 9 Гц, частотный диапазон которых быстро расширяется до 6–11 Гц (13.07.2015 06:00). 14.07.2015 10:00 частотный диапазон микросейсм «голоса моря» сужается до 7–9 Гц и пропадает в 10:00. «Глаз» тайфуна находится на севере Приморского края. Центр, юг и запад Японского моря чистые. Вихревой хвост тайфуна расположен по дуге от Жёлтого моря, через Корейский полуостров, центр Приморского края, восточную часть Японского моря, Японские острова и уходит на юг в Тихий океан. На м. Шульца ветер юго-восточный, 9–11 м/с.

14.07.2015 04:20. Возникают слабые сигналы с центральными частотами 9.1 и 10.7 Гц. Хвост тайфуна над севером Приморского края. На юге Приморского края облачности не наблюдается. На м. Шульца ветер северо-западный, 9–11 м/с.

14.07.2015 23:18. Окончательно пропадает слабый фон микросейсм «голоса моря». Тайфун ушёл с территории Приморского края и акватории Японского моря. В Японском море вдоль Корейского полуострова простирается небольшая атмосферная депрессия. На м. Шульца ветер северо-восточный, 8–11 м/с.

15.07.2015 03:45. Пропадают сигналы с центральными частотами 9.1 и 10.7 Гц. Со временем сигналы с центральными частотами 9.1 Гц иногда появляются вновь. Атмосферная ситуация почти не изменилась. На м. Шульца ветер северо-восточный, 10–14 м/с.

13.07.2015 примерно в 03:00 лазерным деформографом регистрируются первичные микросейсмы с периодом около 7.2 с и вторичные микросейсмы с периодом около 3.7 с. Со временем периоды их растут и 13 июля примерно в 05:30 их периоды стали, соответственно, 10.5 и 5.3 с. Рост периодов микросейсм связан с ростом периодов морских поверхностных ветровых волн, который может быть связан с развивающимся волнением. Микросейсмы уверенно регистрируются с неизменными периодами до 20:00 13.07.2015. Затем пропадают вторичные микросейсмы, а первичные микросейсмы с периодом около 10 с прослеживаются до 04:30 14.07.2015, период которых постепенно упал до 9.3 с.

Таким образом, можно отметить, что время возникновения микросейсм «голоса моря» почти совпадает со временем прихода пер-

вичных микросейсм с максимальным периодом 7.2 с. На м. Шульца скорость ветра в это время была около 9–11 м/с. Далее частотный диапазон микросейсм «голоса моря» быстро расширяется до 6–11 Гц (13.07.2015 06:00), что связано с ростом периодов первичных и вторичных микросейсм, периоды которых к 05:30 13.07.2015 стали равны 10.5 и 5.3 с, соответственно. Вторичные микросейсм не регистрируются уже примерно с 20:00 13.07.2015. Первичные микросейсм уверенно регистрируются лазерным деформографом до 04:30 14.07.2015. Микросейсм «голоса моря» пропадают примерно в 10:00 14.07.2015.

Сравнивая время появления микросейсм «голоса моря» и микросейсм, генерируемых морскими ветровыми волнами при их взаимодействии с морским дном, мы можем утверждать, что существует непосредственная связь появления микросейсм «голоса моря» с микросейсм. Исчезновение микросейсм «голоса моря» коррелирует с исчезновением первичных микросейсм, но плохо коррелирует с исчезновением вторичных микросейсм. При этом очевидно, что скорость ветра на станции наблюдения никак не связана с появлением микросейсм «голоса моря».

13.4. ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ МИКРОСЕЙСМ «ГОЛОСА МОРЯ»

При анализе данных лазерных деформографов, расположенных на м. Шульца, стало понятно, что с помощью разницы в уровне полученных сигналов мы можем определить направление на область генерации колебаний «голоса моря» в конкретное время. Для более точного определения зон генерации микросейсм «голоса моря» мы привлекли архив базы данных приповерхностного ветра на территории земного шара [27]. Нами были определены направления на источник тайфунами Болавен и Самба в 2012 году, но мы не могли уточнить полученные результаты, поскольку архив источника [27] начал сбор информации фактически только с 2014 года. В результате после дополнительной обработки более свежих данных были получены более точные результаты об области генерации инфразвуковых колебаний микросейсм «голоса моря».

13.4.1. Тайфун Чан-Хом

Обработывая данные тайфуна Чан-Хом, полученные на двухкоординатном лазерном деформографе и широкополосном сейсмографе во время влияния тайфуна Чан-Хом в районе измерительного полигона в период с 13 по 14 июля 2015 г., были выполнены основные методические приемы по определению направления на область генерации микросейсм «голоса моря». Метод представления этих данных был выбран нами для более точного и ясного восприятия о характере движения вихря тайфуна. Мы сравнивали динамическую спектрограмму записи микросейсм «голоса моря» с раскадровкой скриншотов, иллюстрирующих движение вихря тайфуна относительно измерительного полигона. Вместе с этими результатами анализа покажем направление на источник на радиальной диаграмме, где приведём угол направления на область источника и относительную величину амплитуды микросейсм «голоса моря». Место расположения измерительного комплекса поместим в центр диаграммы, а ось диаграммы направим вдоль оси лазерного деформографа «запад-восток», т.е. с разницей в 20 градусов, относительно линии параллели.

На рис. 13.8 показан комплексный рисунок, позволяющий сделать визуальный анализ направления прихода микросейсм «голоса моря», а также силы и направления ветра в регионе наблюдения. В таблице 13.2 приведены направления на области генерации микросейсм «голоса моря» и амплитуды данных микросейсм в соответствии с кадрами рис. 13.8. Из радиальной диаграммы рисунка следует, что основная область генерации сигнала находилась в шельфовой части залива Петра Великого. При этом появление микросейсм «голоса моря» начинается после пересечения центра вихря тайфуна береговой линии при начавшемся сильном ветровом воздействии тыльной части циклона в область залива Петра Великого. При смещении области ветра вдоль побережья в район м. Поворотный сигнал продолжает наблюдаться с достаточно большой амплитудой до 22:00 13.07.2015. После этого амплитуда значительно уменьшается и стабильно регистрируется в течение 10 ч. в направлении около 50 градусов, как показано на рисунке. В это время центр тайфуна вышел на север Японского моря, и ветер концентрируется вдоль восточного побережья Приморского края.

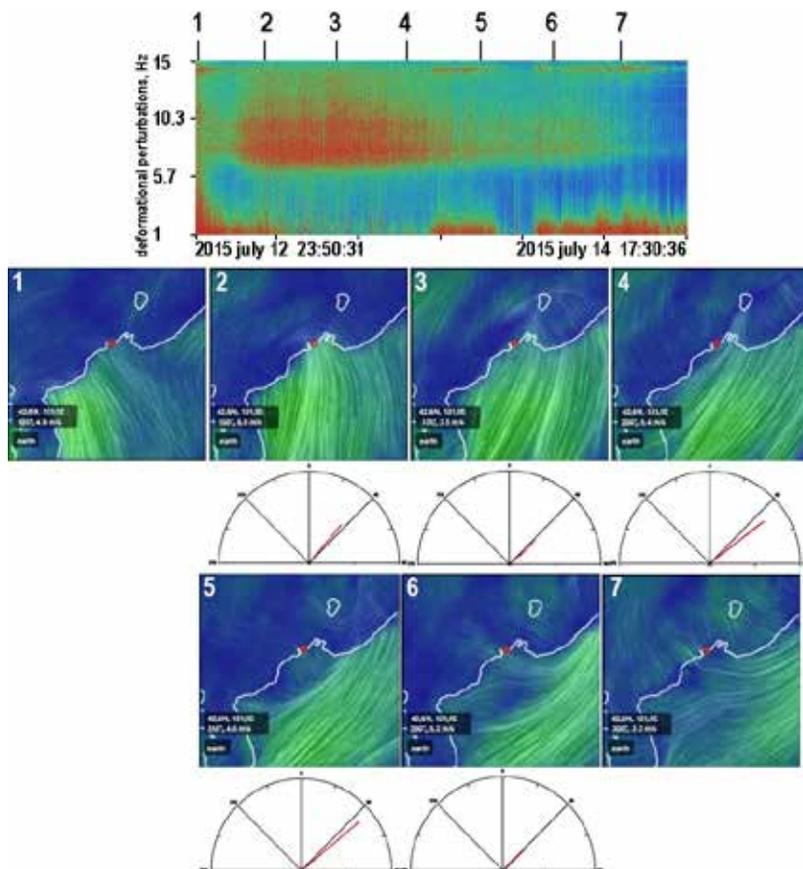


Рис. 13.8. Динамическая спектрограмма микросейсм «голоса моря» и графики направления на источник с приведенными модельными характеристиками ветра тайфуна Чан-Хом

Таблица 13.2

Направления на области генерации микросейсм «голоса моря» и амплитуды сигналов микросейсм

№	Angle °	Amplitude
2	40°	0,0035
3	52°	0,0025
4	50°	0,0049
5	52°	0,0031
6	50°	0,0016

В предыдущей части статьи мы показали, что появление и исчезновение микросейсм «голоса моря» коррелирует с появлением и исчезновением первичных микросейсм, периоды и амплитуды которых зависят от периодов и амплитуд морских ветровых волн. Первичные микросейсм возникают в результате взаимодействия морских ветровых волн с дном. Можно считать, что такое взаимодействие начинается с глубин моря, равных половине длины морской ветровой волны. На такой глубине амплитуды колебаний частиц воды в морской волне примерно в 23 раза меньше амплитуд колебаний частиц воды у поверхности моря. При продвижении морской волны к берегу с уменьшением глубины моря трение частиц воды о дно возрастает, что приводит к увеличению энергии первичных микросейсм. Такое взаимодействие морской волны с дном наблюдается вплоть до её полного коллапса, т.е. до прибойной зоны. Можно считать, что область генерации первичных микросейсм простирается от глубин $h = \lambda / 2$, где h – глубина моря, λ – длина волны. Учитывая вышесказанное, можно утверждать, что микросейсм «голоса моря» образуются также вблизи берегов.

13.4.2. Тайфун Матмо

При обработке данных, полученных при влиянии тайфуна Матмо, наибольшие амплитуды микросейсм «голоса моря» наблюдались в течение 26-27.07.2014. Продолжительность регистрируемого сигнала была значительно меньше, чем у других тайфунов. Это можно связать с тем, что тайфун при подходе к Японскому морю растратил большую часть своей энергии над юго-восточным азиатским регионом. При этом международные метеорологические службы перевели тайфун в разряд атмосферной депрессии уже при выходе его в Японское море, что также можно увидеть из схемы траектории тайфуна, представленной на рис. 13.9.

Тем не менее тропический циклон имел еще достаточно энергии для воздействия на морскую поверхность и генерацию в акватории Японского моря высоких волн. С целью изучения направления на область генерации микросейсм «голоса моря» с возможностью их пеленгования были также построены радиальные диаграммы, показывающие направление на область генерации исследуемого сигнала в конкретный момент времени. Из рис. 13.2 видно, что траектория

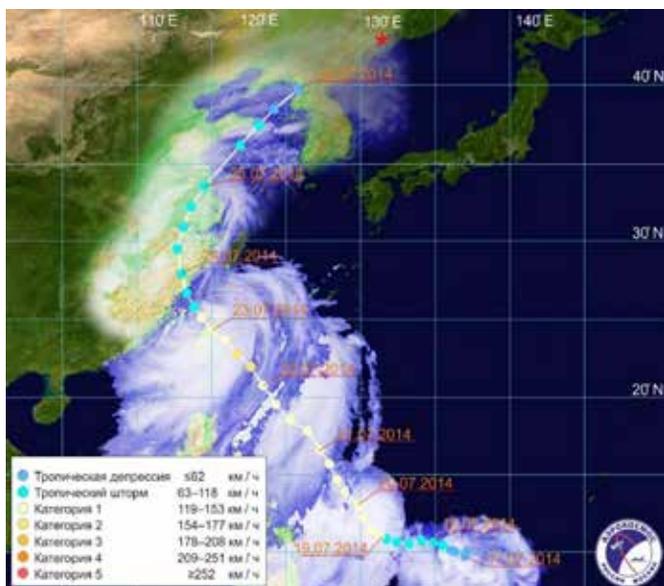


Рис. 13.9. Траектория движения тайфуна Матмо с наложенными на нее космическими снимками спутника Himavary-7 в ИК-диапазоне

движения тайфуна Матмо была восточнее траектории движения предыдущего тайфуна. Первоначальное направление на источник микросейсм «голоса моря», в отличие от тайфуна Чан-Хом, составляет около 30 градусов. На рис. 13.10 приведена комплексная иллюстрация ветрового воздействия у поверхности Земли, совмещенная со спек-

тральным анализом микросейсм «голоса моря» и направлением на область его генерации. В таблице 13.3 приведены направления на области генерации микросейсм «голоса моря» и амплитуды данных микросейсм в соответствии с кадрами рис. 13.10.

Направление на источник микросейсм «голоса

Таблица 13.3

Направления на области генерации микросейсм «голоса моря» и амплитуды сигналов микросейсм

№	Angle °	Amplitude
2	61°	0,0003
3	67°	0,0005
4	68°	0,0004
5	67°	0,0003
6	71°	0,00017
7	72°	0,00015

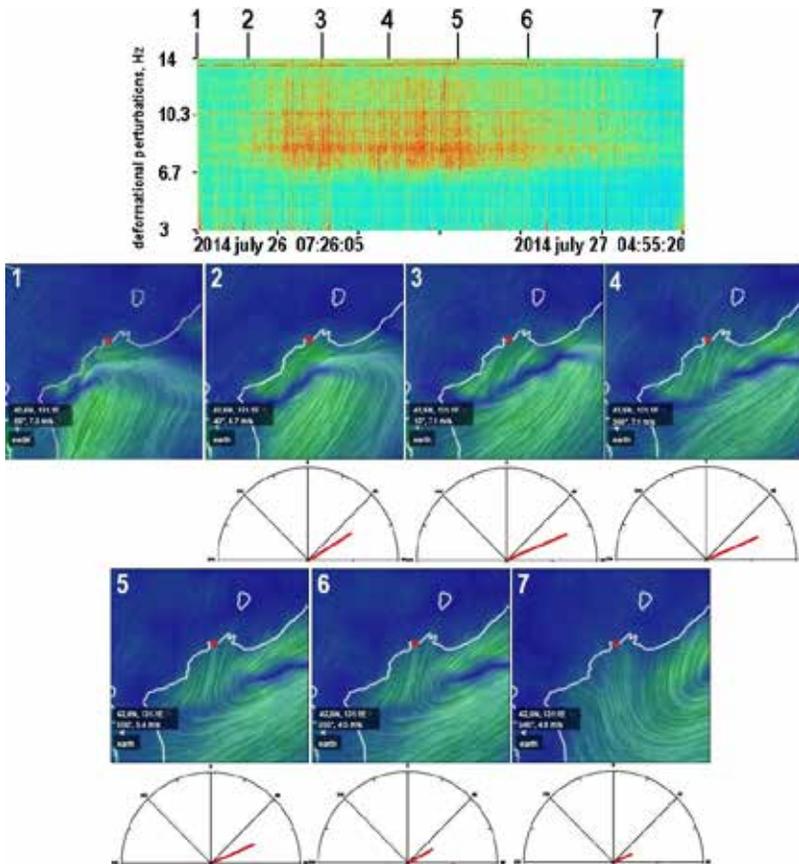


Рис. 13.10. Динамическая спектрограмма микросейс «голоса моря» и графики направления на источник с приведенными модельными характеристиками ветра тайфуна Матмо

моря» указывает на внешнюю границу залива Петра Великого, восточнее от м. Шульца. Исходя из рис. 13.2 и [27], следует, что вихрь тайфуна снова набрал силу при переходе через Японское море. Вихрь тайфуна растянулся до подобия атмосферного фронта, но приблизившись к островам Японии, он снова принял упорядоченную форму и задержался на некоторое время у восточного побережья японского острова Хоккайдо. Все это время, вплоть до момента прекращения влияния вихря тайфуна на акваторию Японского моря наблюдался

сигнал микросейсм «голоса моря». Сопоставляя радиальную диаграмму, приведённую на кадрах 2–7 рис. 13.10, с траекторией передвижения данного тропического циклона и границы перехода берег-суша Приморского края и о. Хоккайдо, можно точно определить области генерации микросейсм «голоса моря», основные из которых находились у восточного побережья о. Хоккайдо.

13.4.3. Тайфун Хагупит

Результаты обработки данных третьего тайфуна, которые мы представим ниже, были получены значительно позже. Это тайфун Хагупит, прошедший по Японскому морю вдоль Приморского края 06-07.08.2020, который растерял большую часть своей энергии до выхода в Японское море. Но выйдя в Японское море, он набрал достаточно силы, чтобы дойти до Алеутских островов. На рис. 13.11 представлена совмещенная схема траектории движения данного тайфуна.

Результаты наблюдения вызвали некоторое удивление, поскольку, несмотря на значительный размер циклонического вихря, колебания «голоса моря» наблюдались меньше суток. При анализе карты ветро-



Рис. 13.11. Траектория движения тайфуна Хагупит с наложенными на нее космическими снимками спутника Himavary-8 в ИК-диапазоне

вого давления мы определили, что центр тайфуна вышел в Японское море с Корейского полуострова в Восточно-Корейский залив. Перед его заходом на Корейский полуостров мощный боковой хвост вихря уже разгонял волны от Корейского пролива до места выхода в Японское море. После выхода тайфуна в акваторию Японского моря появилось мощное ветровое воздействие в обратном направлении. А тайфун, переместившись в северную часть Японского моря менее чем за 6 ч, прошёл в значительной близости от м. Поворотный. При этом он не создал в центральной части моря значительных волн, во взаимодействии с которыми генерируются инфразвуковые волны «голоса моря». Согласно радиальной диаграмме, приведённой на рис. 13.12, область генерации микросейсм «голоса моря» находится в юго-юго-западной части Японского моря (относительно места расположения измерительного комплекса), кадр 1 рис. 13.12, которая со временем смещается в юго-западно-западное направление. Т.е. область генерации микросейсм «голоса моря» с течением времени перемещается по восточному побережью Корейского полуострова. В таблице 13.4 приведены направления на области генерации микросейсм «голоса» моря и амплитуды данных микросейсм в соответствии с кадром рис. 13.12.

Представленные результаты обработки многолетних данных двухкоординатного лазерного деформографа открывают новые возможности наземного дистанционного мониторинга тропических циклонов с определением пеленга их тыльной части по пеленгу областей генерации микросейсм «голоса моря». При обработке данных измерительного комплекса при прохождении трёх тайфунов по различным направлениям в области Японского моря было установлено, что: 1) зона генерации микросейсм «голоса моря» перемещается вблизи «северо-восточного» (относительно места расположения измерительного комплекса) побережья Приморского края (Японского моря); 2) зона генерации микросейсм «голоса моря» перемещается вблизи «северо-восточного» побережья Приморского края (Японского моря) с дальнейшим выходом на восточное побережье о. Хоккайдо; 3) зона генерации микросейсм «голоса моря» перемещается вдоль Корейского полуострова на север с дальнейшим исчезновением. Микросейсм «голоса моря» возникают и исчезают почти одновременно с первичными микросейсмами, которые генерируются прогрессивными ветровыми волнами при взаимодействии с дном вблизи и в

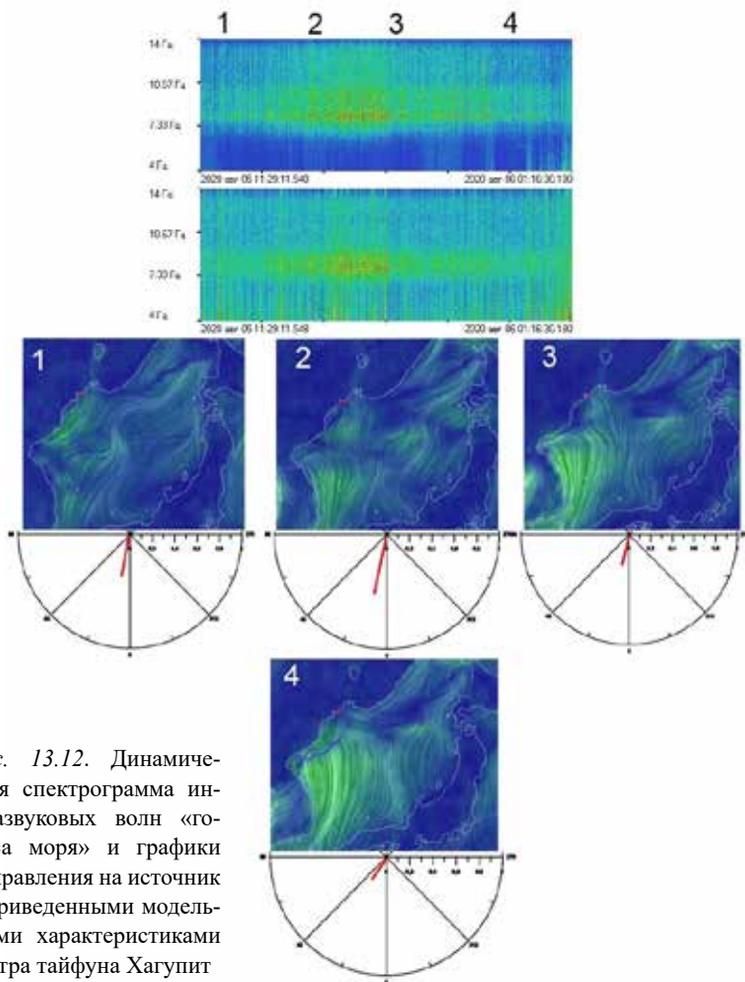


Рис. 13.12. Динамическая спектрограмма инфразвуковых волн «голоса моря» и графики направления на источник с приведенными модельными характеристиками ветра тайфуна Хагупит

Таблица 13.4

Направления на области генерации микросейсм «голоса моря» и амплитуды сигналов микросейсм

№	Angle °	Amplitude
1	13°	0,00033
2	12°	0,00084
3	12°	0,00023
4	36°	0,00022

прибойной зоне. Существование мощных микросейсм «голоса моря» тесно связано с существованием мощного ветрового волнения.

Анализ результатов обработки лазерного деформографа показывает, что с приближением тайфунов к зоне расположения измерительного комплекса прибойный шум, по-видимому, генерируемый в зоне Жёлтого моря, в области 1–2.5 Гц постепенно трансформируется в прибойный шум в области 1–4.5 Гц. Данная трансформация инфразвуковых сейсмоакустических сигналов, генерируемых прибойным шумом, связана с приближающимся тайфуном и меньшим затуханием высокочастотных компонент прибойного шума. Есть надежда, что дальнейшие работы по пеленгу зон образования инфразвукового сейсмоакустического прибойного шума двухкоординатным лазерным деформографом позволят развить новые методы наземного дистанционного мониторинга.

Перспективность дистанционных методов сейсмоакустического мониторинга связана с тем, что скорость распространяющихся в земной коре сигналов, созданных в результате действия тайфунов, значительно выше скоростей колебаний и волн, распространяющихся в воздухе и в воде, а также значительно больше скоростей передвижения тропических циклонов.

13.5. ДИСТАНЦИОННЫЙ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ

В данном разделе ставятся задачи по отслеживанию перемещения тайфунов (тропических циклонов) по определению направления на зоны образования первичных и вторичных микросейсм и по определению направления на зоны образования микросейсм «голоса моря».

13.5.1. Обработка и анализ полученных экспериментальных данных

При обработке экспериментальных данных лазерных деформографов микросейсмического диапазона можно в первую очередь оценить мощность первоисточников ветровых волн, а с учётом дисперсионного уравнения и применения методики, описанной в работе [13], можно точно рассчитать расстояние от места генерации ветровых

морских волн, которое при движении тайфуна связано с местом наибольшей скорости ветра в тайфуне, т.е. с местом наибольшей энергии тайфунов. Это крайне важный результат при прогнозировании возможных последствий действия тайфунов на конкретные регионы земного шара.

В начальной части этого раздела мы оценим возможность использования параметров первичных микросейсм для решения задачи по определению направления на тайфуны. Рассмотрим этот вопрос при обработке и анализе данных двухкоординатного лазерного деформографа во время прохождения по Японскому морю тайфуна Хагупит. Тайфун первой категории Хагупит зародился 31 июля 2020 года в Филиппинском море Тихого океана. Это был четвертый названный шторм и второй тайфун сезона 2020 года. Интенсивность шторма достигла пика при падении давления в центре циклона до 975 Па. Циклон прошел по восточному побережью Китая, в результате чего начал ослабевать, понизившись 3 августа до тропического шторма. При выходе циклона на акваторию Желтого моря рейтинг циклона понизился до тропической депрессии, перейдя в разряд внетропического циклона. В этом статусе циклон вышел в Японское море 6 августа. При этом, несмотря на внетропический переход, метеорологические агентства продолжали отслеживать Хагупит как тропический шторм до 12 августа в связи с сохранением вихревой структуры и сохранения энергетического баланса от нагревающейся водной поверхности средних широт. На рис. 13.13 приведено передвижение тайфуна Хагупит.

Этот тайфун при своём воздействии на Японское море возбудил в нём поверхностные морские волны, которые в дальнейшем вызвали первичные и вторичные микросейсм. Максимальный период первичных микросейсм, выделенных при обработке записей лазерных деформографов, составил величину около 10.6 с, а максимальный период вторичных микросейсм составил величину около 5.3 с. При обработке всего массива данных лазерных деформографов во время прохождения тайфуна для дальнейшего анализа был выбран наилучший участок записи, в котором четко выделялись первичные и вторичные микросейсм и на котором другие мощные спектральные составляющие соседних частотных диапазонов оказывали наименьшее влияние на микросейсм. Этот выбранный временной участок начинался с 15 ч 30 мин 6 августа и заканчивался в 1 ч 30 мин 7 августа. На рис. 13.14 приведена спектрограмма участка записи 52.5-метрового



Рис. 13.13. Траектория передвижения тайфуна Хагупит по зоне Тихого океана

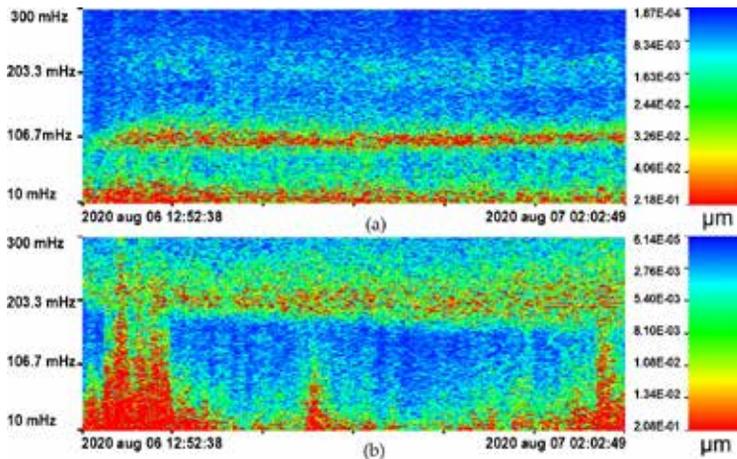


Рис. 13.14. Спектрограммы участков записей 52.5-метрового лазерного деформографа (а) и 17.5-метрового лазерного деформографа (б)

го лазерного деформографа, на котором прослеживаются первичные микросейсмы (около 10 с) и вторичные микросейсмы (около 5 с). Рассмотренный на рис. 13.14 участок записи включает указанный выше участок записи. На этом же рисунке (б) приведена спектрограмма это-

го же временного участка 17.5-метрового лазерного деформографа, на котором чётко выделяются вторичные микросейсмы и слабо видны первичные микросейсмы, амплитуды которых находятся чуть выше фона. Они практически не видны на этом рисунке, но выделяются достаточно чётко при спектральной обработке отдельных участков записи 17.5-метрового лазерного деформографа. Так на рис. 13.15 приведены спектры микросейсмического диапазона синхронных участков записи 52.5-метрового и 17.5-метрового лазерных деформографов. Как видно из приведённых спектров, амплитуда первичных микросейсм на записи 52.5-метрового лазерного деформографа более чем на порядок выше амплитуды первичных микросейсм, выделенных из записи 17.5-метрового лазерного деформографа. Более того, величины близлежащих компонент вблизи первичных микросейсм 17.5-метрового лазерного деформографа чуть меньше основного спектрального максимума первичных микросейсм. Максимум, отвечающий за вто-

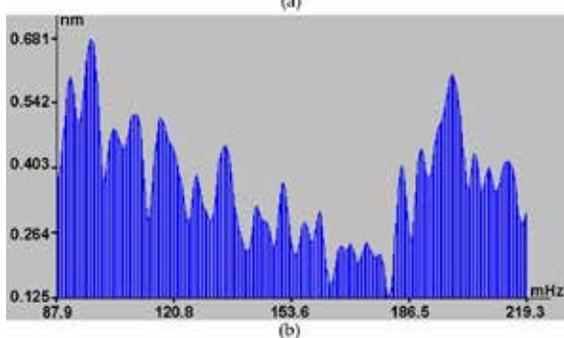
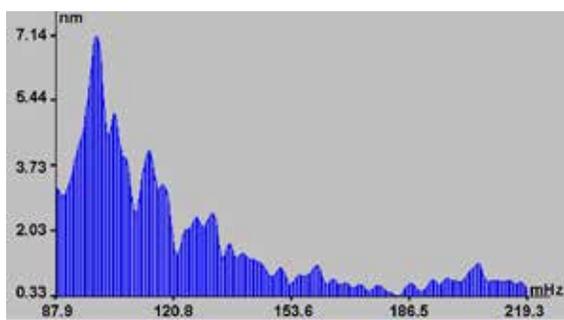


Рис. 13.15. Спектры синхронных участков записей 52.5-метрового лазерного деформографа (а) и 17.5-метрового лазерного деформографа (б)

ричные микросейсмы 17.5-метрового лазерного деформографа, значительно выше соседних спектральных максимумов. Это и влияет на визуальную картину, приведённую на рис. 13.14.

В рассматриваемый временной промежуток тайфун перемещался в соответствии с рис. 13.6, 13.7.

Морские прогрессивные ветровые волны при своем распространении, взаимодействуя с морским дном на глубинах около и

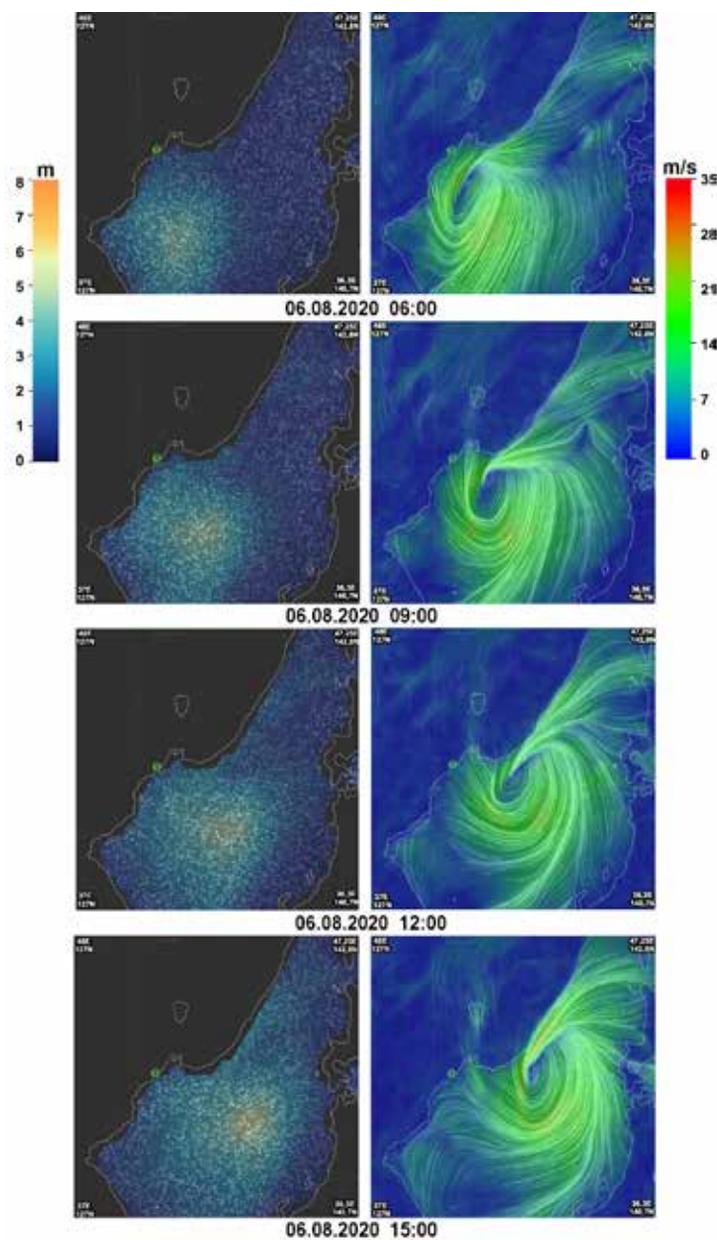


Рис. 13.16. Ветровые волны и скорость ветра при перемещении тайфуна 06.08.2020

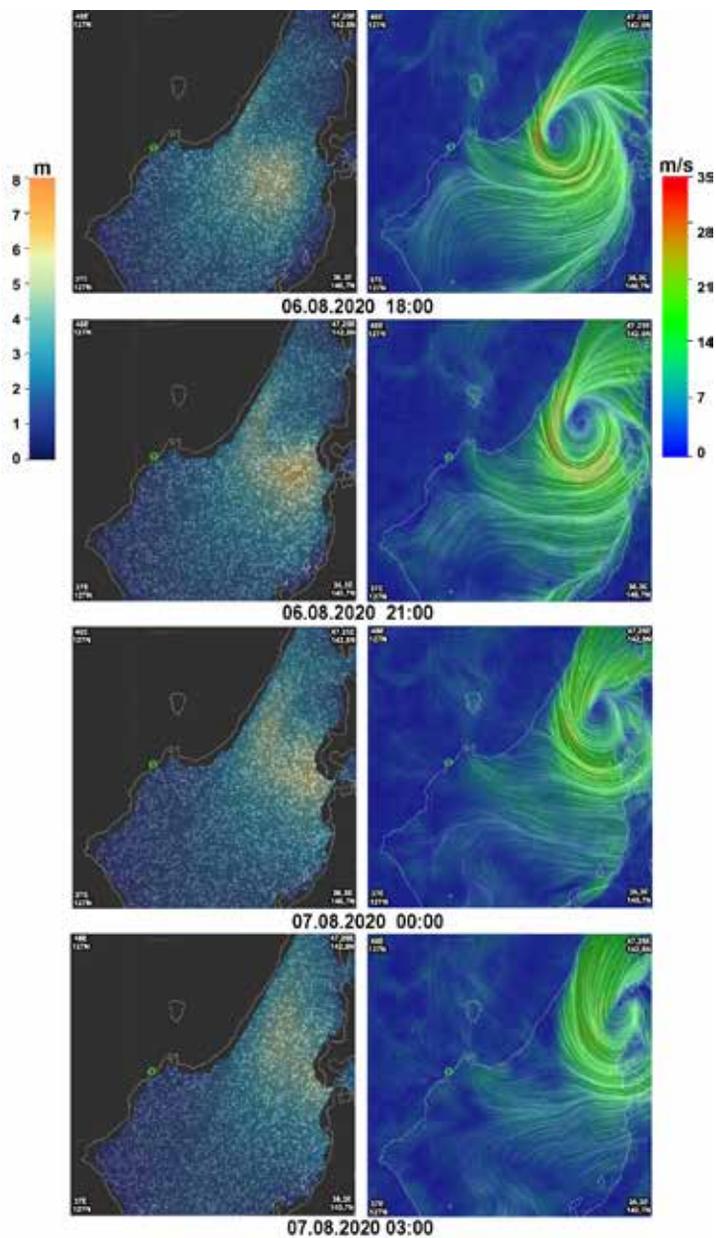


Рис. 13.17. Ветровые волны и скорость ветра при перемещении тайфуна на 06.08 и 07.08.2020

меньше половины длины ветровой волны, генерируют в морской земной коре первичные микросейсмы, которые распространяются на огромные расстояния [31]. Данные микросейсмы относятся к поверхностным волнам рэлеевского типа, колебания частиц в которых происходят по эллиптическим орбитам вдоль пути движения микросейсмической волны, т.е. они имеют продольную поляризацию. Эти микросейсмы мы можем регистрировать сейсмоакустическими приёмными системами, например лазерными деформографами, и по ним пытаться определять места их генерации. Но сложность выполнения данных намерений связана с тем, что из-за рефракции падающая ветровая волна на шельфе будет всегда двигаться по направлению к берегу. И где бы ни находился тайфун в море, мы не можем определить направление на него, а можем оценить лишь направление на место генерации зарегистрированных первичных микросейсм, вызванных ветровыми волнами, порождённых тайфуном/циклоном. Эти выводы также подтверждаются результатами, приведёнными в таблице 13.5. В этой таблице приведено направление на источник первичных микросейсм, вычисленный по данным 17.5-метрового и 52.5-метрового лазерных деформографов, относительно оси 52.5-метрового лазерного деформографа. Направление на место генерации первичных микросейсм определялось по данным 52.5-метрового и 17.5-метрового лазерным деформографам. Для каждого временного отрезка, приведённого в первом столбце таблицы 13.5, определялись амплитуды первичных микросейсм 52.5-метрового и 17.5-метрового лазерных деформографов. Из соотношения измерительных плеч 52.5-метрового и 17.5-метрового лазерных деформографов при одинаковой внешней нагрузке на лазерные деформографы отношение величин смещения лазерных деформографов друг к другу должно быть, как $52.5:17.5=3.0$. Это условие выполняется при установке лазерных деформографов на среде с абсолютно одинаковыми упругими характеристиками. Но в натуральных условиях это выполнить невозможно. Но данное отношение можно оценить при одинаковом воздействии на участки земной коры, занимаемые рассматриваемыми лазерными деформографами, вариаций атмосферного давления. Такая работа была выполнена, в результате которой было установлено, что при одинаковом внешнем силовом воздействии на земную кору мест расположения лазерных деформографов это отношение равно не 3.0, а 2.8. Это отношение мы использовали при определении направления на

Направления на области генерации первичных и вторичных микросейсм

Число, время	Первичные микросейсм.		Угол падения на ось 52.5-метрового лазерного деформографа	Вторичные микросейсм.		Угол падения на ось 52.5-метрового лазерного деформографа
	52.5-метровый лазерный деформограф	17.5-метровый лазерный деформограф		52.5-метровый лазерный деформограф	17.5-метровый лазерный деформограф	
	Период, с	Период, с		Период, с	Период, с	
6 августа						
15:29:06	9.9 с	9.6 с	32.3	4.1 с	4.8 с	27.9
15:53:45	9.9 с	9.9 с	27.1	4.7 с	4.7 с	25.2
16:29:51	10.1 с	10.2 с	28.4	4.4 с	5.0 с	20.4
17:05:58	9.5 с	9.3 с	28.9	4.8 с	4.6 с	24.3
17:42:04				4.7 с	5.2 с	21.8
18:18:11	9.8 с	9.8 с	32.3	4.8 с	5.1 с	18.7
18:54:18	9.9 с	10.1 с	36.5	5.2 с	5.2 с	18.4
19:30:25	9.8 с	9.9 с	33.4	4.8 с	5.3 с	24.7
20:06:31	9.5 с	9.6 с	25.0	5.1 с	5.4 с	20.9
20:42:38	9.4 с	10.1 с	23.9	4.8 с	4.8 с	19.1
21:40:18	9.4 с	9.3 с	28.0	5.3 с	5.3 с	16.8
21:54:51	9.9 с	10.2 с	21.4	5.0 с	5.0 с	21.6
22:30:58	9.4 с	9.2 с	20.5	4.8 с	5.4 с	18.4
23:07:05	9.4 с	9.7 с	29.2	5.2 с	5.2 с	17.3
23:43:11	9.4 с	9.5 с	24.8	4.8 с	5.2 с	18.5
7 августа						
00:19:18	9.0 с	9.5 с	22.5	4.6 с	4.9 с	20.5
00:55:25	9.5 с	9.8 с	27.6	4.6 с	5.3 с	23.6
01:31:31	9.3 с	9.3 с	24.6	4.6 с	5.1 с	22.9

Средний пеленг	27.4	22.4
	18.5	10.5
Дисперсия	4.3	3.2
Стандартное отклонение		

источники различных сигналов – гидроакустических, сейсмоакустических, геофизических и т.п. В нашем случае пеленг определялся по тангенсу: $tg\alpha = 2.8 * a_{17.5} / a_{52.5}$, где α – угол между направлением на источник сигналов и осью 52.5-метрового лазерного деформографа, $a_{17.5}$ – амплитуда спектральной составляющей 17.5-метрового лазерного деформографа, $a_{52.5}$ – амплитуда спектральной составляющей 52.5-метрового лазерного деформографа. Конечно, мы учитывали то, что первичные микросейсм относятся к поверхностным волнам рэлеевского типа, которые имеют продольную поляризацию. Вторичные микросейсм относятся к волнам Лява, имеющим поперечную поляризацию. Это мы учитывали при вычислении направления на место генерации вторичных микросейсм (последний столбец таблицы 13.5).

Как мы видим из таблицы 13.5, несмотря на перемещение тайфуна относительно места расположения лазерных деформографов, пеленг, приведённый в таблице 13.5, с учётом погрешностей в определении амплитуд волнения по данным лазерных деформографов и не стационарности обрабатываемых рядов практически не изменялся. Где же это место генерации первичных и вторичных микросейсм, которое не зависит от места расположения тайфуна?

Для получения ответа на поставленный вопрос проанализируем некоторые данные, приведённые в таблице 13.6. Основные данные, приведённые в таблице 13.6, взяты из [32]. В столбцах таблицы приведена следующая информация: 1. Дата снятия информации при нахождении тайфуна в области в соответствии с рис. 13.16; 2. Параметры ветрового волнения в эпицентре наибольшего волнения (максимальные период волны и её высота); 3. Параметры ветрового вол-

нения у п-ова Гамова и о. Фуругельма (максимальный период волны и её высота); 4. Удаление эпицентра максимального ветрового волнения от места расположения лазерных деформографов; 5. Скорость ветровой волны при условии, что ветровая волна распространялась по глубокой воде, вычисленная по формуле $C^2 = g\lambda / 2\pi$, где C – скорость, λ – длина волны, T – период, или при $C = \lambda / T$, $C \approx gT / 2\pi$; 6. Время распространения указанной волны от эпицентра наибольшего волнения до места расположения измерительного полигона. Если сравнить данные, приведённые в третьем столбце таблицы 13.6, и наши данные, приведённые во втором столбце таблицы 13.1, то можно отметить, что они достаточно точно совпадают. Данные, приведённые во втором и третьем столбцах, мы взяли из карт волнения [33], которые приводились через каждые три часа. Периоды и амплитуды волн у побережья брались с примерным положением вблизи м. Гамова и о. Фуругельма. В таблице 13.7 приведены данные по периодам волнения у побережья, взятые из таблицы 13.6, а также данные, взятые из таблицы 13.5 в примерно такое же время. Это говорит о том, что действительно зарегистрированные лазерным деформографом первичные микросейсмы образованы в шельфовой области вблизи побережья, в которую попадают п-ов Гамова и о. Фуругельма. При этом направление на место наибольшей генерации относительно оси 52.5-метрового лазерного деформографа в среднем равно 27.4° . Учитывая, что ось 52.5-метрового лазерного деформографа относительно линии «север-юг» находится по часовой стрелке под углом 18° , можно утверждать, что относительно линии «север-юг» место генерации первичных микросейсм находится по направлению прямой линии, расположенной по часовой стрелке под углом 45.4° относительно линии «север-юг». Это место генерации первичных микросейсм можно найти по диаграмме, приведённой на рис. 13.18. Голубая линия – направление на зону генерации первичных микросейсм. Коричневая линия – направление на место генерации вторичных микросейсм. Учитывая, что место генерации первичных микросейсм находится на шельфе вблизи прибойной зоны, по рис. 13.17 можем найти эту зону. Эта зона находится на пересечении отмеченного направления с берегом. Таких зон может быть 2–3, но наиболее вероятно эта зона находится вблизи бухты Kyõngsõng-man, ограниченной двумя мысами Orang-dan с юга и Komalsan dan с севера. Возможно, у одного из этих мысов находится зона генерации первичных микросейсм максимальной амплитуды.

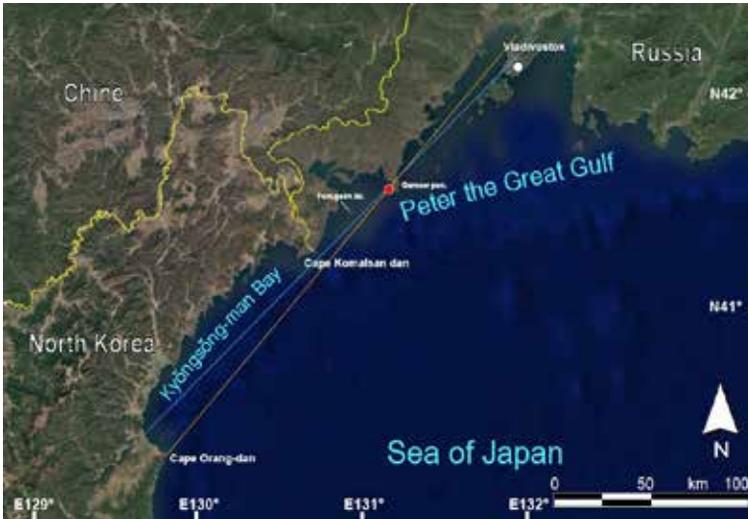


Рис. 13.18. Диаграмма направленности на зоны генерации микросейсм. Красный круг – место расположения лазерных деформографов

Небольшое внимание уделим данным, приведённым в таблице 13.6, которые мы получили с сайта <https://earth.nullschool.net> [32]. Некоторое недоумение вызывает то, что у побережья не зарегистрирована зыбь, пришедшая из зоны действия тайфунного вихря с большими периодами, 12 с. Если она регистрируется в эпицентре наибольшего ветрового волнения, то она обязана просто прийти и к побережью. При выходе из зоны действия штормового ветра ветровые волны, трансформировавшись в волны зыби, немного видоизменяются с потерей более короткопериодных возмущений, но длинные волны должны сохраниться и дойти до побережья без особой трансформации периода. Это несоответствие очень интересное и требует дальнейшего исследования.

Обратимся теперь к определению направления на место генерации вторичных микросейсм. В соответствии с классическим представлением опишем механизм образования вторичных микросейсм. Вторичные микросейсм образуются в результате переменного гидросферного давления, которое оказывает на дно стоячие морские волны. Стоячие морские волны образуются в результате нелинейного взаимодействия прогрессивных морских волн: 1) в тылу

движущегося циклона, 2) вблизи береговой зоны при нелинейном взаимодействии набегающей и отражённой от берега прогрессивных волн, 3) у тыльной (относительно открытого моря) части островов при нелинейном взаимодействии прогрессивных ветровых волн, которые вследствие рефракции обогнули остров с двух сторон. Период стоячих волн в два раза меньше периода прогрессивных волн. В соответствии с этим период вторичных микросейсм в два раза меньше периода соответствующих первичных микросейсм. Вторичные микросейсм относятся к волнам Лява и имеют поперечную поляризацию. По экспериментальным данным лазерных деформографов были определены периоды вторичных микросейсм и их амплитуды. Значения периодов вторичных микросейсм приведены в таблице 13.5. По полученным экспериментальным данным 17.5-метрового и 52.5-метрового лазерных деформографов и с учётом поляризации вторичных микросейсм было определено направление на предполагаемое место их образования, приведённое в таблице 13.5. Оно находится под углом 22.4° по часовой стрелке относительно оси 52.5-метрового лазерного деформографа или 40.4° по часовой стрелке относительно линии «север-юг». Учитывая небольшое расхождение в направлениях на место образования первичных и вторичных микросейсм, можно утверждать, что места их генераций находятся примерно в одной зоне.

Теперь обсудим вопрос, который, конечно, всех интересует. Морские волны, порождённые конкретным циклоном, распространяются от места генерации в различных направлениях. И при взаимодействии с дном генерируют везде микросейсм. Почему же мы выбрали одно генеральное направление на место возникновения микросейсм? Правильно ли это? С вторичными микросейсмками вроде бы всё понятно. Как мы помним, они возникают в результате воздействия стоячих морских волн на дно. Образование стоячих морских волн в тылу движущегося циклона – это крайне редкий случай. Необходимо, чтобы скорость движения циклона была значительно больше волн зыби, порождённых им раньше, для того, чтобы циклон обогнал данные ветровые волны (или волны зыби), возбудил другие ветровые волны, которые при распространении к ранее сформированным ветровым волнам и при взаимодействии с ними образовали стоячие морские волны. Редчайшее событие, которое мы не нашли в литературе при описании каких-то экспериментов. Отражение от берега. Как правило, отражённая от вертикального берега волна имеет амплитуду не

более 5 % от падающей волны. При взаимодействии набегающей и отражённой волн образуется стоячая волна небольшой амплитуды (корень квадратный из произведения амплитуд). Особняком стоит третий случай – образование стоячей волны в результате нелинейного взаимодействия прогрессивных ветровых волн, обогнувших остров с двух сторон и вследствие рефракции идущих навстречу друг другу. При таком механизме амплитуда данных будет сравнима с амплитудами падающих волн. И вторичные микросейсмы, возникшие при этом механизме, будут иметь наибольшую амплитуду, которая будет значительно больше амплитуд вторичных микросейсм, образованных при втором механизме. Наличие островов на нашем генеральном направлении на место генерации микросейсм позволяет нам утверждать, что третий механизм работает. При генерации первичных микросейсм амплитуда их будет выше там, где амплитуда волн зыби выше. Кроме того, надо учитывать батиметрию, учитывать изменение глубины моря при распространении волны по шельфу. Величина микросейсм будет там выше, где происходит резкое изменение глубины, особенно в прибойной зоне. Но если взглянуть на верхний график рис. 13.5, то можно отметить, что спектр первичных микросейсм растянут по оси абсцисс, имеет несколько пиков. Это свидетельствует и о том, что лазерный деформограф зарегистрировал первичные микросейсмы не с одной, а с нескольких зон, но наибольший максимум среди первичных микросейсм соответствует вычисленному направлению

Теперь обратим внимание на диапазон микросейсм «голоса моря», которые генерируются проходящими тайфунами и регистрируются лазерными деформографами и широкополосным сейсмографом [34]. Проанализируем данные лазерных деформографов в этом диапазоне частот при прохождении тайфуна, рассмотренного выше (Хагупит), а также двух тайфунов 2015 года – Чан-Хом и Матмо, треки движения которых приведены на рис. 13.19

Тайфун Хагупит прошёл по Японскому морю вдоль Приморского края 06–07.08.2020, центр его вышел в Японское море с Корейского полуострова в Восточно-Корейский залив. Перед этим выходом боковой хвост вихря протянулся от Корейского пролива до места выхода в Японское море. После выхода тайфуна в Японское море появилось мощное ветровое воздействие в обратном направлении. Тайфун переместился в центральную часть Японского моря менее чем за 6 ч., не создав там значительных волн. По данным двухкоординатного ла-

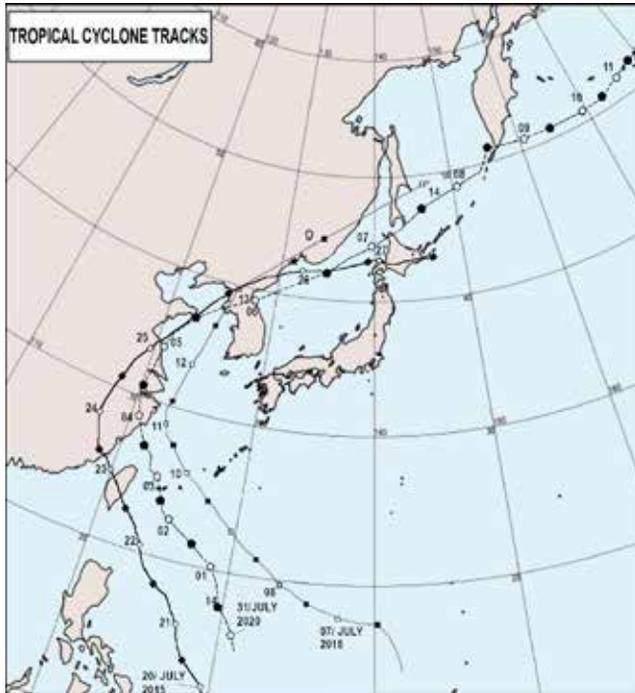


Рис. 13.19. Комплексная карта треков тайфунов, где:
 ★ – мыс Шульца; ■ – тайфун Чан-Хом; ◆ – тайфун Матмо;
 ● – тайфун Хагупит

зерного деформографа было установлено, что микросейсмы «голоса моря» наблюдались меньше суток, места генерации которых приведены на рис. 13.20, согласно которому область генерации микросейсм «голоса моря» с течением времени перемещалась по восточному побережью Корейского полуострова.

Тайфун Матмо при выходе в Японское море растратил большую часть своей энергии над юго-восточным азиатским регионом, но имел еще достаточно энергии для генерации ветровых волн в Японском море. Он снова набрал силу при переходе через Японское море. Приблизившись к островам Японии, тайфун принял упорядоченную форму вблизи японских островов и задержался у западного побережья японского острова Хоккайдо. Все это время, в интервале 26–27.07.2014, вплоть до момента прекращения влияния тайфуна на



Рис. 13.20. Области генерации микросейсм «голоса моря». 1, 2, 3, 4 – последовательные (по времени) области генерации микросейсм «голоса моря». Красной звёздочкой указано место расположения двухкоординатного лазерного деформографа

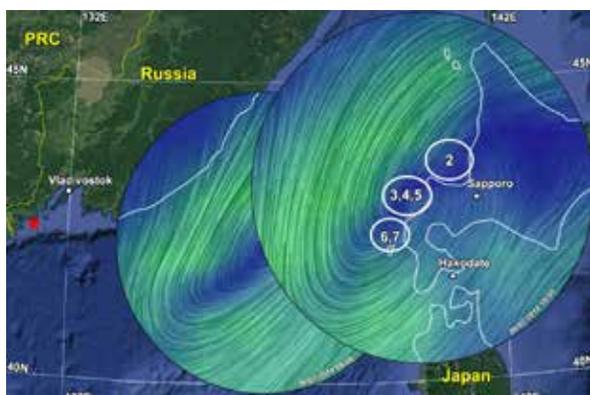


Рис. 13.21. Области генерации микросейсм «голоса моря». 2–7 – последовательные (по времени) области генерации микросейсм «голоса моря». Красной звёздочкой указано место расположения двухкоординатного лазерного деформографа

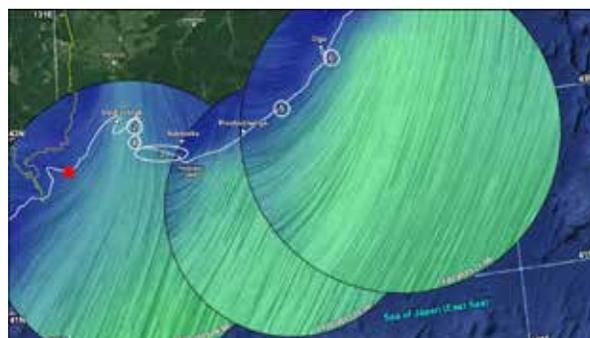


Рис. 13.22. Области генерации микросейсм «голоса моря». 2–6 – последовательные (по времени) области генерации микросейсм «голоса моря». Красной звёздочкой указано место расположения двухкоординатного лазерного деформографа

Японское море, наблюдался сигнал микросейсм «голоса моря». По данным двухкоординатного лазерного деформографа были определены области генерации микросейсм «голоса моря», последовательность перемещения которых приведена на рис. 13.21.

Третий тайфун, Чан-Хом, оказал существенное воздействие на Японское море 13–14 июля 2015 г. Появление микросейсм «голоса моря» начинается после пересечения центра вихря тайфуна береговой линии при начавшемся сильном ветровом воздействии тыльной части циклона в область залива Петра Великого. По данным двухкоординатного лазерного деформографа были определены области генерации микросейсм «голоса моря», последовательность перемещений которых приведена на рис. 13.22.

По рисункам 13.19, 13.20 и 13.21 и при анализе спутниковых данных следует, что тайфун последовательно перемещался вдоль побережья Корейского полуострова (рис. 13.19), острова Хоккайдо (рис. 13.20) и Приморского края (рис. 13.21), генерируя при своём распространении звуковые волны «голоса моря», которые, в свою очередь, генерировали микросейсм «голоса моря». Таким образом, определяя направление на зоны образования микросейсм «голоса моря», мы можем определять направление на зоны наибольшей энергоёмкости тайфунов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bondur V.G., Krapivin V.F. Space Monitoring of Tropical Cyclones. Moscow: Scientific World. Publishing House, 2014. 508 p.
2. Bondur V.G., Pulinets S.A. Effect of Mesoscale Atmospheric Vortex Processes on the Upper Atmosphere and Ionosphere of the Earth. // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2012. Vol. 48, No. 9. PP. 871–878. DOI: 10.1134/S0001433812090034.
3. Bondur V.G., Pulinets S.A., Kim G.A. Role of variations in galactic cosmic rays in tropical cyclogenesis: evidence of Hurricane Katrina // *Doklady Earth Sciences*. 2008. Vol. 422, No. 7. PP. 1124–1128. DOI: 10.1134/S1028334X08070283.
4. Bondur V.G., Pulinets S.A., Uzunov D. Vozdeystvie krupnomasshtabnyh atmosferynyh vihrevykh protsessov na ionosferu na primere uragana Katrina (Ionospheric effect of large-scale atmospheric vortex by the example of hurricane Katrina) // *Issledovanie Zemli iz kosmosa*. 2008. No. 6. PP. 3–11 (In Russian).
5. Wiechert E. Verhandlungen der zweiten Internationalen Sismologischen Konferenz. *Gerl. Beitr. Geophys. Ergänzungsband*. 1904. Vol. 2. PP. 41–43.
6. Longuet-Higgins M.S. A theory of the origin of microseisms // *Philos. Trans. Roy. Soc. London. A, Math. Phys. Sci*. 1950. Vol. 243. PP. 1–35.

7. Hasselmann K.A. A statistical analysis of the generation of microseisms // Rev. Geophysics. 1963. 1 (2). 177–210. DOI: 10.1029/RG001i002p00177.
8. Benioff H. and Gutenberg B. Waves and currents recorded by electromagnetic barographs. // Bull. Amer. Meteorological Soc. Dec. 1939. Vol. 20. PP. 421–426.
9. Donn W.L. and Naini B. Sea wave origin of microbaroms and microseisms // J. Geophys. Res. Jul. 1973. Vol. 78, No 21. PP. 4482–4488.
10. Willis M. Infrasonic observations of open ocean swells in the pacific: Deciphering the song of the sea // Geophys. Res. Lett., 2004. Vol. 31, No. 19. Art. no. L19303. DOI:10.1029/2004GL020684.
11. Hetzer C.H., Waxler R., Gilbert K.E., Talmadge C.L., Bass H.E. Infrasonic observations from hurricanes: Dependence on the ambient ocean surface wave field // Geophys. Res. Lett. Jul. 2008. Vol. 35, No. 14, Art. no. L14609. DOI: 10.1029/2008GL034614.
12. Dolgikh G.I. and Mukomel D.V. Dependence of microseism variation periods upon the cyclone propagation velocity and direction // Doklady Earth Sci., Jan. 2004. Vol. 394, No. 1. PP. 141–144.
13. Dolgikh G., Budrin S. and Dolgikh S. Fluctuations of the sea level, caused by gravitational and infra-gravitational sea waves // Journal of Marine Science and Engineering, 2020. Vol. 8(10), No. 796. DOI: 10.3390/jmse8100796.
14. Garcés M., Hetzer C., Merrifield M., Willis M., Aucan J. Observations of surf infrasound in Hawai'i: Surf Infrasound // Geophys. Res. Lett., Dec. 2003. Vol. 30, No. 24. P. 2264. DOI: 10.1029/2003GL018614.
15. Le Pichon A. Infrasonic from ocean waves observed in Tahiti // Geophys. Res. Lett., 2004. Vol. 31, No. 19. Art. no. L19103. DOI: 10.1029/2004GL020676.
16. Park J., Garcés M., Fee D., Pawlak G. Collective bubble oscillations as a component of surf infrasound // J. Acoust. Soc. Amer., May 2008. Vol. 123, No. 5. PP. 2506–2512. DOI: 10.1121/1.2885743.
17. Garcés M. et al. Infrasonic from large surf // Geophys. Res. Lett., 2006. Vol. 33, no. 5. Art. No. L05611. DOI: 10.1029/2005GL025085.
18. Arrowsmith S. Observations of infrasonic from surf in southern California // Geophys. Res. Lett., May 2005. Vol. 32, No. 9. Art. no. L09810, doi:10.1029/2005GL022761.
19. Shuleikin V.V. On Sea Voice // CR Acad. Sci. USSR. 1935. Vol. 3, No. 8. P. 259.
20. Garcés M. et al., Infrasonic from large surf // Geophys. Res. Lett. 2006. Vol. 33, no. 5. Art. No. L05611. DOI: 10.1029/2005GL025085
21. Perepelkin V.G., Kulichkov S.N., Chunchuzov I.P., Repina I.A. On experience in recording the voice of the sea in the water area of the black sea // Izvestiya, Atmos. Ocean. Phys. Nov. 2015. Vol. 51, No. 6. PP. 716–728. DOI: 10.1134/S0001433815050102.
22. Perepelkin V.G., Chunchuzov I.P., Kulichkov S.N., Popov O.E., Repina I.A. Analyzing conditions for the occurrence of the voice of the sea on the basis of infrasonic measurements // Izvestiya, Atmos. Ocean. Phys. Jan. 2019. Vol. 55, No. 1. PP. 73–85. DOI: 10.1134/S0001433819010079.
23. Dolgikh G.I., Gusev E.S., Chupin V.A. The nature of the “Voice of the sea” // Doklady Earth. Sci. 2018. Vol. 481, No. 1. PP. 33–38.
24. Dolgikh G.I., Chupin V.A., Gusev E.S. Microseisms of the “Voice of the sea” // IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2020. Vol. 17, No. 5. PP. 750–754. DOI: 10.1109/LGRS.2019.2931325

-
25. Japan Meteorological Agency. [Online]. Available: http://www.jma.go.jp/jma/jma-eng/jma-center/rsmc-hp-pub-eg/besttrack_viewer_2010s.html
 26. Himawari 8 Data Archive, GMS/GOES9/MTSAT Data Archive for Research and Education. [Online]. Available: <http://weather.is.kochi-u.ac.jp/archive-e.html>
 27. Earth: A Global Map of Wind, Weather and Ocean Conditions. [Online]. Available: <https://earth.nullschool.net>
 28. Dolgikh G.I., Kovalev S.N., Koren' I.A., Ovcharenko V.V. A two-coordinate laser strainmeter // *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*. 1988. Vol. 34, No. 11. P. 946–950.
 29. Dolgikh G.I. Principles of designing single-coordinate laser strainmeters // *Technical Physics Letters*. 2011. Vol. 37, No. 3. P. 204–206.
 30. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., Kovalyov S.N. et al. Super-low-frequency laser instrument for measuring hydrosphere pressure variations // *Journal of Marine Science and Technology*. 2009. Vol.14, No. 4. P. 480–488. DOI: 10.1007/s00773-009-0062-5.
 31. Carl W. Ebeling and Seth Stein. Seismological Identification and Characterization of a Large Hurricane // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2011. Vol. 101, No. 1. PP. 399–403. DOI: 10.1785/0120100175.
 32. Abbott B.P. et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) (15 June 2016). GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence // *Physical Review Letters*. 2016. 116 (24): 241103. arXiv:1606.04855. Bibcode: 2016PhRvL.116x1103A. doi:10.1103/PhysRevLett.116.241103. PMID 27367379. S2CID 118651851.
 33. Earth: a Global Map of Wind, Weather and Ocean Conditions. [Online]. Available: <https://earth.nullschool.net>.
 34. Dolgikh G.I., Chupin V.A., Gusev E.S., Timoshina G.A. Cyclonic process of the “voice of the sea” microseism generation and its remote monitoring // *Remote Sensing*. 2021. V. 13(17). P. 3452.

Известно, что одним из самых опасных катастрофических явлений Земли является цунами, которое приносит значительный ущерб человечеству и жертвы. В качестве характерного примера можно привести цунами, которое возникло 26 декабря 2004 года в Индийском океане и унесло жизни более 283 000 человек. Оно было вызвано мощным землетрясением с максимальным значением магнитуды около 9.3 [1]. От действия цунами страдают различные регионы планеты, но в наибольшей степени это касается Японии. Учитывая, в какой степени Япония подвержена воздействию землетрясений и цунами, а также её высокое научно-техническое развитие, можно ожидать, что в данном регионе планеты будут сосредоточены передовые научно-технические разработки, направленные на прогноз возникновения и развития землетрясений и цунами. Если проблема краткосрочного прогноза землетрясений далека от своего решения, то задача обнаружения момента возникновения цунами кажется вполне решаемой. Японские острова и окружающие их акватории «напичканы» различными сейсмостанциями, GPS-приёмниками, донными сейсмостанциями и высокоточными измерителями уровня моря/океана. Но тем не менее, события 2011 года в ещё большей степени «оголили» проблемы краткосрочного прогноза цунами.

В настоящее время традиционный метод краткосрочного прогнозирования цунами основан на сейсмологической информации (магнитуде землетрясения, времени главного толчка и местоположении эпицентра) [2]. Магнитуда землетрясения, превышающая установленное пороговое значение, которое различается для разных цунамигенных зон, обычно приводит к выдаче предупреждения о цунами. Такой подход, основанный на «магнитудно-географическом принципе», прост: он обеспечивает небольшое количество пропусков цунами, но и даёт ложные тревоги. Большинство действующих систем раннего преду-

предупреждения о цунами основано на сейсмических данных. Так Тихоокеанский центр предупреждения о цунами (PTWC) использует сейсмические данные совместно с данными о длиннопериодных волнах (W-фаза) для глобального предупреждения о цунами Тихоокеанского региона [3]. Еще одним центром предупреждения цунами является Японское метеорологическое агентство (JMA), которое предоставляет локальное предупреждение о цунами в течение 3 минут после землетрясений ближнего поля при анализе сейсмических данных [4], а затем обновляет предупреждение с использованием данных о форме сейсмических волн и данных о цунами [5]. W-фаза появляется в записях сейсмических приборов между P-волнами и S-волнами и может использоваться для оценки сейсмического момента, местоположения эпицентра и механизма разлома. Эффективность инверсии W-фазы уже была продемонстрирована во многих работах и активно используется центрами предупреждения цунами [6, 7].

Недавно были предложены два независимых подхода для определения энергии источника цунами: один основан на данных Deep Ocean Assessment and Reporting of Tsunamis (DART) во время распространения цунами, а другой основан на наземной прибрежной системе глобального позиционирования (GPS) при генерации цунами. Подход GPS учитывает динамический процесс землетрясения, подход инверсии DART обеспечивает фактическую оценку энергии цунами, распространяющихся волн цунами. Оба подхода приводят к согласованным энергетическим шкалам для изученных цунами. Воодушевленные этими многообещающими результатами, в работе [11] изучен подход к определению энергии источника цунами в реальном времени, объединив эти два метода. На первой стадии определяется источник цунами по глобальной сети GPS сразу после землетрясения с целью раннего предупреждения в ближней зоне. Затем по ближайшим измерениям DART уточняется энергия цунами с целью повышения точности прогнозов или отмены тревоги. Комбинация этих двух сетей реального времени может предложить привлекательную возможность для раннего определения угрозы цунами с целью спасения большего числа жизней и ранней отмены предупреждений о цунами с целью недопущения ненужных ложных тревог. За последнее десятилетие количество датчиков в открытом океане, способных анализировать информацию о проходящем цунами, неуклонно увеличивалось, особенно благодаря национальным кабельным сетям и международным

усилиям, таким как системы DART. Полученная информация анализируется с целью предупреждения цунами. Большинство текущих предупреждений, которые включают цунами, направлены на районы средней и дальней зоны. В работе [11] сформулированы основные направления выполнения исследований с использованием систем DART и GPS. Но сбой данной системы в Индийском океане, при котором было пропущено мощное цунами, вверг в уныние некогда оптимистически настроенных учёных.

Для раннего предупреждения цунами могут использоваться различные методы, в том числе методы, основанные на космическом мониторинге сейсмоопасных территорий [9–11].

Необходимо отметить, что цунами могут быть вызваны не только землетрясениями, но и подводными оползнями, вулканической деятельностью, да и просто обрушением горных массивов в море [12].

Впервые при регистрации цунамигенного землетрясения была зарегистрирована деформационная аномалия, которая на записи лазерного деформографа имела форму деформационного скачка, возникшего после начала землетрясения [13]. Далее этот результат был обобщён в работе [14], на основании чего были заложены перспективы создания деформационного метода определения цунамигенности землетрясений. Перспективность данного метода связана с тем, что его развитие позволит, как мы предполагаем, на планетарных расстояниях дистанционно определять характер движения отдельностей морской земной коры, приводящих в движение огромные массы воды, вырождающиеся при своём развитии в цунами. Ясно, что колебания, зарождающиеся в очаге землетрясения, не вызывают цунами. Данные колебания связаны с параметрами разрыва сплошности, т.е. с его геометрическими размерами и упруго-пластинчатыми деформациями. Как правило, эти колебания лежат в диапазоне от первых минут до десятка секунд. Они никогда цунами не вызовут. Только быстрые перемещения огромных масс морской земной коры, которые, к сожалению, не регистрируются любыми широкополосными сейсмографами, приводят к генерации цунами.

В настоящей главе мы рассмотрим особенности появления деформационных аномалий, сопутствующих (сопровождающих) цунами, на нескольких примерах с описанием физических механизмов их возникновения и развития. Перспективность развития данного направления связана с тем, что скорости таких деформационных анома-

лий более чем на порядок выше скорости распространения цунами, что крайне важно для служб предупреждения.

14.1. РЕГИСТРАЦИЯ ДЕФОРМАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ ЦУНАМИГЕННЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Лазерным деформографом, работающим с 2000 года, было зарегистрировано много цунамигенных и нецунамигенных землетрясений. Особое отличие в поведении записей цунамигенного землетрясения от нецунамигенного землетрясения рассмотрим на примере двух нижеописанных землетрясений. Первое мощное цунамигенное землетрясение, произошло 26 декабря 2004 г., а второе, нецунамигенное землетрясение, произошло 04 августа 2000 г. Эпицентр первого цунамигенного землетрясения находился в точке с координатами 3.30 N 95.87° E, на расстоянии около 160 км к западу от Суматры, на глубине 30 км от уровня моря. Расстояние от эпицентра землетрясения до места установки лазерного деформографа составило примерно 5600 км. Запись лазерного деформографа с характерным сигналом от цунамигенного землетрясения приведена на рис. 14.1. На записи видна мощная деформационная аномалия, возникшая через небольшое время от начала землетрясения с амплитудой около 59.3 мкм. Амплитуда данной аномалии значительно больше амплитуды суточного прилива, наблюдаемого в месте расположения прибора. На рис. 14.1 начало землетрясения отмечено стрелкой. Сигнал цунамигенного землетрясения был зарегистрирован лазерным деформографом через 19 мин 54 с после начала землетрясения.

При анализе динамической спектрограммы, представленной на рис. 14.1 (нижний), установлено, что периоды основных колебаний, вызванных землетрясением, постепенно уменьшаются от 30 до 14 с. Зная соотношение, связывающее скорость распространения упругих волн с периодом колебаний, величину изменения периода основных колебаний и время, за которое это изменение произошло, можно определить расстояние до места землетрясения. На динамической спектрограмме также присутствует сильное возмущение в низкочастотной области.

Можно отметить, что результаты обработки данных космического мониторинга, проведенного после этого катастрофического цуна-

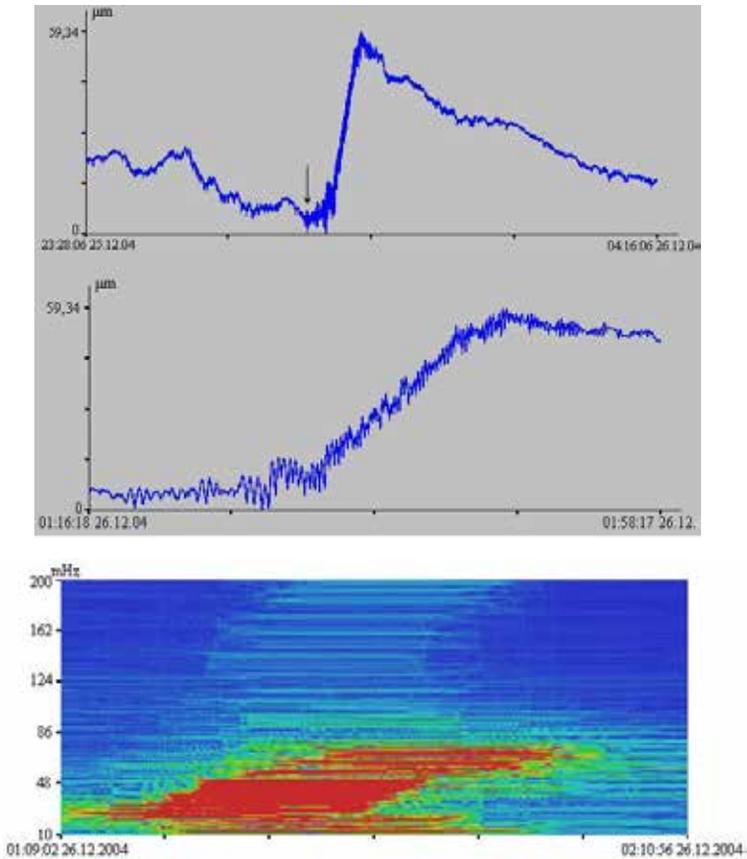


Рис. 14.1. Фрагмент записи 52.5-метрового лазерного деформографа за декабрь 2004 года (верхний), увеличенный фрагмент записи лазерного деформографа (средний) и динамическая спектрограмма записи лазерного деформографа (нижний). По оси абсцисс указано всемирное время

мигненного землетрясения, показали, что за 4–5 дней до него наблюдались ионосферные аномалии, регистрируемые путем анализа данных спутниковой навигационной системы GPS. Эти аномалии проявлялись в изменениях профилей электронной концентрации [11], а также в изменении общего содержания электронов (ТЕС) в ионосфере в районе Суматры [10]. При этом использование геомеханической модели [18] для этого региона показало, что зарегистрированное повышение атмосферного давления привело к повышению напряженно-деформа-

ционного состояния земной коры и приблизило его к пределу прочности перед суматринским землетрясением [10].

В качестве примера нецунамигенного землетрясения рассмотрим запись 52.5-метрового лазерного деформографа за август 2000 г. (рис. 14.2, верхний). В данное время было зарегистрировано землетрясение, которое произошло 04.08.2000 в 21:13:05 (далее везде время всемирное) в точке с координатами 48.85 N и 142.42 E на глубине 33 км с магнитудой 7.1. На записи выявлены колебания с периодами около 16 с, характерные для землетрясения, а деформационного скачка не обнаружено. На динамической спектрограмме, приведенной на рис. 14.2 (нижний), видно, что амплитуды колебаний в диапазоне периодов около 16 с значительно больше амплитуд колебаний в низкочастотной области.

Анализ записей лазерного деформографа цунамигенного и нецунамигенного землетрясений показал, что регистрация деформационного скачка характерна только для цунамигенного землетрясения.

В дальнейшем изучим некоторые особенности появления и развития деформационных аномалий в момент генерации цунами по трём цунамиопасным регионам: Индонезия, Чили, западное побережье Северной Америки, Япония.

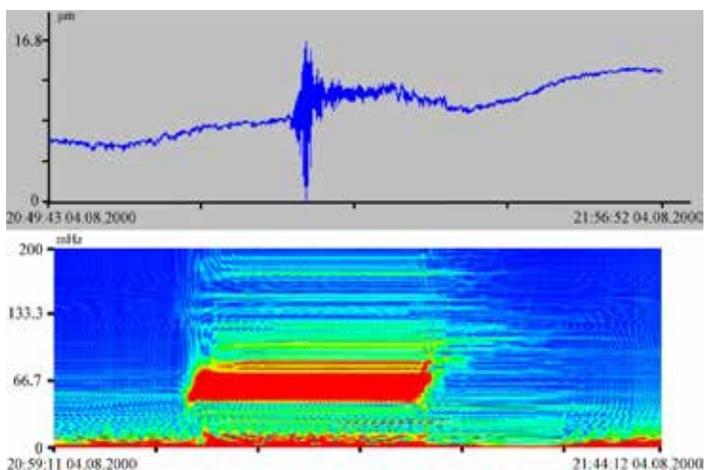


Рис. 14.2. Фрагмент записи 52.5-метрового лазерного деформографа за август 2000 года (верхний) и динамическая спектрограмма записи лазерного деформографа (нижний)

14.1.1. Землетрясения в Индонезии

Первое мощное землетрясение произошло 11.04.2012 в 08:38:36 на западном побережье северной Суматры (Индонезия) в точке с координатами 2.327°N 93.063°E, на глубине 20 км с магнитудой 8.6. Максимально зарегистрированная высота волны цунами составила 1.08 м. Расстояние от эпицентра землетрясения до места установки лазерного деформографа более 5800 км. Сигнал этого землетрясения был зарегистрирован на записях лазерного деформографа почти через 18 мин в 08:55:39. Средняя скорость распространения упругой волны составила 5.66 км/с. На динамической спектрограмме (рис. 14.3а) выделяются колебания с периодами от 30 до 14 с, характерные для землетрясения. Также присутствует сильное возмущение в более низкочастотной области.

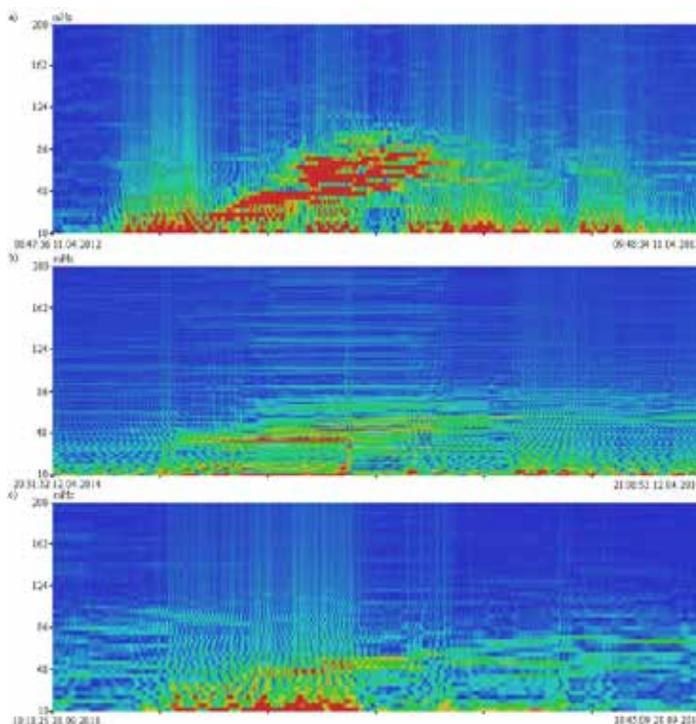


Рис. 14.3. Динамические спектрограммы записей 52.5-метрового лазерного деформографа за апрель 2012 года (а), апрель 2014 года (б) и сентябрь 2018 года (с)

На динамической спектрограмме записи лазерного деформографа (рис. 14.3b) выделяется сигнал землетрясения, произошедшего 12.04.2014 в 20:14:39 в точке с координатами 11.270°S 162.148°E вблизи Соломоновых островов, на глубине 22.6 км с магнитудой 7.6. В прибрежной зоне высота цунами достигла 0.5 м. Сигнал землетрясения на лазерном деформографе, установленном на расстоянии более 6700 км, был зарегистрирован почти через 20 мин в 20:33:58. Для этого землетрясения средняя скорость составила 5.58 км/с. На динамической спектрограмме записи лазерного деформографа, представленной на рис. 14.3b, амплитуда сигнала землетрясения меньше, чем в предыдущем случае, но на ней также присутствуют колебания в диапазоне периодов от 30 до 14 с.

Следующее из рассмотренных землетрясений – это землетрясение, которое произошло 28.09.2018 в 10:02:45 с магнитудой 7.5 и с высотой волны цунами около 11 м. Эпицентр землетрясения находился в точке с координатами 0.256°S 119.846°E на глубине 20 км, на расстоянии более 4800 км от места установки лазерного деформографа. Расчетная средняя скорость поверхностной упругой волны равна 5.49 км/с. На динамической спектрограмме записи лазерного деформографа (рис. 14.3c) сигнал землетрясения был зарегистрирован через 15 мин в 10:17:19. На спектрограмме присутствуют колебания около 20 с, характерные для землетрясений такой магнитуды. Из анализа динамических спектрограмм трех землетрясений, произошедших в Индонезии, следует, что наряду с колебаниями самого землетрясения, которые просто «трясут» землю, проявляются возмущения в более низкочастотной области.

На рис. 14.4 представлены участки записей лазерного деформографа в момент регистрации трех землетрясений в Индонезии. На всех рисунках присутствует деформационный скачок, характерный для цунамигенных землетрясений. Так на рис. 14.4 (а, b, c) красным обозначена средняя линия направления записи лазерного деформографа при отсутствии скачка, но в момент землетрясения запись отклонилась от своего естественного поведения (наблюдается деформационная аномалия – скачок деформации), что и свидетельствует о цунамигенности землетрясения.

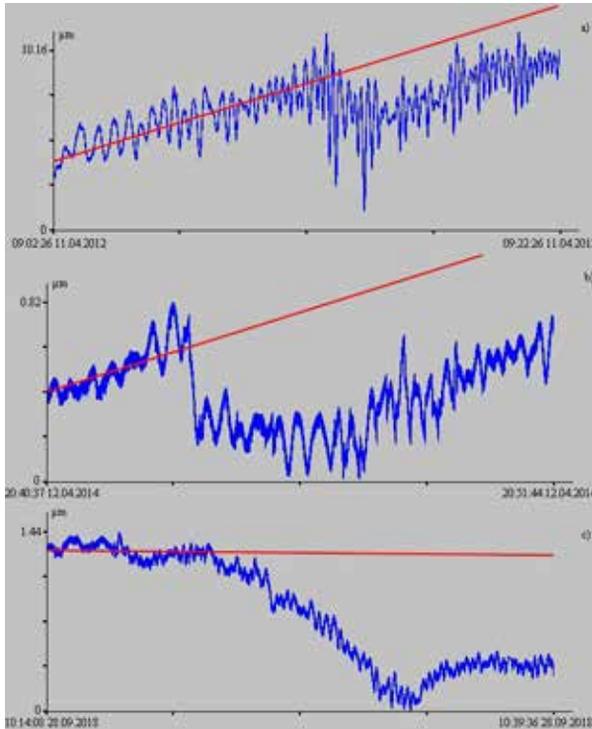


Рис. 14.4. Участки записей 52.5-метрового лазерного деформографа за апрель 2012 года (а), апрель 2014 года (б) и сентябрь 2018 года (с)

14.1.2. Землетрясения в Чили

На записях 52.5-метрового лазерного деформографа было выделено три сильных землетрясения, произошедших вблизи побережья Чили в период с 2010 по 2018 гг. Первое землетрясение произошло 27.02.2010 в 06:34:11 на северо-западном побережье Чили в точке с координатами 36.122°S 72.898°W на глубине 22.9 км, максимальная высота катастрофического цунами была 29 м. Расстояние от эпицентра землетрясения до места установки лазерного деформографа более 17800 км. На записи 52.5-метрового лазерного деформографа сигнал этого землетрясения был зарегистрирован в 07:19:00. Рассчитаем среднюю скорость распространения упругой волны, она равна 6.77 км/с. При анализе динамической спектрограммы (рис. 14.5а) за-

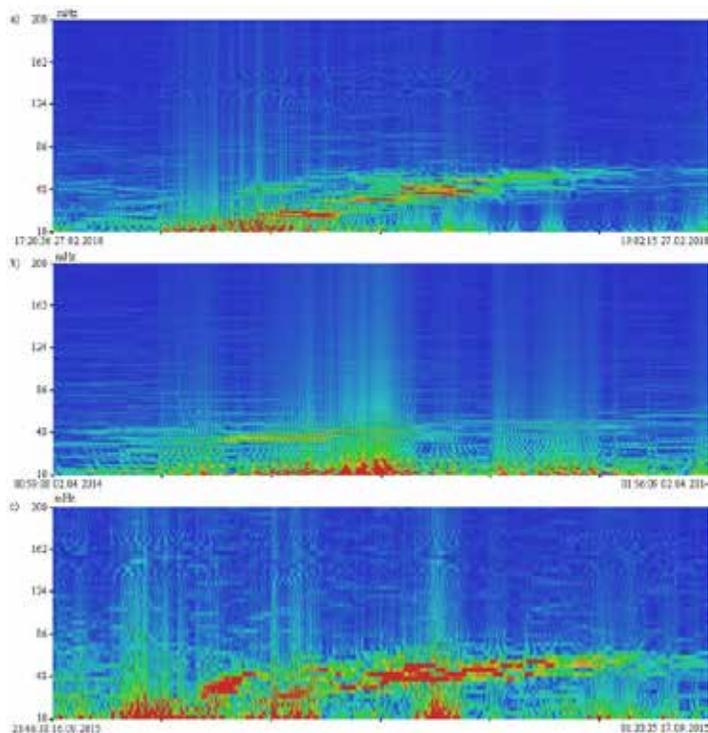


Рис. 14.5. Динамические спектрограммы записей 52.5-метрового лазерного деформографа за февраль 2010 года (а), апрель 2014 года (б) и сентябрь 2015 года (с)

писи прибора во время этого землетрясения были выявлены не только колебания, характерные для землетрясения, но и возмущения в более низкочастотной области.

Проанализируем динамические спектрограммы участков записей 52.5-метрового лазерного деформографа за апрель 2014 года и сентябрь 2015 года. В это время произошли два сильных цунамигенных землетрясения вблизи северо-западного побережья Чили. 01.04.2014 в 23:46:47 произошло сильное землетрясение в точке с координатами 19.610°S 70.769°W на глубине 25 км, с высотой волны цунами у берега 4.6 м. Сигнал этого землетрясения был зарегистрирован лазерным деформографом, установленным на расстоянии более 16700 км, 02.04.2014 в 00:24:10. 16.09.2015 в 22:54:32 произошло сильное зем-

летрясение, эпицентр которого находился в точке с координатами 31.573°S 71.674°W на глубине 22.4 км. В результате происшедшего землетрясения образовалось цунами высотой 13.6 м. На записи лазерного деформографа, расположенного на расстоянии около 17650 км, сигнал этого землетрясения был зарегистрирован в 23:45:01. Для этих землетрясений средняя скорость распространения упругой волны составляет 7.44 км/с и 6.47 км/с, соответственно. На динамических спектрограммах записей лазерного деформографа этих землетрясений (рис. 14.5b и c) присутствуют колебания с периодами около 20 с, характерные для землетрясений такой магнитуды. Кроме того, отмечены возмущения в более низкочастотной области.

При анализе записей лазерного деформографа в момент регистрации этих землетрясений были выявлены деформационные скачки. На

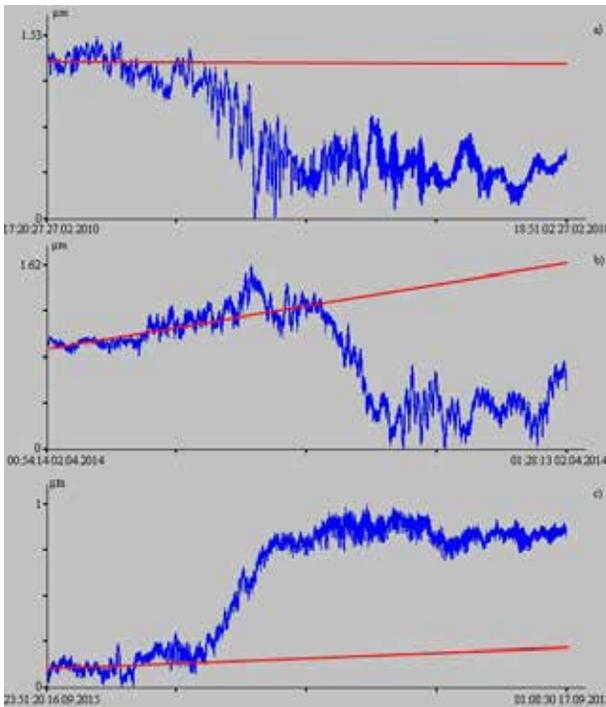


Рис. 14.6. Фрагменты записей 52.5-метрового лазерного деформографа за февраль 2010 года (а), апрель 2014 года (б) и сентябрь 2015 года (с)

рис. 14.6 (а, b, с) представлены фрагменты записей этих землетрясений, где красной линией обозначено среднее направление записи лазерного деформографа, а отклонение от этой линии в момент регистрации сейсмических волн и свидетельствует о цунамигенности землетрясения (наличие деформационной аномалии – скачка деформации).

14.1.3. Землетрясения на западном побережье Северной Америки

Первое мощное землетрясение произошло 28.10.2012 в 03:04:08 на юго-западном побережье Канады в точке с координатами 52.788°N 132.101°W на глубине 14 км с магнитудой 7.8 и высотой цунами на шельфе 12.98 м. Расстояние от эпицентра землетрясения до места установки лазерного деформографа почти 6800 км. Сигнал этого землетрясения был зарегистрирован на записях лазерного деформографа почти через 19 мин в 03:23:13. Для этого землетрясения средняя скорость распространения упругой волны составляет 5.94 км/с. На динамической спектрограмме (рис. 14.7а) выделяются колебания с периодами от 30 до 14 с, характерные для землетрясения такой магнитуды, а также присутствует сильное возмущение в более низкочастотной области.

На рис. 14.7б представлена динамическая спектрограмма фрагмента записи лазерного деформографа за 05.01.2013, где выделяется цунамигенное землетрясение, произошедшее в 08:58:14 у берегов Аляски, США. Землетрясение с магнитудой 7.5 произошло в точке с координатами 55.228°N 134.859°W на глубине 8.7 км, в результате чего образовалось цунами с максимальной высотой 1.5 м. Сигнал этого землетрясения на записях лазерного деформографа был выявлен в 09:16:31. Лазерный деформограф расположен в 6500 км от эпицентра. На динамической спектрограмме записи лазерного деформографа (рис. 14.7б) присутствуют как колебания в диапазоне периодов от 30 до 14 с, так и возмущения в более низкочастотной области. Еще одним из рассмотренных землетрясений является землетрясение, произошедшее возле берегов Мексики 08.09.2017 в 04:49:19 с магнитудой 8.2. После него возникла цунами высотой 2.7 м. Эпицентр землетрясения находился в точке с координатами 15.022°N 93.899°W на глубине 47.4 км, на расстоянии 12150 км от места установки лазер-

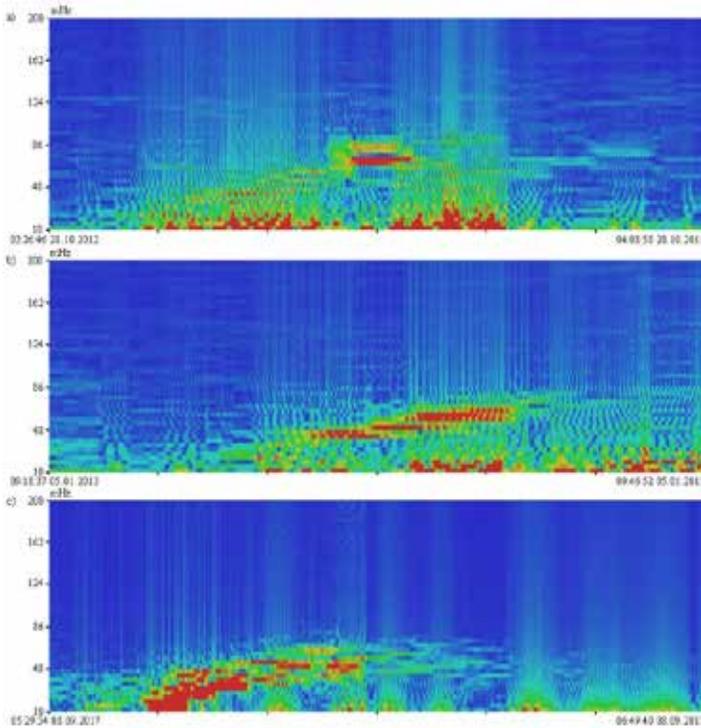


Рис. 14.7. Динамические спектрограммы записей 52.5-метрового лазерного деформографа за октябрь 2012 года (а), январь 2013 года (б) и сентябрь 2017 года (с)

ного деформографа. Рассчитаем среднюю скорость распространения упругих волн. Для землетрясения 2013 года она равна 5.92 км/с, а для землетрясения 2017 года – 5.48 км/с. На динамической спектрограмме записи лазерного деформографа (рис. 14.7с) сигнал землетрясения был зарегистрирован в 05:34:28. На спектрограмме наряду с колебаниями от землетрясения с периодами от 30 до 14 с присутствуют возмущения в более низкочастотной области.

На рис. 14.8 (а, б, с) представлены фрагменты записей лазерного деформографа в момент регистрации трех землетрясений, происшедших на западном побережье Северной Америки. На всех рисунках присутствует деформационный скачок, характерный для цунамигенных землетрясений. На рисунке красным обозначена средняя линия

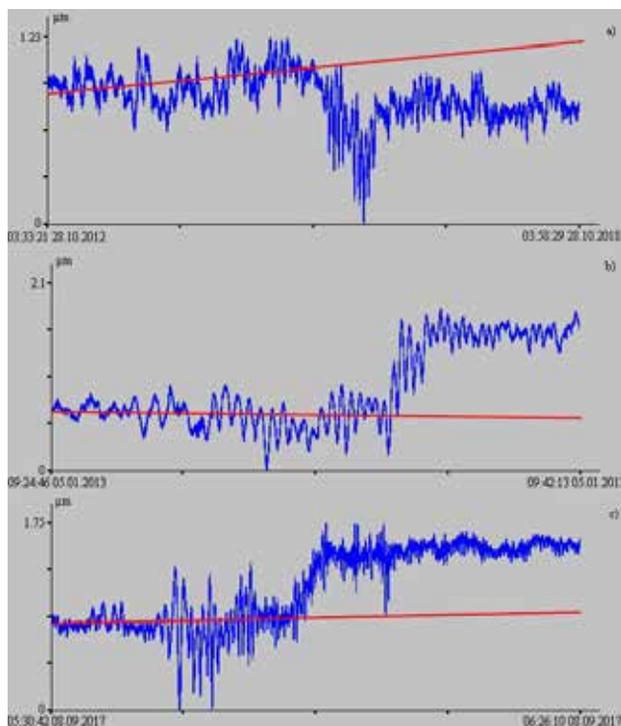


Рис. 14.8. Фрагменты записей 52.5-метрового лазерного деформографа за октябрь 2012 года (а), январь 2013 года (б) и сентябрь 2017 года (с).

направления записи лазерного деформографа при отсутствии скачка, но в момент землетрясения запись отклонилась от своего естественного поведения, что и свидетельствует о цунамигенности землетрясения.

Анализ динамических спектрограмм записей лазерного деформографа всех землетрясений показал, что наряду с колебаниями самого землетрясения с периодами от 30 до 14 с присутствуют и возмущения в более низкочастотной области.

14.1.4. Землетрясения вблизи Японских островов

В качестве теоретических оценок величины смещения морского дна в месте генерации цунами мы использовали данные, приведенные

на сайте Американской геофизической службы [22]. Всего в период с 2014 по 2022 год было отобрано 13 записей землетрясений с магнитудой более 6 (см. табл. 14.1), которые соответствующими службами были отнесены к цунамигенным. Отбор анализируемого материала был выполнен следующим образом: 1) на первом шаге за период с 2014 по 2022 год были взяты землетрясения, против которых на сайте Американской геофизической службы стояла пометка о возможном цунами; 2) на втором шаге мы оставили только те землетрясения, во время образования которых работал лазерный деформограф; 3) сравнение величины деформационной аномалии на записи лазерного деформографа с величиной смещения дна в эпицентре цунами, полу-

Таблица 14.1

Данные цунамигенных землетрясений в период с 2014 по 2022 год

№	Название	Дата	Время	Координаты	Магнитуда	Глубина
1	57 km ENE of Namie, Japan	2022-03-16	14:36:30 (UTC)	37.713°N 141.579°E	7.3	41
2	27 km SSE of Saiki, Japan	2022-01-21	16:08:37 (UTC)	32.728°N 132.039°E	6.3	39
3		2021-05-01	01:27:27 (UTC)	38.200°N 141.597°E	6.9	43
4	30 km E of Ishinomaki, Japan	2021-03-20	09:09:43 (UTC)	38.452°N 141.648°E	7.0	43
5	73 km ENE of Namie, Japan	2021-02-13	14:07:49 (UTC)	37.727°N 141.775°E	7.1	44
6	31 km WSW of Tsuruoka, Japan	2019-06-18	13:22:19 (UTC)	38.639°N 139.477°E	6.4	12
7	35 km ESE of Namie, Japan	2016-11-21	20:59:49 (UTC)	37.393°N 141.387°E	6.9	9
8	6 km ESE of Kumamoto, Japan	2016-04-15	16:25:06 (UTC)	32.791°N 130.754°E	7.0	10
9	52 km SE of Shizunai-furukawac, Japan	2016-01-14	03:25:33 (UTC)	41.972°N 142.781°E	6.7	46
10	32 km SE of funato, Japan	2015-05-12	21:12:58 (UTC)	38.906°N 142.032°E	6.8	35
11	83 km ENE of Miyako, Japan	2015-02-16	23:06:28 (UTC)	39.856°N 142.881°E	6.7	23
12	139 km ESE of Namie, Japan	2014-07-11	19:22:00 (UTC)	37.005°N 142.453°E	6.5	20

ченных по модельным расчётам, было выполнено только для тех землетрясений, для которых были проведены такие расчёты. Результаты расчётов мы брали из [22].

Далее проанализируем записи лазерного деформографа, содержащие информацию об этих землетрясениях.

Деформационная аномалия впервые нами была зарегистрирована после катастрофического цунами в декабре 2004 года в Индонезии. Аналогичные деформационные аномалии характерны и для цунами-генных землетрясений, происходящих в японском регионе. В качестве характерного примера рассмотрим записи лазерного деформографа двух землетрясений, произошедших 5 сентября 2004 года на южном побережье острова Хонсю, Япония. Они представлены на рис. 14.9. Первое землетрясение с магнитудой 7.2 произошло в 10:07:07 в точке с координатами 33.14°N, 136.62°E на расстоянии около 75 км к востоку от о. Хонсю на глубине 20 км. Второе землетрясение с магнитудой 7.5 произошло в 14:57:16. Его гипоцентр находился в точке с координатами 33.19°N, 137.05°E, на расстоянии около 130 км к востоку от южной части о. Хонсю, на глубине 10 км. Оба эти землетрясения были зарегистрированы неравноплечим лазерным деформографом, расположенном на расстоянии около 1162 км от эпицентров земле-

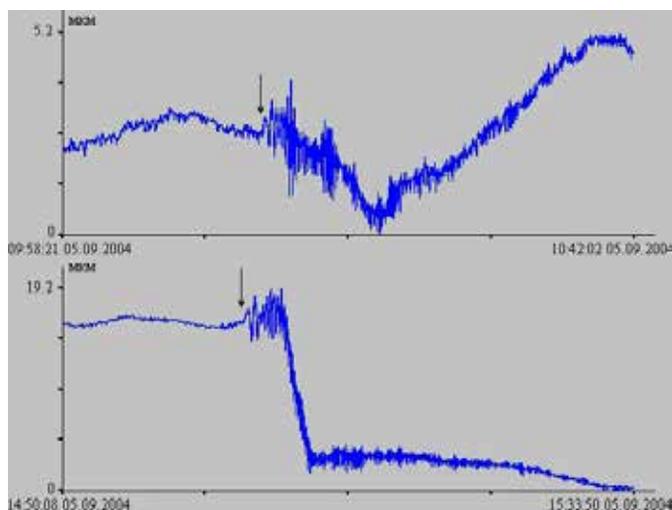


Рис.14.9. Фрагменты записи 52.5-метрового лазерного деформографа за сентябрь 2004 года

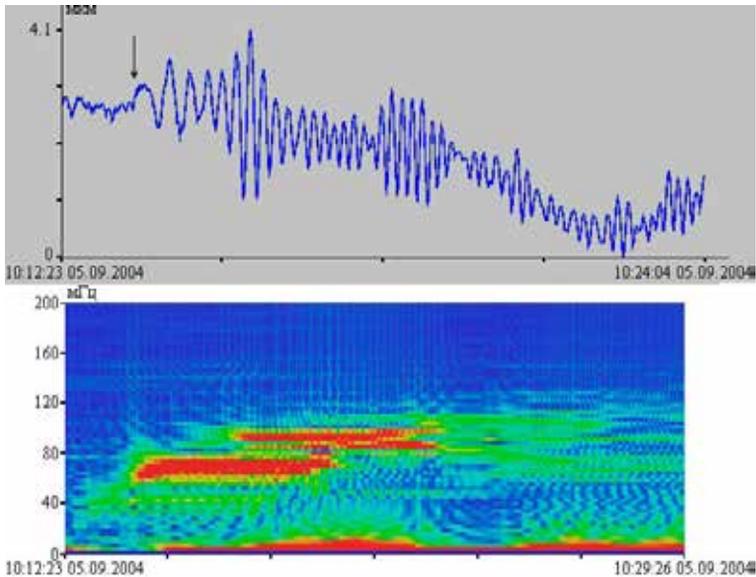


Рис. 14.10. Фрагмент записи 52.5-метрового лазерного деформографа не-цунамигенного землетрясения (верхний) и динамическая спектрограмма этого землетрясения (нижний)

трясений. Сигнал первого землетрясения зарегистрирован в 10:13:46, а сигнал второго землетрясения в 15:03:52. Учитывая расстояние от эпицентров землетрясения до места установки лазерного деформографа и время распространения колебаний, получаем, что скорость распространения примерно равна 2.909 км/с. По магнитудному принципу оба этих землетрясения можно отнести к цунамигенным.

На рис. 14.10 приведена увеличенная запись лазерного деформографа первого землетрясения и его динамическая спектрограмма. Стрелкой отмечено начало регистрации землетрясения. На записи в момент регистрации землетрясения не наблюдается деформационной аномалии, характерной для цунамигенных землетрясений, а на динамической спектрограмме ярко выражены колебания с периодами около 10 и 16 с. Отсутствие деформационной аномалии свидетельствует о том, что это не цунамигенное землетрясение.

На рис. 14.11 приведена запись лазерного деформографа второго землетрясения и динамическая спектрограмма этой записи. Стрелкой

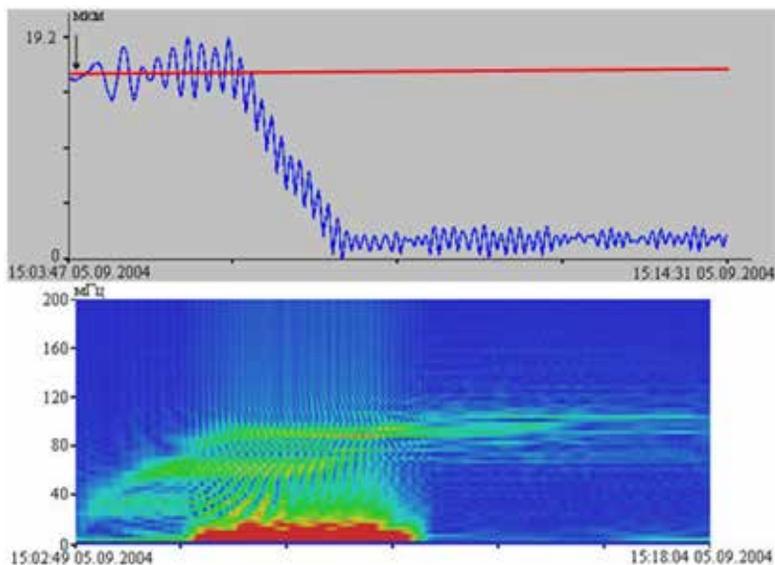


Рис. 14.11. Фрагмент записи 52,5 метрового лазерного деформографа цунами-генного землетрясения (верхний) и динамическая спектрограмма этого землетрясения (нижний)

отмечен момент начала регистрации землетрясения. При анализе записи было обнаружено изменение характера записи, отклонение от тренда (красная линия). Это и есть деформационная аномалия, которая возникла примерно через 2.5 мин после начала землетрясения. Величина деформационной аномалии составила около 19.2 мкм на базе лазерного деформографа с длиной измерительного плеча 52.5 м. На динамической спектрограмме присутствуют колебания с периодами 10 и 16 с. Что можно сказать при сравнении этих землетрясений? По магнитуде они примерно равны, периоды колебаний, возникшие в гипоцентре землетрясений, удивительно одинаковые. Если не принимать во внимание указанную деформационную аномалию, то сложно одно из них отнести к цунамигенному, а другое не к цунамигенному. Тем не менее, после первого землетрясения цунами не возникла, а после второго возникла. Из вышесказанного следует, что только по наличию деформационной аномалии можно одно из двух землетрясений отнести к цунамигенному.

Цунамигенное землетрясение, произошедшее 5 сентября 2004 г., было в месте, где глубина моря составляет примерно 2 700 м. От эпицентра землетрясения до ближайшего берега около 130 км; учитывая, что скорость цунами может составить 0.16 км/с, то волна достигнет берега через 812 с. А лазерный деформограф, установленный в 1162 км от эпицентра землетрясения, зарегистрировал деформационную аномалию на 9 мин раньше времени прихода цунами к ближайшему побережью [13].

Все землетрясения, приведённые в таблице 14.1, службами предупреждения цунами на первом шаге были отнесены к цунамигенным. Но как показали дальнейшие события, не все эти землетрясения вызвали цунами. Анализ записей лазерного деформографа показал, что часть приведённых землетрясений сопровождалась наличием такой деформационной аномалии, а часть других землетрясений – не сопровождалась такой деформационной аномалией.

В качестве примера рассмотрим записи лазерного деформографа двух нецунамигенных землетрясений, приведённых в таблице 14.1. На рис. 14.12 приведены записи лазерного деформографа этих земле-

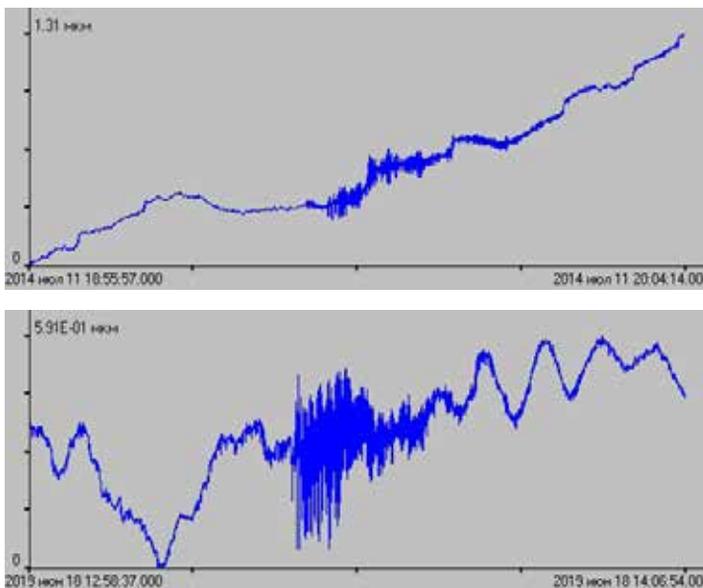


Рис. 14.12. Фрагменты записей 52,5-метрового лазерного деформографа 2014 года (верхний) и 2019 года (нижний)

трясений. Как видно из рис. 14.12, не наблюдается деформационной аномалии, характерной для цунамигенного землетрясения. Землетрясение 2014 года произошло в 139 км от Намие в точке с координатами 37.005°N 142.453°E в 19:22:00 (UTC) 11 июля. Магнитуда землетрясения составила 6.5, а его гипоцентр располагался на глубине 20 км [23]. Увеличенный фрагмент записи землетрясения 2014 года и динамическая спектрограмма приведены на рис. 14.13. На рис. 14.13 (верхний) нет деформационного скачка. На динамической спектрограмме (рис. 14.13 нижний) присутствуют колебания с периодами 10 и 14 с. Отсутствие деформационной аномалии свидетельствуют о том, что данное землетрясение можно отнести к нецунамигенному.

На рис. 14.14 (верхний) представлен фрагмент записи лазерного деформографа при регистрации землетрясения 2018 года (июнь). Оно произошло 18 июня 2019 года в 13:22:19 (UTC) в 31 км от Тсуруока, Япония. Магнитуда землетрясения 6.4, а его гипоцентр располагался на глубине 12 км [24]. Землетрясение было отнесено к цунамигенным. На данной записи нет деформационной аномалии, и по этому признаку его нельзя отнести к цунамигенному, что на самом деле и

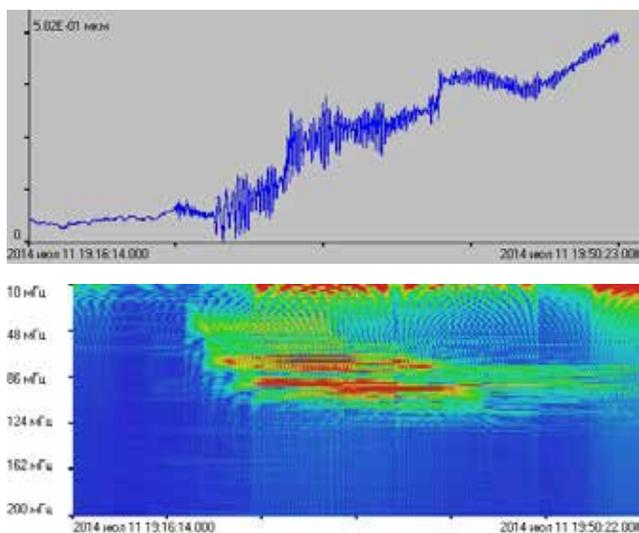


Рис. 14.13. Фрагмент записи 52,5 метрового лазерного деформографа за 2014 год (верхний) и динамическая спектрограмма этой записи (нижний)

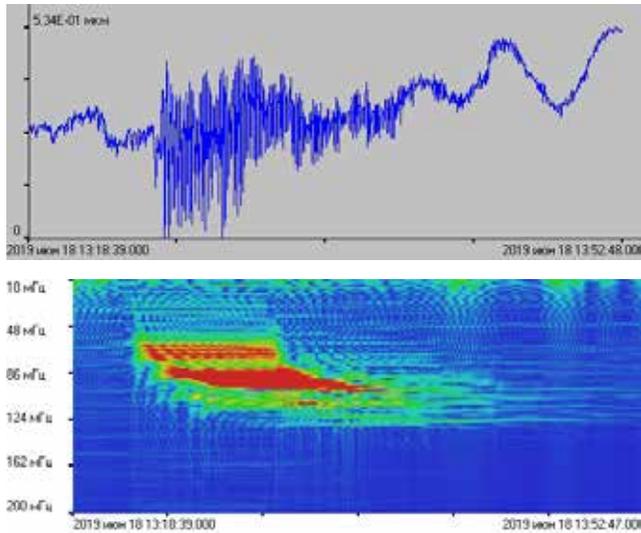


Рис. 14.14. Фрагмент записи 52,5 метрового лазерного деформографа за 2019 год (верхний) и динамическая спектрограмма этой записи (нижний)

было. На динамической спектрограмме (рис.14.14 нижний) наблюдаются колебания с периодами 10 и 14 с.

Рассмотрим землетрясения из таблицы 14.1, которые по деформационным признакам можно отнести к цунамигенным. На рис. 14.15 приведены фрагменты записей лазерного деформографа в момент регистрации землетрясений 2016 и 2021 годов. Оба эти землетрясения были отнесены к цунамигенным. На рисунках видно, как в момент возникновения землетрясения характер записи меняется, она отклоняется от тренда (красная линия). Данное отклонение (деформационная аномалия) характерно для цунамигенных землетрясений. Ниже рассмотрим эту деформационную аномалию.

Землетрясение, приведенное на рис. 14.16, произошло в 16:25:06 (UTC) 15 апреля 2016 года в 6 км от Кумамото, Япония, в точке с координатами 32.791°N 130.754°E. Магнитуда землетрясения равна 7, а его гипоцентр располагался на глубине 10 км [25]. На рис. 14.16 (верхний) приведен фрагмент записи лазерного деформографа в момент регистрации цунамигенного землетрясения. Из графика видно, что через несколько секунд после начала землетрясения возникла дефор-

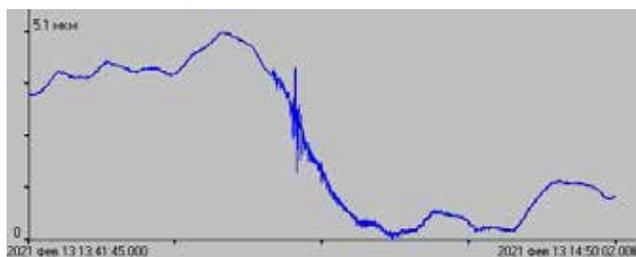
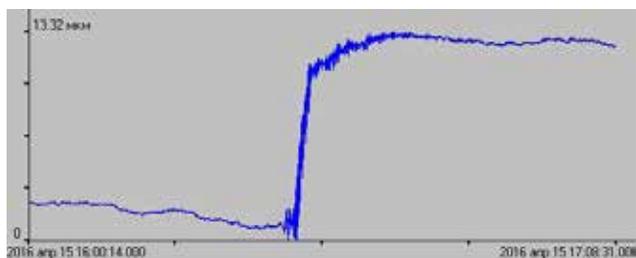


Рис. 14.15. Фрагменты записи 52,5 метрового лазерного деформографа, содержащие два землетрясения: 2016 год (верхний) и 2021 год (нижний)

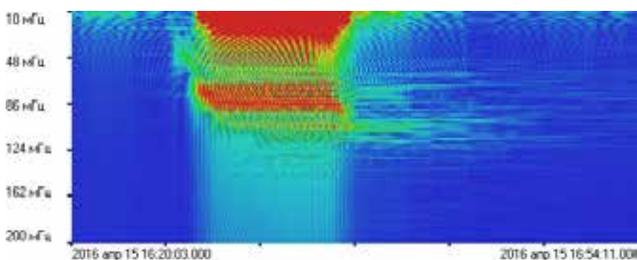
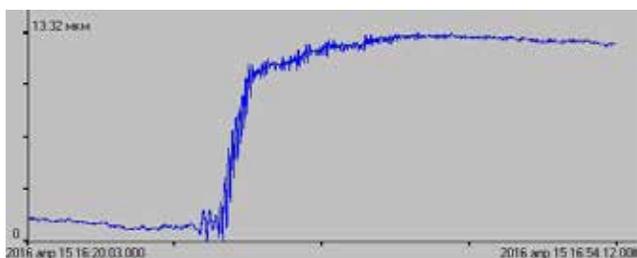


Рис. 14.16. Фрагмент записи 52,5 метрового лазерного деформографа за 2016 год (верхний) и динамическая спектрограмма этой записи (нижний)

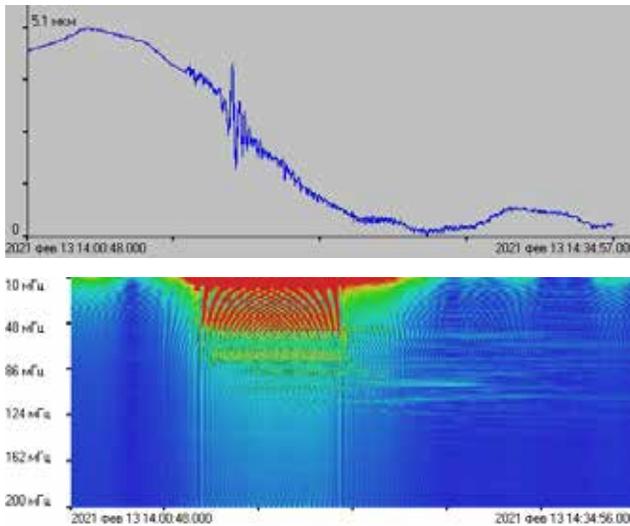


Рис. 14.17. Фрагмент записи 52,5-метрового лазерного деформографа за 2019 год (верхний) и динамическая спектрограмма этой записи (нижний)

мационная аномалия, величина которой на записи лазерного деформографа равна 8.4 мкм. На динамической спектрограмме (рис. 14.16 нижний) выделяются колебания с периодами от 10 до 14 с.

Следующее землетрясение, которое по наличию деформационной аномалии можно отнести к цунамигенному, произошло 13 февраля 2021 года в 14:07:49 (UTC) в 73 км от Намие, Япония, в точке с координатами 37.727°N 141.775°E. Магнитуда землетрясения равна 7.1, а гипоцентр находился на глубине 44 км [25]. Землетрясение зарегистрировано лазерным деформографом, фрагмент записи которого приведен на рис. 14.17 (верхний). Величина деформационной аномалии равна 4.1 мкм. На рис. 14.17 (нижний) приведена динамическая спектрограмма этого фрагмента записи, на которой выделяются колебания с периодами 10 и 14 с. По присутствию деформационной аномалии землетрясение можно отнести к цунамигенному.

14.2. ВЫЧИСЛЕНИЯ

Землетрясение провоцирует разномасштабные смещения участков дна. Именно это движение, наряду с оползнями, становится причиной возникновения цунами. Непосредственно в очаге это смещение зарегистрировать невозможно. Его можно определить только дистанционно. Но на большом расстоянии амплитуды этих смещений очень малы. Приборов, использующихся в службах предупреждения цунами, способных зарегистрировать это смещение, нет. В связи с чем для оценки смещений применяются различные модели. Преимущество имеют модели о конечных разломах, созданные USGS NEIC [19]. Для оценки диссипативных характеристик деформационных аномалий, зарегистрированных 52.5-метровым неравноплечим лазерным деформографом, воспользуемся рассчитанными смещениями по этой модели. В таблице 14.2 приведены расчетные смещения в очаге [26] и величины деформационных аномалий, зарегистрированные лазерным деформографом в момент регистрации землетрясений.

Таблица 14.2

Расчетные смещения геоблоков (частей геоблоков и т.п.) и величины деформационных аномалий, зарегистрированные лазерным деформографом

Дата	Расчетное смещение, м	Смещение на деформографе, мкм	Расстояние, км	Степень расходимости
11.04.2012	5.4	2	5800	0.951
12.04.2014	0.8	0.4	6700	0.923
28.09.2018	1.8	1	4800	0.936
27.02.2010	10.5	1.11	17800	0.962
01.04.2014	8	1	16700	0.956
16.09.2015	3.2	0.6	17650	0.928
28.10.2012	1.5	0.4	6800	0.962
05.01.2013	3	0.8	6500	0.965
08.09.2017	4	0.5	12150	0.974
15.04.2016	4	8.4	1081	0.941
13.02.2021	1.9	4.1	893	0.952

С учётом всех аномалий усреднённая расходимость равна 0.950. Максимальное отклонение от средней величины составляет 0.027, т.е. 2.8%. Для всех рассмотренных случаев расходимость близка к сферической, но не сферическая. Это связано с соотношением величин

ны смещения и толщины земной коры, по которой распространяется сигнал от места генерации до места приёма. Величины степени расходимости для всех случаев с учётом небольших ошибок практически совпадают. Это свидетельствует об очень хорошем совпадении модельных и экспериментальных значений смещений. Т.е. для всех рассмотренных экспериментальных случаев можно с большой уверенностью утверждать, что зарегистрированные аномальные сигналы связаны со смещениями участков земной коры, приведших к образованию цунами. В дальнейшем по данным лазерных деформографов можно оценивать величины смещений в очаге образования цунами с учётом полученной степени расходимости и расстояния до места возникновения землетрясений. Под степенью расходимости понимается степень при расстоянии в формуле: $A = A_0 \frac{I(M)}{R^\alpha(M)}$, где: A – величина смещения, зарегистрированная лазерным деформографом, R – расстояние от места генерации землетрясения до лазерного деформографа, α – степень.

14.3. ОБСУЖДЕНИЕ

Отметим некоторые особенности, о которых говорилось выше:

- 1) Для цунамигенных землетрясений характерно наличие деформационной аномалии – скачка деформации – и присутствие в динамической спектрограмме возмущений в более низкочастотной области относительно области колебаний, характерных для очаговой области землетрясений;
- 2) Коэффициенты затухания деформационных аномалий для всех регионов Земли в пределах ошибок измерений и вычислений одинаковые;
- 3) Длительность деформационных аномалий для разных цунамигенных землетрясений различная – от 15 с до 17 мин.

Разберём некоторые особенности возникновения отмеченных выше проявлений цунамигенных землетрясений. Остановимся на присутствии в динамических спектрограммах возмущений в низкочастотной и сверхнизкочастотной областях, не связанных с колебаниями, возбуждаемыми в очаговой области землетрясений. Эти возмущения связаны не с природными процессами, а с эффектом обработки записи, содержащей скачок деформации. Появление возмущений говорит только об одном – о присутствии в записи дефор-

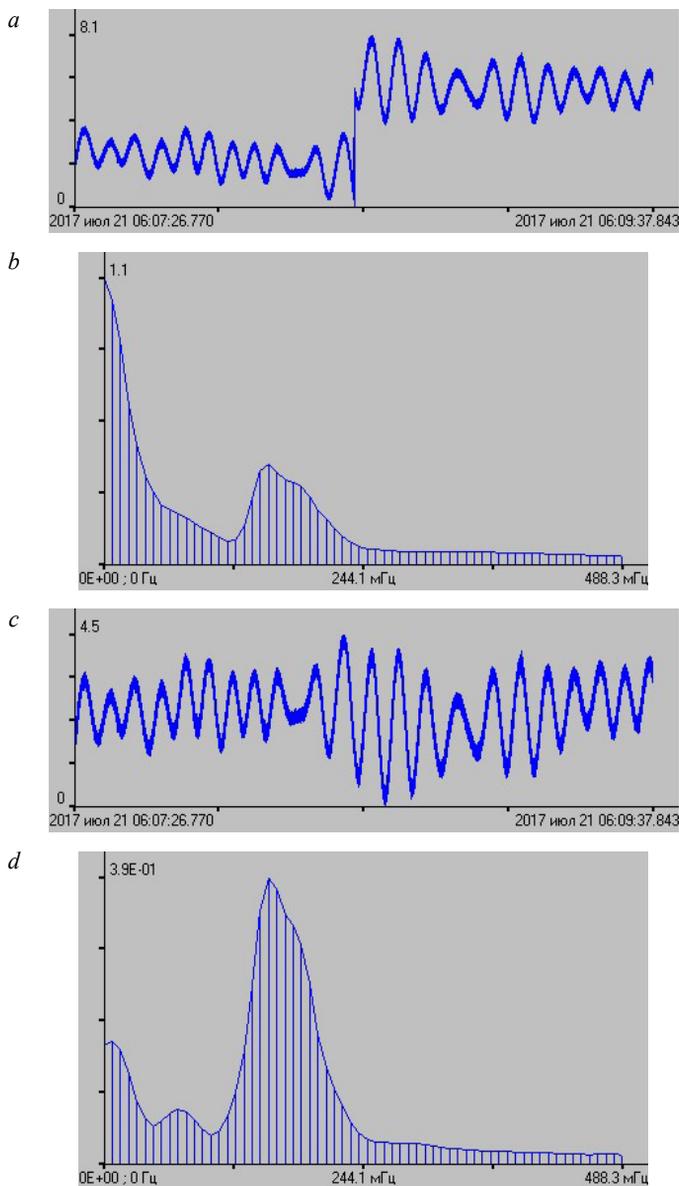


Рис. 14.18. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления [21] при регистрации поверхностных ветровых волн (а), её спектр (б). Та же запись, но при убранном скачке (с) и её спектре (д)

мационной аномалии – скачка деформации. Никаких колебаний там нет. Продемонстрируем это на примере обработки записи прибора, содержащего колебания, вызванные морскими ветровыми волнами, и скачок. На рис. 14.18a приведена запись прибора, содержащая скачок. На рис. 14.18b – её спектр. На рис. 14.18c приведена та же запись прибора, но уже без скачка, а на рис. 14.18d – её спектр. Данный эффект известен всем учёным, занимающимся обработкой сигнальной информации. Увеличение интенсивности в низкочастотной области связано не только с явлением Гиббса, но главным образом с присутствием скачка в записи. Таким образом, присутствие возмущений в спектрограммах записей цунамигенных землетрясений, содержащих деформационную аномалию, говорит только об одном – о влиянии данного деформационного скачка на увеличение интенсивности в низкочастотной и сверхнизкочастотной областях вследствие эффекта обработки, что также замечательно. Ведь глядя только на спектрограмму, получаемую в режиме реального времени, можно говорить о цунамигенности землетрясений.

Уделим некоторое внимание тому факту, что для различных регионов Земли коэффициент затухания деформационной аномалии практически одинаковый. Данный коэффициент должен состоять из слагаемых, связанных с расходимостью и поглощением, обусловленным диссипативными потерями энергии. Если считать только цилиндрическую расходимость, то амплитуда сигнала должна с расстоянием уменьшаться пропорционально корню квадратному из расстояния. В случае сферической расходимости амплитуда сигнала с расстоянием должна уменьшиться пропорционально расстоянию. Решая обратную задачу, по таблице 1 можно на основе данных лазерного деформографа в случае сферической расходимости получить следующие исходные амплитуды деформационных аномалий (скачков деформаций), возникших в очаге генерации цунами. Они в последовательности столбца 3 таблицы 14.2 (расчётное смещение) будут: 19.6 (10.5 м), 16.7 (8 м), 10.6 (3.2 м), 11.6 (5.4 м), 2.7 (0.8 м), 4.8 (1.8 м), 2.7 (1.5 м), 5.2 (3 м) и 6.0 м (4 м). Учитывая то, что расчётные данные почти совпадают с модельными данными (приведены в скобках), можно утверждать, что возникшая в очаге генерации цунами деформационная аномалия при сферической расходимости движется аналогично движению солитона. Но все расчёты верны при движении сигнала по поверхности Земли, т.е. по дуге, а не по хорде. Мы не знаем путь дви-

жения сигнала и поэтому берём предельный случай – расстояния от места генерации до места регистрации равны длинам дуг окружностей, определённых по координатам точек.

Обсудим вероятный физический механизм образования деформационных аномалий (скачков деформаций) возникающих при движении геоблоков (отдельностей) земной коры в очаге генерации цунами. Будем считать, что при возникновении землетрясения происходят смещения геоблоков относительно друг друга. Или один из геоблоков (геологическая плита, отдельность земной коры) выходит из состояния равновесия и совершает движение относительно других геоблоков. Это движение приводит к движению огромные массы воды, вызывающиеся впоследствии в цунами. Нас не интересует возникновение цунами. Нас будет только интересовать движение геоблока или геоблоков относительно друг друга. Эти движения геоблока/геоблоков можно описать уравнением:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \sin u - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \quad (14.1)$$

где u – смещение геоблока. Это классическое уравнение синус-Гордона. Одно из решений данного уравнения в факторизованном виде, присущем солитонам, позволяет получить следующее смещение геоблока:

$$u = 4 \arctg \left[\exp \left(\pm \frac{[x - Vt]}{\sqrt{1 - V^2}} \right) \right], \quad (14.2)$$

где $V = 0.5$. Решение с «+» даёт кинк, а решение с «-» даёт антикинк. На рис. 14.19. Приведено смещение геоблока в виде антикинка.

Смещение как функция координаты и времени при $V = 0.5$, демонстрирующее пластическую деформацию, приведено на рис. 14.20.

Данные смещения геоблока при взаимодействии с окружающей средой передаются окружающему пространству и распространяются в Земле в виде солитона – деформационной ступеньки, соответствующей кинку или антикинку.

Помимо экспоненциальной функции уравнению (14.1) удовлетворяют гиперболические функции. В этом случае решение уравнения (14.1) даёт двухсолитонное решение. Для этого случая смещение геоблока (однородность земной коры, плита и т.п.) в зависимости от координаты и времени для $V = 0.5$ приведено на рис. 14.21. Оно со-

ответствует упругой деформации при растяжении. Пластическая деформация тоже может наблюдаться при растяжении только в окрестности $x=0$.

При особых условиях мнимые решения, решение уравнения (14.2) даёт бризеры. На рис. 14.22 приведено смещение геоблока в бризере при $V = 0.5$.

Данные смещения (несколько скачков деформаций) наблюдались при Великом Восточном землетрясении 2011 года в Японии (Тохоку).

Понятно, что любые перемещения геоблока (геоблоков) передаются соседней среде, в которой деформационные аномалии распространяются в виде кинков, антикинков и других подобных возмущений.

Далее рассмотрим поведение подводного оползня. На развитой стадии процесса подводный оползень можно представить состоящим из двух частей: головная часть (фронт) – солитон (кинк), хвостовая – периодическая волна. Фронт оползня представляет собой всё тот же кинк (бор) и может быть описан однокинковым решением уравнения синус-Гордона с «+» в правой части уравнения (14.2). Сформировавшийся солитон движется практически не испыты-

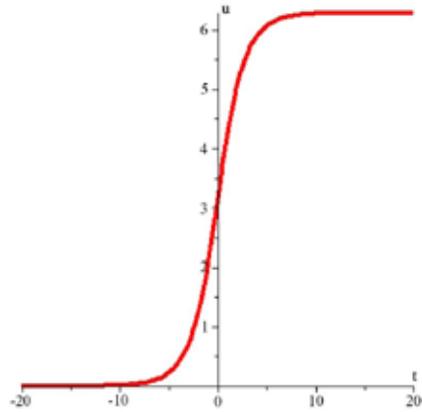


Рис. 14.19. Смещение при $V = 0.5$, показано как функция времени (антикинк)

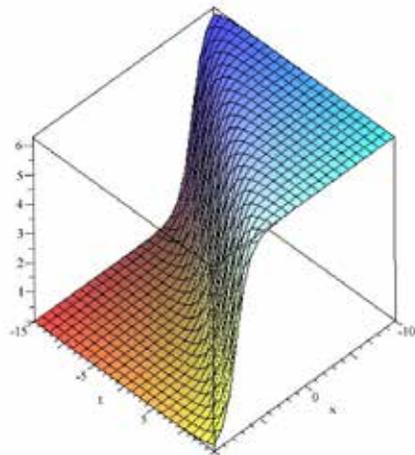


Рис. 14.20. Смещение геоблока при пластической деформации

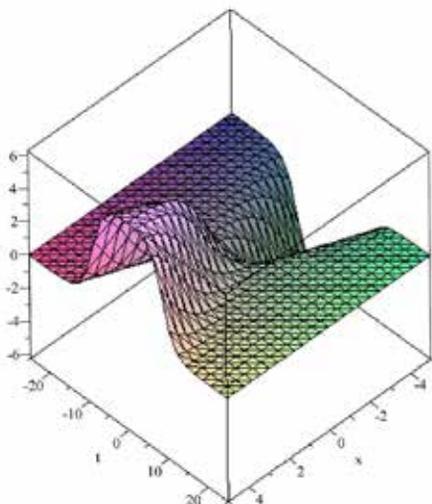


Рис. 14.21. Смещение геоблока при упругой деформации

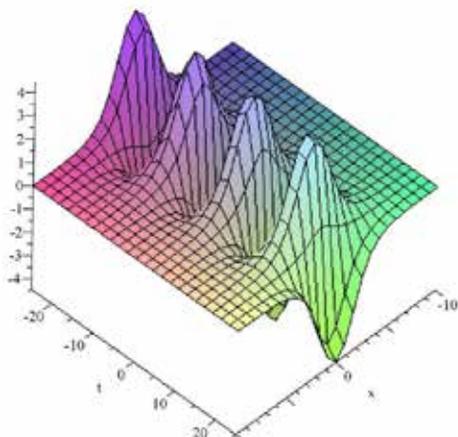


Рис. 14.22. Смещение геоблока в бризере при $\nu = 0.5$

вая сопротивления среды. На расширяющихся участках фронт оползня начинает расплываться. При этом высота солитона начинает уменьшаться вследствие закона сохранения энергии. Схематично данный процесс можно представить в следующей последовательности при образовании подводного оползня: 1) в начальной стадии образуются солитон (кинк) и периодическая часть; 2) выйдя из очага образования, солитон начинает движение в окружающей его среде с сохранением энергии; 3) движение солитона в окружающей среде подчиняется закону движения, находящемуся в пределах от цилиндрической до сферической расходимостей. Учитывая вышесказанное, мы должны регистрировать солитон с удалением от места его регистрации со всё уменьшающейся высотой. На рис. 14.4 приведена запись лазерного деформографа содержащая деформационное возмущение—скачок деформации—кинк, вызванное подводным оползнем при землетрясении в Индонезии. Наблюдающиеся на рисунке периодические ко-

лебания могут быть сформированы как землетрясением, так и подводным оползнем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stein S., Okal E.A. Speed and size of the Sumatra earthquake // *Nature*. 2005. V. 434, № 7033. P. 581–582.
2. Wei Y., Newman A.V., Hayes G.P., Titov V.V., Tang L. Tsunami forecast by joint inversion of real-time tsunami waveforms and seismic or GPS Data: Application to the Tohoku 2011 tsunami // *Pure and Applied Geophysics*. 2014. V. 171. P. 3281–3305. <https://doi.org/10.1007/s00024-014-0777-z>.
3. Pacific Tsunami Warning Center/International Tsunami Information Center (PTWC/ITIC). User's guide for the Pacific Tsunami Warning Center enhanced products for the Pacific tsunami warning system. Revised Edition. IOC Technical Series. 2014. V. 105, UNESCO/IOC, Paris, France.
4. Tatehata H. The New Tsunami Warning System of the Japan Meteorological Agency. In: Hebenstreit G. (eds). *Perspectives on Tsunami Hazard Reduction. Advances in Natural and Technological Hazards Research*. V. 9. Springer, Dordrecht, 1997. https://doi.org/10.1007/978-94-015-8859-1_12.
5. Kamigaichi O. Tsunami forecasting and warning. In: Meyers R.A. (eds). *Encyclopedia of Complexity and Systems Science*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2015. https://doi.org/10.1007/978-3-642-27737-5_568-3.
6. Kanamori H., Rivera L. Source inversion of W phase: speeding up seismic tsunami warning // *Geophysical Journal International*. 2008. V. 175(1). P. 222–238. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2008.03887.x>.
7. Duputel Z., Rivera L., Kanamori H., Hayes G.P., Hirshorn B., Weinstein S. Real-time W phase inversion during the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // *Earth Planet Sp* 63, 2011. V. 5. <https://doi.org/10.5047/eps.2011.05.032>.
8. Titov V.V., Song Y.T., Tang L., Bernard E.N., Bar-Sever Y., Wei Y. Consistent estimates of tsunami energy show promise for improved early warning // *Pure and Applied Geophysics*. 2016. 173(12). P. 3863–3880. <https://doi.org/10.1007/s00024-016-1312-1>.
9. Bondur V.G., Smirnov V.M. Method for monitoring seismically hazardous territories by ionospheric variations recorded by satellite navigation systems // *Doklady Earth Sciences*. 2005. V. 403, No. 5. P. 736–740.
10. Bondur V.G., Garagash I.A., Gokhberg M.B., Lapshin V.M., Nechaev Yu.V., Steblov G.M., Shalimov S.L. Geomechanical models and ionospheric variations related to strongest earthquakes and weak influence of atmospheric pressure gradients // *Doklady Earth Sciences*. 2007. V. 414, № 4. P. 666–669. <https://doi.org/10.1134/S1028334X07040381>.
11. Smirnov V.M., Bondur V.G., Smirnova, E.V. Ionospheric disturbances during of the tsunamigenic earthquake on navigation system data // *Asian Association on Remote Sensing 26th Asian Conference on Remote Sensing and 2nd Asian Space Conference, ACRS*. 2005. V. 3. P. 1487–1494.

12. Natalia Perez del Postigo Prieto, Alison Raby, Colin Whittaker, Sarah J. Boulton. Parametric Study of Tsunamis Generated by Earthquakes and Landslides // *J. Mar. Sci. Eng.* 2019. 7(5). P. 154.
13. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., Kovalev S.N., Koren' I.A., Ovcharenko V.V., Chupin V.A., Shvets V.A., Yakovenko S. V. Recording of deformation anomaly of a tsunamigenous earthquake using a laser strainmeter // *Doklady Earth Sciences.* 2007. V. 412, No. 1. P. 74–76.
14. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., Kovalev S.N., Chupin V.A., Shvets V.A., Yakovenko S.V. A deformation method for determining the tsunami potential of earthquakes // *Doklady Earth Sciences.* 2007. V. 417, No. 1. P. 1261–1264.
15. Dolgikh G.I. Principles of designing single-coordinate laser strainmeters. *Technical Physics Letters.* 2011. V. 37, No. 3. P. 204–206.
16. Dolgikh G.I., Valentin D.I., Dolgikh S.G., Kovalev S.N., Koren' I.A., Ovcharenko V.V., Fishchenko V.K. Application of horizontally and vertically oriented strainmeters in geophysical studies of transitional zones // *Izvestiya. Physics of the Solid Earth.* 2002. V. 38, No. 8. P. 686–689.
17. Dolgikh G.I., Batyushin G.N., Valentin D.I., Dolgikh S.G., Kovalev S.N., Koren' I.A., Ovcharenko V.V., Yakovenko S.V. Seismoacoustic hydrophysical complex for monitoring the atmosphere-hydrosphere-lithosphere system // *Instruments and Experimental Techniques.* 2002. V. 45, No. 3. P. 401–403.
18. Bondur V.G., Gokhberg M.B., Garagash I.A., Alekseev D.A. Revealing Short-Term Precursors of the Strong $M > 7$ Earthquakes in Southern California From the Simulated Stress–Strain State Patterns Exploiting Geomechanical Model and Seismic Catalog Data // *Front. Earth Sci.* 2020. 8:571700. <https://doi.org/10.3389/feart.2020.571700>.
19. Ji C., Wald D.J., Helmberger D.V. Source description of the 1999 Hector Mine, California earthquake; Part I: Wavelet domain inversion theory and resolution analysis // *Bull. Seism. Soc. Am.*, 2002. V. 92, No. 4. P. 1192–1207.
20. Kitaygorodsky A.I. *Introduction to physics.* M: 1973. 685 p.
21. Dolgikh Grigoriy, Dolgikh Stanislav, Kovalyov Sergey, Chupin Vladimir, Shvets Vyacheslav and Yakovenko Sergey. Super-low-frequency laser instrument for measuring hydrosphere pressure variations // *Journal of Marine Science and Technology.* 2009. V. 14? No. 4. P. 436–442.
22. U.S. Geological Survey. Available online: <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/> (accessed on 1 July 2023).
23. Takamori A., Araya A., Miyo K., Washimi T., Yokozawa T., Hayakawa H., Ohashi M. Ground strains induced by the 2022 Hunga-Tonga volcanic eruption, observed by a 1500-m laser strainmeter at Kamioka, Japan. *Earth Planets Space* 2023, 75, 98.
24. Wikipedia. Available online: https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_earthquakes_in_2014 (accessed on 1 July 2023).
25. Hashimoto M., Savage M., Nishimura T., Horikawa H.; Tsutsumi H. 2016 Kumamoto earthquake sequence and its impact on earthquake science and hazard assessment. *Earth Planets Space* 2017, 69, 98.
26. <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/>.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ГИДРОФИЗИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ШЕЛЬФОВЫХ ОБЛАСТЕЙ

В последние двадцать-тридцать лет экспериментальным и теоретическим аспектам возникновения и развития так называемых волн-убийц посвящено множество работ. Если до этого массового опубликования статей на данную тему считалось, что эти нелинейные морские образования довольно редки, и новости по отдельным случаям их проявления были сравнимы с новостями про Лох-Несское чудовище, то в последующие годы, согласно работам [1–4], волны-убийцы появлялись массово, практически не подчиняясь разумному подсчёту. Это обстоятельство заставляет задуматься о правильной идентификации образованных аномалий с волнами-убийцами. Когда возникают морские гравитационные волны высотой, например, 10 м и в отдельные промежутки времени возникает возмущение такого же периода высотой 20 м, то мы можем это возмущение отнести к волнам-убийцам по критерию превышения в два раза. По-видимому, на это есть все основания, но согласно вышеприведённым статьям нельзя их отнести к редким случаям. Более того, мы должны утверждать, что они образуются регулярно. Такая регулярность сильно понижает интерес к данным нелинейным образованиям. Вообще, если мы говорим о нелинейности, то можно заметить, что линейности в природе почти нет. Все процессы нелинейные, а линейными они становятся только в нашем приближении.

Теперь обратим внимание на некоторые экспериментальные и модельно-теоретические результаты условий образования волн-убийц.

В работах [1, 2] аномальное волнение образуется того же периода, что и для периодов морского волнения до и после так называемых волн-убийц. При этом считается, что максимальное превышение амплитуды волны-убийцы в 2.8 раза должно быть больше амплитуды регулярного морского ветрового волнения (гравитационных морских волн). Большой обзор представлен в работе [5], в котором описаны

экспериментальные результаты с демонстрацией записей волн-убийц с периодами, равными периодам ветрового волнения. Статьи теоретического характера призваны создать механизм образования волн-убийц. Необходимо заметить, что в этих работах описаны волны-убийцы, образованные не взаимодействием разномасштабных гидродинамических полей, а волны-убийцы, возникшие внутри одного волнового поля – поля ветрового волнения. Понятно, что для образования волн-убийц в этом поле необходимо придумать механизмы концентрации (группировки) волновой энергии в определённой пространственно-временной области. Рассматривая спектр любого ветрового волнения, состоящего из нескольких почти равнозначных пиков, становится понятным, что для создания волны-убийцы должна волновая энергия сконцентрироваться на одном из этих пиков, «утекая» с других пиков. Почти аналогичные экспериментальные картинки представлены в работах [6–14] и др. Во всех указанных работах образуется волна-убийца, максимум которой направлен вверх, а в работе [12] описаны различные волны-убийцы, максимумы которых направлены как вверх, так и вниз (морская яма). Но, тем не менее, образованные волны-убийцы находятся в пределах одного волнового поля.

Теоретическая часть статей представлена широким спектром различных подходов. При описании классическими уравнениями гидродинамики никаких образований типа волны-убийцы получить невозможно. И здесь на помощь приходят различные методы решения задач, возможные только в нелинейном случае. Одним из методов является метод дисперсионной фокусировки в рамках уравнения Кортевега–де Фриза и, конечно, обращение волнового фронта [13–15], которые позволяют в определённой точке пространства получить резкое увеличение волновой энергии. Даже решение уравнения Кортевега–де Фриза без эффекта фокусировки и, особенно, обращения волнового фронта не привело бы к полученному результату, в какой-то мере адекватно описываемому наблюдаемым экспериментальным результатом. Другой подход основан на применении уравнения Шредингера, но, опять же, с дополнительным механизмом, приводящим к намеченной цели, – модуляционной неустойчивости [16]. Неустойчивость однородных волн по отношению к достаточно длинным возмущениям развивается в результате квазирезонансных 4-волновых нелинейных взаимодействий. Она является доминирующим типом неустойчивости волн малой и умеренной крутизны на глубокой воде [17]. В на-

стоящее время эффект модуляционной неустойчивости морских волн рассматривается как механизм возникновения волн большой амплитуды, увеличивающий их вероятность. Экспериментально наблюдаемые солитоноподобные волны-убийцы в этом приближении легко объяснимы бризерными решениями, которые в свою очередь могут интерпретироваться как солитоны огибающей на фоне однородной волны. В то же время бризерные решения получаются при решении уравнения синус-Гордона, которые применимы и при описании возникающих нелинейных деформационных возмущений, служащих индикаторами цунами [18]. При описании математических волн-убийц уравнением синус-Гордона [19] получаем два решения в виде периодических волн, которые имеют различные свойства модуляционной неустойчивости [20, 21].

Вышеописанные случаи касаются возникновения волн-убийц в условиях одного волнового поля – поля ветровых волн или волн зыби. Возможны другие случаи. В случаях захвата волн струйными течениями или протяженными неоднородностями дна, в частности, склоном дна на мелководье происходит формирование волноводов с модовой поперечной структурой. В результате происходит эффективное уменьшение размерности динамической системы, нелинейная динамика становится близкой к случаю коллинеарных волн, и реализуются значительно более благоприятные для модуляционной неустойчивости условия, недостижимые при обычных условиях [22, 23]. Быстрая эволюция спектров и вероятностных характеристик волн возникает при разных ситуациях, когда волновая система становится модуляционно неустойчивой или подвергается возмущению: при задании начальных условий в виде линейной суперпозиции волн с достаточно узким спектром, при принудительном перемешивании фаз волн; при включении или выключении накачки, моделирующем действии ветра. Аналогичное поведение наблюдалось при быстром изменении условий распространения: течений или локальной глубины. Кроме того, при взаимодействии волн зыби с местным ветровым волнением возможно возникновение волн-убийц, которые сильно отличаются от волн-убийц, возникших в пределах одного волнового поля. Согласно работе [24] в этом случае в поле ветровых волн возникают волны-убийцы «одна сестра», «две сестры», «три сестры», «четыре сестры» и т.п. Т.е. при взаимодействии двух волновых полей, поле ветровых волн и поле волн зыби, возникают характерные волны-у-

бийцы. Возникает естественный вопрос: а при взаимодействии поля ветровых волн с более низкочастотными волновыми полями, или при взаимодействии поля волн зыби с более низкочастотными волновыми полями возникают волны-убийцы? А каков механизм их возникновения? Кроме того, интересна роль атмосферных процессов в генерации подобных гидросферных возмущений, т.е. солитоноподобных сигналов и т.п. В данной главе мы уделим этому основное внимание при обработке и анализе полученных экспериментальных данных.

15.1 ЛАЗЕРНО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПРИЁМНЫЕ СИСТЕМЫ. ПОЛИГОН. ДАННЫЕ

Много лет на мысе Шульца залива Петра Великого Японского моря и прилегающем шельфе функционирует лазерно-интерференционный комплекс, состоящий из двух лазерных деформографов классического типа с длинами измерительных плеч 52.5 и 17.5 м, ориентированных по линии «север-юг» и «запад-восток», соответственно [25]; лазерного нанобарографа [26] и лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, который в последние годы был модифицирован для получения лучших технических характеристик [27]. Все лазерно-интерференционные установки созданы на основе интерферометра Майкельсона равноплечего (лазерный нанобарограф и лазерный измеритель вариаций гидросферного давления) и неравноплечего (лазерные деформографы) типов.

Основные результаты экспериментальных исследований получены при регистрации вариаций гидросферного давления в различных точках шельфа с помощью лазерного измерителя вариаций гидросферного давления. Немного опишем данный лазерно-интерференционный прибор. На рис. 15.1 приведён внутренний вид современного лазерного измерителя вариаций гидросферного давления. Он создан на основе модифицированного интерферометра Майкельсона гомодинного типа и частотно-стабилизированного гелий-неонового лазера, обеспечивающего стабильность частоты излучения в девятом знаке. Интерферометр помещается в цилиндрический корпус из нержавеющей стали, который закрепляется в защитной решётке, предназначенной для защиты прибора в сложных эксплуатационных условиях (скалистое или илистое дно). Одна сторона имеет отверстие под ка-

бель-ввод. Другая сторона герметично закрывается крышкой. Помимо защитной клетки снаружи прибора расположена эластичная емкость с воздухом, выходное отверстие которой с помощью трубки соединено с компенсационной камерой, расположенной в съемной крышке. Внутри корпуса находятся интерферометр Майкельсона, компенсационная камера, электромагнитный клапан и цифровая система регистрации. Чувствительным элементом сверхчувствительного сенсора является круглая мембрана, которая фиксируется с торца прибора. С внешней стороны мембрана взаимодействует с водой. На внутренней стороне мембраны закреплено зеркало, которое входит в состав системы «глаз кошки», состоящей из двояковыпуклой линзы с соответствующим фокусным расстоянием и отражающего зеркала. Зеркало с линзой входит в состав измерительного плеча интерферометра. Зеркало, жестко закрепленное в центре мембраны, под воздействием вариаций давления гидросферы смещается вдоль оси интерферометра. Изменение длины измерительного плеча приводит к изменению интенсивности интерференционной картины, которое фиксируется цифровой системой регистрации. Выходным сигналом сверхчувствительного сенсора, после предварительной обработки цифровой системой регистрации, являются вариации гидросферного давления. Для поддержания чувствительного элемента в нейтральном положении (мембраны) при погружении прибора на рабочую глубину используется встроенная система компенсации внешнего давления. Уравновешивание внешнего давления и давления внутри камеры приводит к установке мембраны в нейтральное положение. Данная схема установки прибора применяется для любой рабочей глубины, и всегда в начальный момент времени мембрана устанавливается в нейтральное положение.

Сверхчувствительный сенсор вариаций гидросферного давления



Рис. 15.1. Внутренний вид сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления



Рис. 15.2. Карта-схема постановки приборов

имеет следующие технические характеристики: рабочий диапазон – 0 (условно) – 1000 Гц, точность измерения вариаций гидросферного давления – 0.24 мПа, рабочие глубины – до 50 м.

В течение многих лет лазерный измеритель вариаций гидросферного давления устанавливался на разное время в различных точках шельфа. На рис. 15.2 приведена карта полигона, на которой обозначены места постановки прибора. Во всех случаях лазерный измеритель вариаций гидросферного давления устанавливался на дно. Только в бухте Алексеева острова Попова прибор работал автономно, а в остальных случаях его питание и снятие полученных экспериментальных данных осуществлялось по кабельным линиям, соединяющим работающий на дне прибор и лабораторное береговое помещение. После предварительной обработки, фильтрации и децимации, полученные экспериментальные данные помещались в ранее созданную базу экспериментальных данных.

15.2. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В первой части данного раздела статьи опишем наблюдаемые на лазерном измерителе вариаций гидросферного давления аномальные

сигналы, которые по приведённым выше признакам можно отнести к волнам-убийцам. На рис. 15.3 приведён пример «классической» волны-убийцы в поле ветровых волн, выделенной из записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, установленного на дне на глубине 4 м. (б. Алексеева). При спектральной обработке данных до участка возбуждения, участка возбуждения, а также участка после возбуждения выделены наиболее энергонесущие максимумы на периодах около 5 с, которые соответствуют основному периоду ветрового волнения в бухте Алексеева о. Попова во время проведения измерений. Что можно отметить особенного в наблюдаемой записи, приведённой на рис. 15.3? Высота наблюдаемого аномального сигнала примерно в три раза больше высот сигналов до и после возбуждения. Если до появления аномального сигнала наблюдается обычная картина ветрового волнения с непостоянной амплитудой сигнала от цуга до цуга, то сразу после появления аномального сигнала возбуждаются колебания с периодом, равным основному периоду ветрового волнения с медленно затухающей амплитудой. Через некоторое время после участка возбуждения восстанавливается обычная картина поведения ветровых волн. Сразу после возникновения аномального сигнала энергия концентрируется на основной моде волнения. При этом на участках до и после наблюдаемой записи энергия немного расплывается по спектру, перераспределяясь между отдельными максимумами. На рис. 15.4 приведён спектр участка записи до участка аномального сигнала. На рис. 15.5 приведён спектр участка записи, начинающийся с момента возникновения аномального сигнала, а на рис. 15.6 приведён спектр участка записи лазерного измерителя вари-

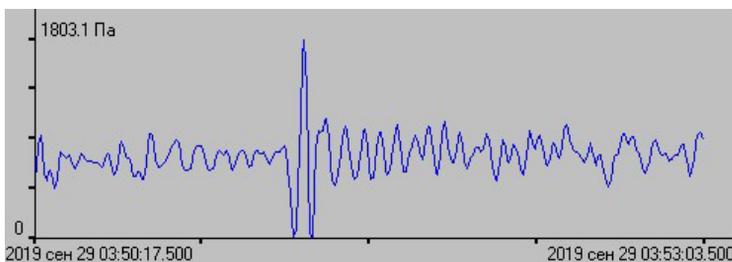


Рис. 15.3. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, установленного на дно на глубине 4 м в бухте Алексеева о. Попова

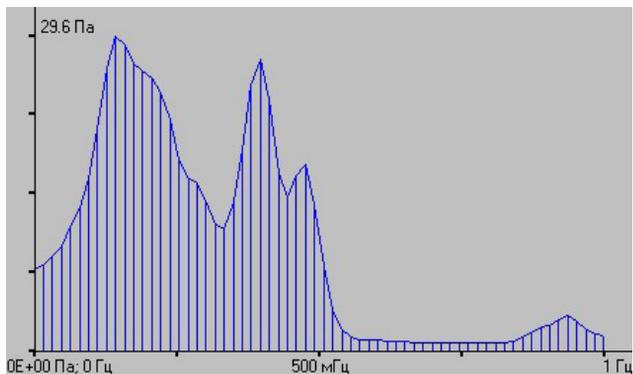


Рис. 15.4. Спектр участка записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления до аномального участка

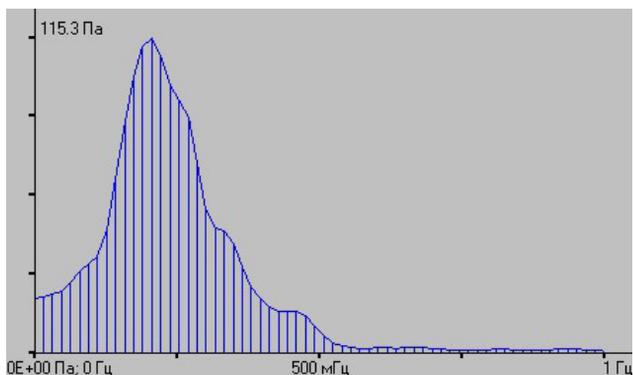


Рис. 15.5. Спектр аномального участка записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления

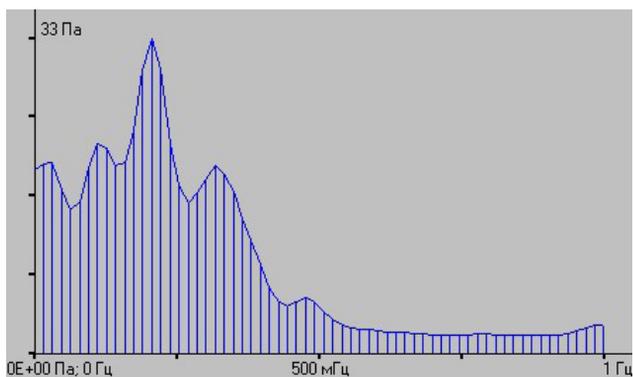


Рис. 15.6. Спектр участка записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления после аномального участка

аций гидросферного давления после аномального участка при возникновении обычной нерегулярной картины. Как видно из этих рисунков при возникновении аномального сигнала энергия концентрируется на одном периоде. Т.е. происходит самофокусировка сигнала. До аномального участка и после него энергия «расплывается» по спектру. Интересен следующий факт. Суммарная энергия всех гармоник (при длине ряда в 128 точек и частоте дискретизации 2 Гц) до участка возбуждения и после участка возбуждения примерно одинаковая и равна около 630 относительных единиц. При такой же длине обработанного участка возбуждения, включая импульс волны-убийцы, она примерно равна 1570 относительных единиц. Даже без импульса уединённой волны суммарная энергия равна примерно 1060 относительных единиц. Из этого сравнения понятно, что уединённая волна-убийца образовалась не только в результате самофокусировки гравитационных морских волн (диапазон ветровых волн), но и в результате притока внешней энергии в диапазон ветровых волн. Учитывая, что в спектре участка возбуждения нет других составляющих, кроме основного пика ветрового волнения 5 с, можно предположить, что источник дополнительной энергии находится в атмосфере или в земной коре (литосфере, морском дне). Такими источниками могут быть землетрясения небольшой магнитуды, генерирующие в своём очаге колебания около 5 с, диссипация которых в земной коре приводит к усилению цуга ветрового волнения с самофокусировкой энергии на основном периоде колебаний. Процесс близок к процессу окolorезонансного возбуждения системы определённой добротности с последующим гиперболическим затуханием возбуждённых колебаний. Механизм появления внешней энергии микросейсмического диапазона описан в работе [28], в которой утверждается, что образование самого большого спектрального максимума в микросейсмическом диапазоне с пиковой частотой в области 0.14–0.22 Гц (7.1–4.5 с) связано с низкочастотным рассеянием энергии упругих волн в горных породах. Согласно такому механизму, в двухкомпонентной среде, каковой можно считать горную породу (твёрдая часть плюс поровая вода), энергия упругих волн рассеивается в виде низкочастотных импульсов, частоты которых тем ниже, чем меньше коэффициент пористости. При этом предполагается, что в области частот выше 6 Гц постоянно происходят маломощные сейсмические события, рассеянная энергия которых и служит источником низкочастотных шумов. Атмосфера, как наиболее

динамичная среда среди всех геосфер, может быть внешним источником возбуждения аномального сигнала в водной среде по аналогии с процессами, описанными в работах [29, 30], только в своём частотном диапазоне. Учитывая окологрезонансное поведение процесса, можно утверждать, что внешним возбудителем являлся импульс соответствующей длительности (5 с).

Другая уединённая волна, по амплитуде соответствующая волне-убийце, выделенная из записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, приведена на рис. 15.7. Поведение участка возбуждения сильно отличается от предыдущего случая. Возбуждение происходит примерно такой же длительности, затем происходит быстрое гиперболическое затухание процесса с последовательным уменьшением основного периода колебаний от 5 до 2 с. Поведение аналогично неизохронному поведению нелинейной системы, при котором с уменьшением амплитуды колебаний повышается несущая частота колебаний. Суммарная энергия на этом участке (при длине реализации 64 и частоты дискретизации 2 Гц) примерно равна 2990 относительных единиц, в то время как до и после она примерно равна 320 относительным единицам. Понятно, что произошла внешняя накачка энергии этого волнового процесса. Произошло возбуждение водной среды, и энергия этого волнового процесса на частоте основного периода ветрового волнения (5 с) последовательно трансформировалась в энергию основного волнового процесса бухты Алексева с периодом 2 с. Учитывая, что внешней подпитки на данном периоде колебаний (ветер соответствующего разгона) не было, то процесс ко-

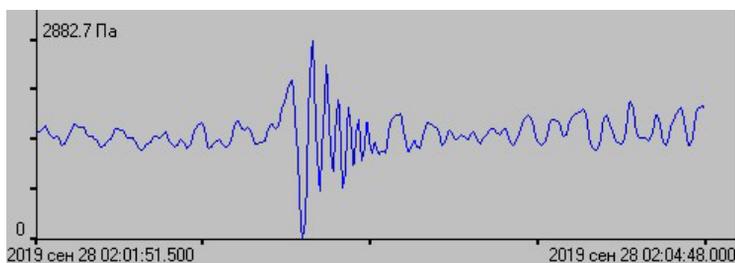


Рис. 15.7. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, установленного на дно на глубине 4 м в бухте Алексева о. Попова

лебаний водной массы на периоде 2 с быстро затух. Период колебаний 2 с является основным периодом ветрового волнения местного происхождения, т.е. ветрового волнения, происхождение которого определяется величиной разгона, другими геометрическими характеристиками бухты Алексева, направлением и скоростью ветра в весенне-осенний период.

Эти нелинейные гидрофизические возмущения большой амплитуды уверенно выделяются на фоне сейш, превосходя их по амплитуде. В качестве примера на рис. 15.8 приведено нелинейное гидрофизическое возмущение типа волна-убийца на фоне сейш бухты Алексева. Даже по сравнению с сейшами амплитуда этого возмущения в два раза больше амплитуды сейш, а по сравнению с ветровым волнением её амплитуда превосходит амплитуду ветрового волнения в 5–6 раз.

Мы рассматривали уединённые волны, по своим характеристикам соответствующие волнам-убийцам ветрового диапазона. Далее уделим внимание этим аномальным нелинейным образованием другого происхождения. На рис. 15.9 приведён участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, на котором выделяется мощное нелинейное гидросферное образование, соответствующее волне-убийце «морская яма». На фоне ветрового волнения высота этого нелинейного образования имеет значительную величину, которая на поверхности моря имеет величину порядка 1.5 м при длительности около 2 мин.

Лазерным измерителем вариаций гидросферного давления, кроме регистрации этих нелинейных возмущений, максимум которых

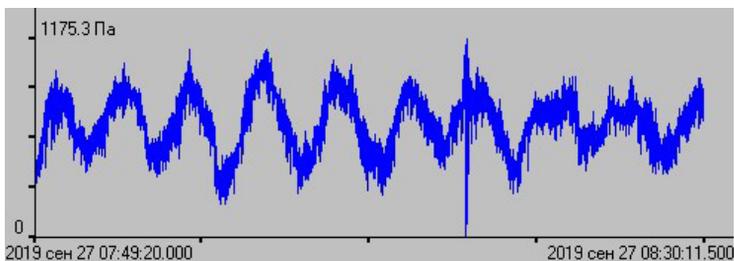


Рис. 15.8. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления с регистрацией нелинейного гидрофизического возмущения типа волны-убийцы на фоне сейш местного происхождения

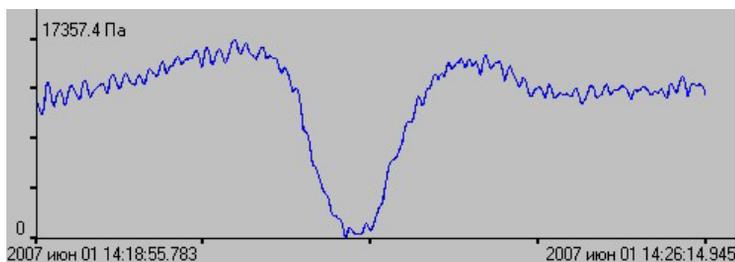


Рис. 15.9. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления с участком нелинейного гидрофизического возмущения волны-убийцы «морская яма».

направлен вниз, регистрируются нелинейные гидросферные возмущения, максимум которых направлен вверх. На рис. 15.10 приведён участок записи лазерного измерителя гидросферного давления, на котором выделяется бухтообразное нелинейное гидрофизическое возмущение, максимум которого направлен вверх. Данное нелинейное возмущение достигло максимальной величины за 30–35 с, а его продолжалось составила около 7 мин. Тяжело придумать механизм возникновения этого возмущения в водной среде, кроме атмосферного, по аналогии с образованием метеоцунами, вызванных соответствующими атмосферными процессами [31].

При дальнейшей обработке экспериментальных данных лазерного измерителя вариаций гидросферного давления было обращено внимание на сигналы, амплитуда и вид которых сильно отличались от

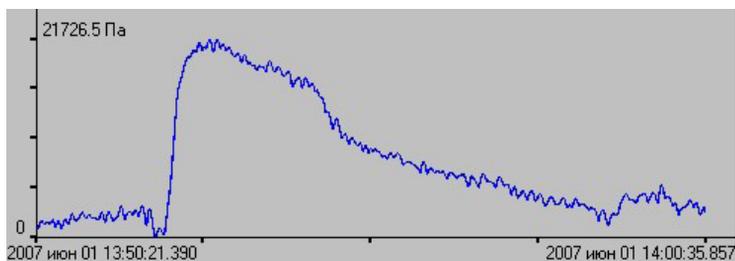


Рис. 15.10. Участок записи лазерного измерителя гидросферного давления с нелинейным гидрофизическим возмущением типа волна-убийца «горб»

окружающих сигналов. Главные отличия были в амплитудах и внешнем виде регистрируемых сигналов, которые по частотному диапазону не совпадали с фоновыми сигналами, к которым можно отнести и морское волнение, существующее как до, так и после наблюдаемых аномальных сигналов. Как правило, аномальные сигналы никакого изменения не вносили в наблюдаемые процессы. Так, например, периоды и амплитуды ветровых волн никак не изменялись. А все изменения были обусловлены как природными процессами (например, направление и скорость ветра), так и с физическими процессами, связанными, например, с дисперсионными законами и т.п. В качестве примера сигналов аномального типа на рис. 15.11 приведён участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, на котором на фоне существующих ветровых волн выделяется сигнал,

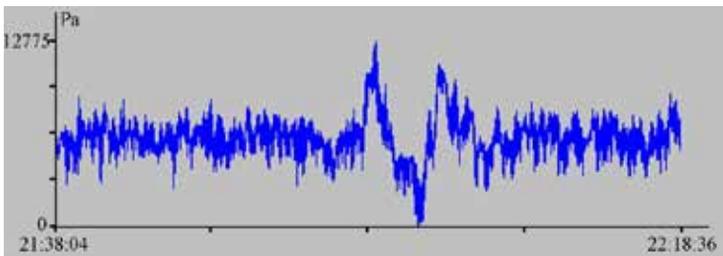


Рис. 15.11. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, установленного на дне на глубине 27 м

по амплитуде и по форме сильно отличающийся от поверхностного волнения. Величина этого возмущения (от минимума до максимума) составила около 1.3 м. Усреднённый морской прилив в этой зоне Японского моря обычно составляет около 0.4 м. Таким образом, данное аномальное возмущение больше прилива примерно в три раза. Длительность этого возмущения составляет около 8 мин.

При анализе других записей лазерного измерителя вариаций гидросферного давления на фоне поверхностного ветрового волнения выделили несколько подобных аномальных возмущений, отличающихся как по форме, так и по амплитуде. На рис. 15.12 приведён другой участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления. Величина этого возмущения (от минимума до максимума)

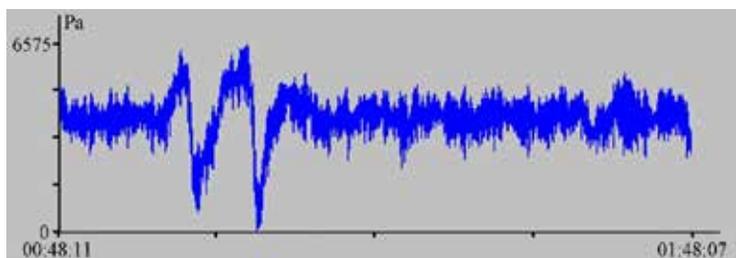


Рис. 15.12. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, установленного на дне на глубине 27 м

составила около 0.67 м. Это, конечно небольшая величина, но достаточно заметная на фоне относительно спокойного моря.

Кроме таких почти одиночных возмущений, наблюдаются групповые возмущения достаточно большой величины. Так на рис. 15.13 приведён участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, на котором приведено несколько подобных уединённых возмущений. Величины этих возмущений достаточно большие, но самое большое из них первое, равное примерно 2.1 м. При этом форма этого возмущения асимметричная – падение происходит почти 3 мин, а нарастание достаточно быстро, около 21 с.

На рис. 15.14 приведён участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, содержащий, по аналогии с работой [24], аномальное гидрофизическое возмущение – волну-убийцу «три сестры».

Интересен вопрос о происхождении данных аномальных возмущений, особенно отмеченных на рис. 15.11, 15.12 и 15.14. На фоне

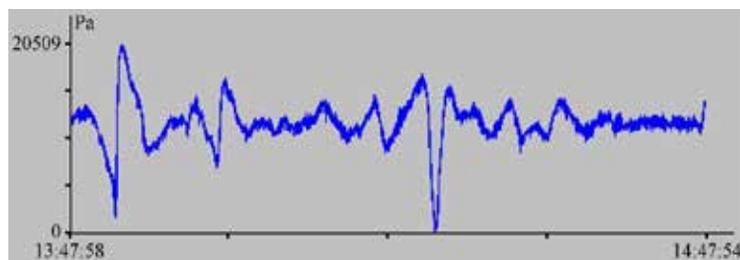


Рис. 15.13. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, установленного на дне на глубине 27 м

стандартного ветрового волнения они выглядят инородно. В работе [24] рассмотрены численные эксперименты, в результате которых получены почти аналогичные аномальные возмущения. В численных экспериментах считается, что волны зыби распространяются на фоне ветровых волн, обусловленных действием локального ветра. Считается, что ветер достаточно слабый, так что аномальные волны зыби заметны на их фоне. В числовых экспериментах случайное поле ветровых волн задают с помощью суперпозиции спектральных компонент со случайными фазами. Последовательные решения позволили воспроизвести волны-убийцы в поле ветровых волн («одна сестра», «две сестры», «три сестры», «четыре сестры»), графическое пред-

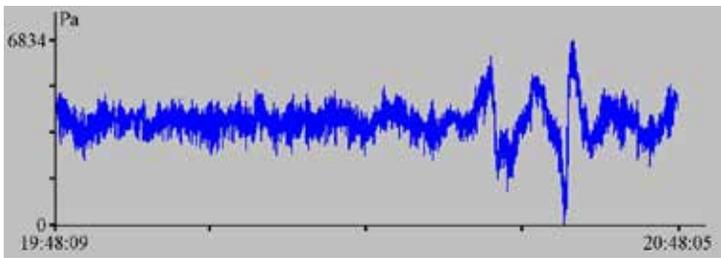


Рис. 15.14. Участок записи лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, установленного на дне на глубине 27 м

ставление которых очень похоже на графики, представленные на рис. 15.11, 15.12 и 15.14. Глядя на рис. 15.11, 15.12 и 15.14 можно сказать, что на них приведены типичные волны-убийцы типа «две сестры» и «три сестры». Что можно сказать о ветровом волнении, представленном на рис. 15.11, 15.12 и 15.14? Период ветрового волнения равен примерно 7 с. Этот период ветрового волнения характерен для почти фоновых волн зыби Японского моря, для которых он примерно равен 5–6 с. Физика возникновения аномальных возмущений, описанная в работе [24], не применима в нашем случае, хотя наши графики и графики, приведённые в работе [24], очень похожие. Далее рассмотрим ещё один физический процесс, который может привести к возникновению подобных аномальных возмущений – волн-убийц.

С целью изучения закономерностей в поведении морских экстремальных поверхностных возмущений были проанализированы

несколько записей лазерного измерителя вариаций гидросферного давления, аналогичных записям, приведённым на рис. 15.11, 15.12 и 15.14. При этом можно отметить одну и ту же закономерность: спектральные компоненты, полученные при обработке участка записи, содержащего аномальные сигналы, имеют ярко выраженные максимумы на двух-трёх периодах, один из которых находится в глубокой инфразвуковой области (период около 5 мин), а другой максимум находится на периоде ветрового волнения. При обработке участков записей, содержащих фоновые сигналы, на фоне которых выделяется поверхностное волнение, имеем много максимумов, расплывающихся по спектру в инфразвуковой области (от 7 с до 5 мин), а также наибольший максимум, соответствующий ветровому волнению. При этом все спектральные максимумы, соответствующие ветровому волнению (правильнее будет сказать зыби), для фоновых участков имеют значительно меньшие величины, чем такие же максимумы для участков записей, содержащих аномальные возмущения. В качестве характерного примера приведём на рис. 15.15 спектры, полученные при спектральной обработке участков записей лазерного измерителя вариаций гидросферного давления методом максимального правдоподобия. Обработывались участки записи, приведённой на рис. 15.11. Такой же обработке подвергались участки записи, приведённой на рис. 15.12 и 15.14. При этом в глубокой инфразвуковой области выделялись мощные пики на частотах, соответствующих периодам, находящимся в диапазоне 5–5.5 мин. А в области волн зыби выделялись мощные максимумы, находящиеся в диапазоне 7–7.3 с. Для фоновых участков максимумы волн зыби находились в диапазоне 6.7–7.8 с. Такое расхождение в периодах, возможно, связано с несколькими причинами. Главной причиной является разная длина выбранных участков записей (1024, 1616 и 1686 точек), из-за чего получается разное частотное разрешение. Вторая причина связана с некоторыми дисперсионными и нелинейными процессами, особенно для ветровых волн.

Главное, что надо отметить для всех обработанных участков записей, – это следующее: 1) Для фоновых участков записей энергия «расстекается» по многим спектральным компонентам; 2) Для участков записей, содержащих экстремальные поверхностные возмущения, или следуя работе [24], энергия сосредотачивается на 2–3 спектральных компонентах; 3) При этом величины спектральных максимумов второго случая всегда больше величин спектральных максимумов первого

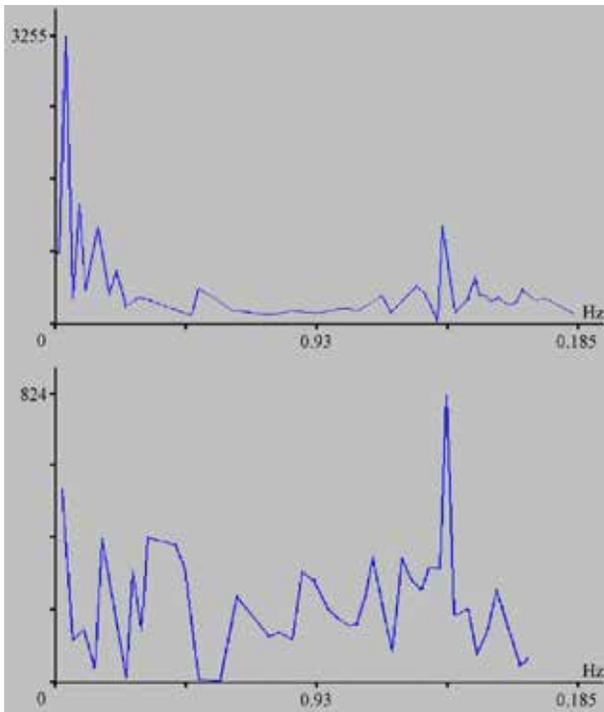


Рис. 15.15. Спектры, полученные при обработке участка записи, содержащего аномальные возмущения (верхний), и фонового участка записи (нижний)

го случая. Каков физический механизм возникновения этих аномальных возмущений?

С некоторой аппроксимацией такое поведение характерно для явления возврата Ферми-Пасты-Улама с некоторыми модификациями. Похожее поведение спектральных компонент наблюдалось при возбуждении осцилляторов-геоблоков [32], только процесс был более периодическим. Для различных осцилляторов-геоблоков рассмотренные эффекты объединены одним общим для всех процессов явлением – явлением возврата Ферми-Пасты-Улама, которое было впервые рассмотрено Ферми [33] при численном моделировании колебаний струны, представленной 64 связанными точками. Оно является характерным для любых осцилляторов-геоблоков при возбуждении их внешней силой. При величине внешней силы большей некоторого по-

рогового значения для данного осциллятора возбуждается несколько мод, энергия от которых распределяется почти равномерно по соседним частотам. Спустя некоторое время картина приобретает первоначальный вид, если пренебречь процессами диссипации. При сообщении осциллятору-геоблоку величины энергии меньшей порогового значения возбуждается единичное число мод (одна, две), между которыми происходит перекачка энергии, т.е. происходит простейший акт явления возврата.

В нашем случае всё более сложно. Перекачка энергии происходит не между модами одного волнового пакета, а между модами различных волновых пакетов, при этом природа их образования различная. Один волновой пакет ответственный за пакет ветрового диапазона, а второй пакет ответственный за инфрагравитационный диапазон и связанный, по-видимому, с собственными колебаниями водной массы зоны расположения лазерного измерителя вариаций гидросферного давления. Собственные колебания водной массы шельфовой области зависят от её геометрических размеров. При определённых условиях происходит внешняя энергетическая накачка водной массы, которая проявляется в кратковременном её возбуждении с концентрацией внешней энергии на одной (редко двух) модах. При этом мы можем наблюдать волны-убийцы в поле ветровых волн, описанные в работе [24], – «одна сестра», «две сестры», «три сестры». Наиболее энергонесущими при этом возбуждении являются максимумы, соответствующие колебанию инфрагравитационного диапазона и основному максимуму ветрового диапазона. Надеемся, что при дальнейших экспериментальных и модельно-теоретических исследованиях будет изучен физический механизм наблюдаемых процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Christou M., Ewans K. // *J. Phys. Oceanogr.* 2014. V. 44. P. 2317.
2. Orzech M.D., Wang D. // *J. Mar. Sci. Eng.* 2020. V. 8. P. 890.
3. Cattrell A.D. et al. // *Sci. Rep.* 2019. V. 9, 4461.
4. Teutsch I. et al. // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2020. V. 20, 2665.
5. Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A. *Rogue Waves in the Ocean.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
6. Dysthe K., Krogstad H.E., Muller P. // *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 2008. V. 40. P. 287.
7. Guo B. et al. *Rogue Waves: Mathematical Theory and Applications in Physics.* Zhejiang Science and Technology Press, 2017.

8. Liu P.C. // *Geofizika*. 2007. V. 24. P. 57.
9. Baschek B., Imai J. // *Oceanography*. 2011. V. 24. P. 158.
10. Candella R.N. // *Nat Hazards*. 2016. V. 83. P. 211.
11. Glejin J. et al. // *Indian J. Geo-Marine Sci*. 2014. V. 43. P. 1339.
12. Didenkulova I. // *Borel Env. Res*. 2011. V. 16. P. 138.
13. Pelinovsky E., Talipova T., Kharif C. // *Physica D*. 2000. V. 147. P. 83.
14. Ducrozet G., Fink M., Chabchoub A. // *Phys. Rev. Fluids*. 2016. V. 1, 054302.
15. Tobisch E., Pelinovsky E. // *J. Phys. A*. 2020. 53, 345703.
16. Zakharov V.E., Ostrovsky L.A. // *Physica D*. 2009. V. 238. P. 540.
17. McLean J.W. // *J. Fluid Mech*. 1982. V. 114. P. 315.
18. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G. Deformation Anomalies Accompanying Tsunami Origination // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2021. V. 9(10). P. 1144.
19. Pelinovsky D.E., White R.E. // *Proc. R. Soc. Lond. A* 2020, 476, 20200490.
20. Marangell R., Miller P.D. // *Physica D*. 2015. V. 308. P. 87.
21. Deconinck B., McGill P., Segal B.L. // *Physica D*. 2017. V. 360. P. 17.
22. Pelinovsky E., Polukhina O., Kurkin A. // *Eur. Phys. J. Spec. Topics*. 2010. V. 185. P. 35.
23. Shrira V.I., Slunyaev A.V. // *Phys. Rev*. 2014. E 89 041002(R).
24. Шургалина Е.Г., Пелиновский Е.М. Проявление аномально больших волн зыби на фоне слабого ветрового волнения // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2012. Т. 5, № 1. С.77–88.
25. Borodin A.E., Dolgikh A.G., Dolgikh G.I., Fishchenko V.K. Recording Seismoacoustic Signals of a Surface Vessel with a Two-Coordinate Strainmeter // *Acoustical Physics*. 2016. V. 62, No 1. PP. 64–73. DOI: 10.1134/S1063771015060020.
26. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., Kovalev S.N., Koren I.A., Novikova O.V., Ovcharenko V.V., O.P. Okuntseva V.V., Shvets V.A., Chupin V.A., Yakovenko S.V. A laser nanobarograph and its application to the study of pressure-strain coupling // *Izvestiya. Physics of the Solid Earth*. 2004. V. 40, No. 8. PP. 683–691.
27. Dolgikh G., Budrin S., Dolgikh S., Plotnikov A. Supersensitive Detector of Hydrosphere Pressure Variations // *Sensors*. 2020. V. 20(23). P. 6998. DOI: 10.3390/s20236998.
28. Sidorov V.K., Tarantin M.V. The origin of low-frequency maxima in the spectra of seismic noise // *Izvestiya Physics of the Solid Earth*. 2013. V. 49, No.1. PP. 59–62.
29. Dolgikh G.I., Budrin S.S., Dolgikh S.G. Ovcharenko V.V., Chupin V.A., Shvets V.A., Yakovenko S.V. Internal Marine Waves and Atmospheric Depressions // *Doklady Earth Sciences*. 2015. V. 462, Part 2. PP. 631–633.
30. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., Vasilevskaya L.N., Lisina I.A. Interaction of the atmosphere and lithosphere in the minute rang of periods // *Doklady Earth Sciences*. 2020. V. 490, Part 1. PP. 18–22. 10.1134/S1028334X2001002X.
31. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G. Meteotsunami Manifestations in Geospheres // *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*. 2019. V. 55, No. 5. PP. 801–805. DOI: 10.1134/S1069351319050045.
32. Давыдов А.В., Долгих Г.И., Запольский А.М., Копвиллем У.Х. Нелинейный сейсмоакустический осциллятор // *Депонирована в ВИНТИ РАН 25.03.1987. № 3635 В87. Владивосток, 1987. 23 с.*
33. Ферми Э. *Научные труды*. М.: Наука, 1972. 712 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	7
Глава 1. Классификация лазеров	11
1.1. Общие сведения о лазерах	11
1.1.1. Лазеры на твёрдом теле	12
1.1.2. Жидкостные лазеры	16
1.1.3. Газовые лазеры	17
Литература.....	20
Глава 2. Гелий-неоновые лазеры	21
2.1. Принцип действия	21
2.2. Гелий-неоновый лазер на 0.63 мкм.....	27
2.3. Гелий-неоновые лазеры на других длинах.....	30
2.4. Колебания и волны в гелий-неоновых лазерах....	32
2.4.1. Реактивные колебания	32
2.4.2. Локальные колебания.....	33
2.4.3. Страты (волны ионизации)	34
Литература	35
Глава 3. Геометрия активного элемента	37
3.1. Общие соображения.....	37
3.2. Поперечные сечения активного элемента.....	38
3.3. Продольные сечения активного элемента.....	46
3.4. О температурных измерениях	52
3.5. Дальнейшие пути решения задачи о геометрии ..	55
Литература.....	58
Глава 4. Ионные газоразрядные ОКГ	61
4.1. Лазеры на ионах инертных газов	62
4.2. Лазеры на парах металлов	68
4.3. Лазеры на парах меди.....	71
Литература.....	75
Глава 5. Молекулярные лазеры	77
5.1. Лазер на двуокиси углерода.....	77

5.2. Лазер на окиси углерода	81
5.3. Волноводные лазеры	82
Литература	85
<i>Глава 6. Стабилизация частоты излучения лазеров</i>	87
6.1. Принцип стабилизации частоты излучения лазеров	87
6.2. Промышленные стабилизированные гелий-неоновые лазеры	89
6.3. Гелий-неоновые лазеры, стабилизированные по поглощению в йоде	91
6.4. Гелий-неоновые лазеры, стабилизированные по поглощению в метане	99
Литература.....	103
<i>Глава 7. Стабилизация мощности излучения лазеров</i>	105
7.1. Пассивная стабилизация параметров излучения	106
7.2. Стабилизация мощности излучения лазеров управлением тока разряда	108
7.3. Стабилизация мощности излучения лазеров управлением параметрами излучателя	110
7.4. Стабилизация мощности излучения лазеров внешними регулирующими элементами	112
7.5. Роль светоделительной пластины в ССМ	116
7.6. Роль фотоприемника в ССМ	126
7.7. Комплексная ССМ	131
Литература	134
<i>Глава 8. Лазерные локаторы</i>	135
8.1. Лазерные локаторы	135
8.2. Распространение света в воде	140
8.2.1. Показатель преломления воды	141
8.2.2. Характеристики оптических свойств мутной среды	142
8.2.3. Показатель рассеяния	144
8.2.4. Индикатрисы рассеяния	145
8.2.5. Показатель поглощения	146
8.2.6. Показатель ослабления и вероятность выживания фотона. Прозрачность по белому диску	147
8.3. Лазерные гидролокаторы	149

Литература	155
Глава 9. Лидары	157
9.1. Принципы дистанционного лазерного зондирования	157
9.2. Лидар дифференциального поглощения и рассеяния	166
9.3. Лидар комбинационного рассеяния света	168
9.4. Флуоресцентный лидар	170
9.5. Новые разработки лидаров	172
Литература	180
Глава 10. Интерферометр Майкельсона. Лазерные измерители деформаций	183
10.1. Интерферометр Майкельсона	183
10.2. Лазерные измерители деформаций	187
10.3. Методы измерения разности хода в интерферометрах	191
10.4. Лазерный деформограф маятникового типа	206
10.4.1. Лазерный деформограф классического типа	207
10.4.2. Лазерный деформограф маятникового типа	209
10.5. Донный лазерный деформограф	215
Литература.....	217
Глава 11. Донный лазерный сейсмограф	219
11.1. Описание установки	221
11.2. Обработка и анализ полученных экспериментальных данных	228
Литература	238
Глава 12. Верификация данных сверхчувствительного сенсора вариаций гидросферного давления	239
12.1. Приёмные системы. Описание эксперимента ..	241
12.2. Обработка и анализ натуральных данных	244
12.2.1. Бухта Алексева	244
12.2.2. Бухта Улисс	247
12.2.3. Бухта Витязь	250
12.3. Вычисление коэффициента преобразования данных	252
Литература	261

<i>Глава 13. Математические методы в естествознании.</i>	
Микросейсмы «голоса моря»	263
13.1. Измерительный комплекс	267
13.2. Экспериментальные данные и методика их обработки	270
13.3. Описание тайфунов. Результаты обработки экспериментальных данных	273
13.3.1. Тайфун Volaven	275
13.3.2. Тайфун Sanba	278
13.3.3. Тайфун Chan-Nom	281
13.4. Области генерации микросейсм «голоса моря»	284
13.4.1. Тайфун Чан-Хом	285
13.4.2. Тайфун Матмо	287
13.4.3. Тайфун Хагупит	290
13.5. Дистанционный сейсмоакустический мониторинг тропических циклонов	293
13.5.1. Обработка и анализ полученных экспериментальных данных	293
Литература	309
<i>Глава 14. Математические методы в естествознании.</i>	
Деформационный прогноз цунами	313
14.1. Регистрация деформационных аномалий цунамигенных землетрясений	316
14.1.1. Землетрясения в Индонезии	319
14.1.2. Землетрясения в Чили	321
14.1.3. Землетрясения на западном побережье Северной Америки	323
14.1.4. Землетрясения вблизи Японских островов	326
14.2. Вычисления	336
14.3. Обсуждение	337
Литература	343
<i>Глава 15. Нелинейные гидрофизические возмущения шельфовых областей</i>	
15.1. Лазерно-интерференционные приёмные системы. Полигон. Данные	348
15.2. Обработка и анализ полученных экспериментальных данных	350
Литература	362

Научное издание

Долгих Г.И., Привалов В.Е., Долгих С.Г.

**ЛАЗЕРЫ
И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ
В СВЕРХТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ**

Компьютерная верстка *И.В. Миромановой*

Подписано в печать 25.07.2024 г.
Формат 60×90/16. Усл. печ. 23,0 л. Уч.-из. л. 22,41
Тираж 200 экз. Заказ 9

Индивидуальный предприниматель
Мироманова Ирина Витальевна
690106, г. Владивосток, ул. Нерчинская, 42-102