

УДК 621.373.826

Сборник содержит научные работы, отражающие новейшие достижения вузовской науки в разработке лазерных и оптико-электронных систем, лазерном и оптическом приборостроении.

Для научных и инженерно-технических работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов.

И 2700020000-010 1989, в. 11 с. - 89
И 317 (03)-89

© Белгосуниверситет имени В.И.Ленина, 1989

И. И. Вельджанов, И. А. Малевич, С. И. Чубаров, А. К. Ясаков
СТРУКТУРНЫЕ МОДЕЛИ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ С ВЫСОКИМ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ
(СИСТЕМНЫЙ ПОДХОД)

Многообразие эвристических схем построения лазерных систем (ЛС) вызывает значительные затруднения при определении предельных возможностей лазерных методов, особенно в задачах, где необходима статистическая обработка информации и большой объем вычислительных процедур.

Применив системный подход, развитый в [1,2] при разработке структур информационно-измерительных систем высокого разрешения, авторы рассмотрим структурные модели основных классов ЛС с высоким пространственно-временным разрешением, широко используемые в задачах лазерной хронометрии и спектроскопии, локации и задачах дистанционного изучения оптических характеристик окружающей среды.

Предлагаемая классификация структурных моделей ЛС [3] основывается на анализе математической модели^{***} объекта исследования, $M = F(U(t,r))$ (где $F(U)$ – оператор функционирования ЛС при регистрации пространственно-временного процесса $U(t,r)$), а также на анализе флуктуаций характеристик объекта исследования $D \in \{D(\lambda), D(x)\}$ с учетом изменения динамического диапазона спектральных $D(\lambda)$ и временных $D(t)$ характеристик объекта.

Поскольку рассматриваются ЛС с большим объемом измерительной информации, построение структурных моделей требует определения количества и вида используемых в ЛС измерительных и вычислительных алгоритмов $a \in \{A_u(t), A_v(t)\}$ и, что особенно важно, тре-

* Структурная модель ЛС – формальное описание функционального построения объекта (ЛС) при помощи стандартных физически реализуемых оптико-электронных средств, составляющих основу ЛС и отражающих взаимосвязь средств в объекте.

** Математическая модель объекта исследования – формальное описание объекта или явления при помощи функциональных или логических операторных соотношений, алгебраических, интегральных, дифференциальных уравнений, которые отражают физический смысл процесса или явления.

бует определения эталонов ~~формы~~, необходимых и достаточных для достижения целей и задач, решаемых ЛС.

Независимо от типа оптической схемы ЛС (моностабильной, бистабильной, дифференциальной или интерферометрической [4]) нами выделено три основных класса ЛС: лазерные системы контроля (ЛСК), лазерные диагностические системы (ЛДС) и лазерные измерительные анализаторы (ЛИА). В качестве критерия классификации взят уровень получаемой информации об исследуемом объекте. В принципе все ЛС содержат лазерные источники излучения, системы фотодетектирования и собственно измерительные и вычислительные преобразователи исследуемых процессов, но функциональное назначение, а значит, и их реализация различны для каждого из классов ЛС.

Обобщенная структурная модель ЛСК представлена на рис. 1.

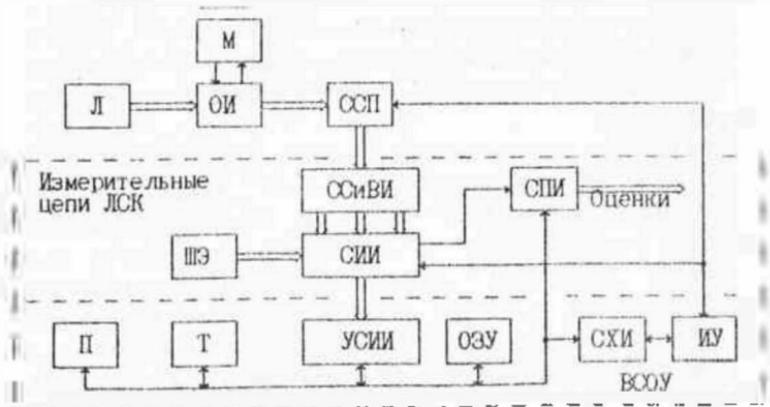


Рис. 1. Обобщенная структурная модель ЛСК:

Л - лазерный источник излучения; М - математическая модель объекта исследования; ОИ - объект исследования; СИИ - сенсоры светового поля; СИИВИ - средства сбора и восприятия информации; СИИ - средства измерения информации; СПИ - средства представления информации; ШЭ - шкала эталонов; БСОУ - вычислительная система обработки и управления; П - процессор; Т - терминал; УСИИ - устройство сбора измерительной информации; СХИ - средства хранения информации; ИУ - интерфейс управления; ОЗУ - оперативное запоминающее устройство

Применение данной обобщенной модели целесообразно, когда исследуемый объект (ОИ) или явление характеризуется следующими основными признаками: математическая модель объекта исследования ал-

риорно известна и не должна изменяться в процессе функционирования ЛС, т.е. $M = \text{const}$; D – динамический диапазон рабочих параметров объекта исследования фиксирован и отсутствуют флуктуации их границ $D \in \{d_{\text{min}}(t) = \text{const}; d_{\text{max}}(t) = \text{const}\}$, превышающие ширину аппаратной функции ЛСК. При данных условиях для реализации основной процедуры функционирования ЛСК требуется фиксированный набор эталонов, $\Delta\lambda = \text{const}$ при жестко определенных измерительных $A_u(t)$ и вычислительных $A_v(t)$ алгоритмах функционирования ЛСК, т.е. $\alpha = \text{const}$.

ЛСК в основном предназначены для контроля спектральных и временных параметров фотодетекторов излучения, параметров волоконной оптики и оценки оптических потерь в оптически прозрачных средах и оптических элементах. Для этих целей необходимы ЛС с высокой разрешающей способностью порядка 10^{-11} с и линейностью временной шкалы около 1%, но эти параметры необходимо реализовать лишь в узком временном диапазоне 10-50 нс или фиксированном спектральном диапазоне $\Delta\lambda$. Структурная модель ЛСК достаточно проста, это связано с тем, что диапазон контролируемых характеристик объекта исследования известен, а алгоритм функционирования ЛСК однозначно определен заранее. В ЛСК обычно применяются системы стабилизации одночастотных лазерных источников оптического излучения, а также используется хранение в виде кодов цифровых эквивалентов контролируемых параметров ($\Delta\lambda = \text{код}$), что позволяет сократить объем обрабатываемой информации до уровня простых статистических решений, различающихся по степени достоверных оценок, позволяющих произвести оценку контролируемого параметра. В качестве вычислительной системы обработки и управления в ЛСК могут применяться как специализированные ЭВМ, так и различные микро-ЭВМ или персональные компьютеры, дополненные элементами связи с измерительными цепями ЛСК – интерфейсами управления, средствами хранения информации большой емкости и устройствами сбора измерительной информации, представляющими собой двухпортовые оперативные запоминающие устройства (ОЗУ) высокого быстродействия.

ЛШС, в отличие от ЛСК, характеризуются сложным алгоритмом функционирования из-за необходимости многопараметрического анализа состояния объекта исследования. Данная сложность обусловлена выполнением совокупности измерительных процедур на различных частотах оптического спектра и дополнительным привлечением мето-

лов анализа временных параметров процессов, дополнительных методов типа амплитудного анализа энергетических параметров сигналов, анализа формы сигналов, многомерного анализа процессов и полей. Одним из основных требований, предъявляемых к ЛДС, является требование высокого спектрального или амплитудно-временного разрешения. Так, в ЛДС лидарного назначения рабочий диапазон интенсивностей входного потока составляет 120-140 дБ. Для ЛДС данного типа характерно требование проведения измерения параметров лазерного источника излучения во время цикла измерения и анализ массива измерительной информации, полученной по совокупности измерительных процедур. Данный анализ выполняется в вычислительной системе, которая производит либо обнаружение некоторых дифференциальных признаков объекта по результатам измерения, либо сравнение со статистическими "портретами" (образами) диагностируемых событий, хранящимися в памяти специализированного ВСОУ. Разработанная обобщенная структурная модель ЛДС представлена на рис. 2. Применение данной обобщенной модели целесообразно, когда ОИ характеризуется следующими признаками: математическая модель объекта не постоянна в процессе диагностики и известна лишь приближенно, т.е. $M \neq \text{const}$; динамический диапазон рабочих параметров существенно изменяется за время диагностики, т.е. $D = \text{var}$ и для их оценивания требуется как изменение параметров лазерного излучения (частоты $\lambda_1, \dots, \lambda_n$, длительности импульсов $\Delta t_1, \dots, \Delta t_n$ и др.), так и многофункциональное изучение ОИ. В данных условиях наличие в ЛС фиксированной шкалы эталонов не является достаточным и требуется введение перестраиваемой шкалы эталонов $\Delta d = \text{var}$ и набора эталонных образов, как правило, в виде статистических распределений диагностируемых параметров ОИ. Вычислительная система обработки и управления ЛДС должна иметь переменный набор измерительных и вычислительных алгоритмов $A_{\text{из}} = \text{var}$ и $A_{\text{в}} = \text{var}$ и более сложную организацию. Отличие структурной модели ЛДС от модели ЛСК, кроме того, заключается во введении цепи обратного воздействия на ОИ и лазерный источник с целью полного выявления и диагностики свойств объекта, а также во введении средств поиска и стандартизации информации в структуре измерительных цепей ЛДС.

В ЛДС требуется производить большие объемы вычислений при высокой скорости поступления измерительной информации на ВСОУ. Как следствие, ВСОУ должна обладать высокой производительностью.

Необходимость высокой производительности следует из того, что нахождение некоторых признаков ОИ, а также сравнение со статистическими "портретами" (образами) требует выполнения большого числа вычислительных операций за достаточно короткое время, связан-

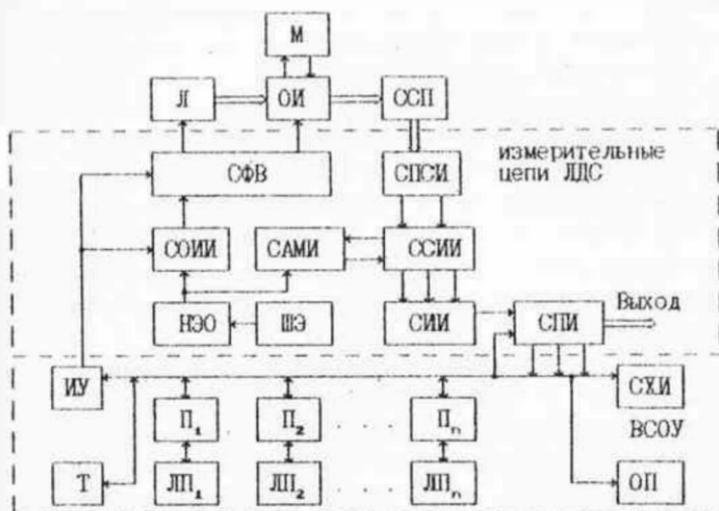


Рис. 2. Обобщенная структурная модель ЛДС.

СПСИ - средства поиска и сбора информации; СОИИ - средства стандартизации измерительной информации; САМИ - средства анализа массивов информации; СОИИ - средства обработки информации; СФВ - средства формирования воздействия, НЭО - набор эталонных образов; П - процессор; ИУ - интерфейс управления; Т - терминал; СХИ - средства хранения информации; ОП - общая память; ЛП - локальная память, остальные обозначения см на рис 1

ные с высокой частотой выполняемых ЛДС измерительных процедур. Кроме того, ВСОУ должна выполнять функции управления ЛДС для автоматизации процесса измерений. Требование высокой производительности ЛДС выдвигает необходимость структурного построения микропроцессорных ВСОУ, отличного от широко используемого в вычислительной технике. Многопроцессорные ВСОУ могут иметь разное структурное построение, различающееся способом связи, организованной между процессорами (межпроцессорной связи). При этом можно выделить три класса многопроцессорных систем для ЛДС: с общей памятью, с коммутаторами и типа "гиперкуб".

Многопроцессорные ВООУ с общей памятью, широко используемые в ЛДС, характеризуются простотой технической реализации. В системах такого типа всегда имеется ограничение на число процессоров, связанное со способностью общей памяти удовлетворить запросы на обслуживание от процессоров системы. Обычно общее число процессоров не превышает 16, ибо с увеличением числа процессоров резко падает их производительность из-за задержек, возникающих в результате разрешения конфликтных ситуаций при одновременном обращении нескольких процессоров к общей памяти. Дополнительное подключение к каждому из процессоров локальной памяти улучшает показатель производительности, при этом общая глобальная память используется как для передачи сообщений между процессорами, так и для хранения данных и результатов вычислений, необходимых для всех процессоров системы. Достоинством таких систем является простота организации параллельных вычислений над общим блоком данных.

Лазерные измерительные анализаторы охватывают наиболее сложный и распространенный класс ЛС. Особенностью ЛИА, определяющей их структурное построение, является то, что информационный поток от ОИ, инициированный лазерным излучением, представляет собой, как правило, смесь сигнала и шума и основные процедуры ЛИА отличаются от измерительных процедур ЛСК и ЛДС. Измерительные алгоритмы ЛИА строятся по принципу последовательного решения взаимосвязанных задач: обнаружение - измерение характеристик потока - оценивание характеристик ОИ. Все это определяет специфику построения структурной модели ЛИА (рис.3). Использование данной модели правомерно при изучении ОИ, математическая модель которых неизвестна или модель является стохастической, т.е. $M = \text{var}$. В данной ситуации динамический диапазон рабочих параметров ОИ априорно не известен и обычно изменяется в процессе проведения эксперимента $D = \text{var}; D \neq \text{const}$.

Отличительной особенностью структурной модели ЛИА является наличие развитых средств поиска, спектральной селекции и стандартизации исследуемого потока $X(t, \lambda) = S(t, \lambda) + U(t, \lambda)$ предшествующих средствам измерения параметров исследуемых процессов, а также наличие средств анализа и накопления данных, необходимых для принятия решения, о наличии в измеряемом спектральном потоке информационных характеристик, принадлежащих ОИ. Решение задачи обнаружение - измерение - оценивание для случая $M = \text{var}$ невозможно

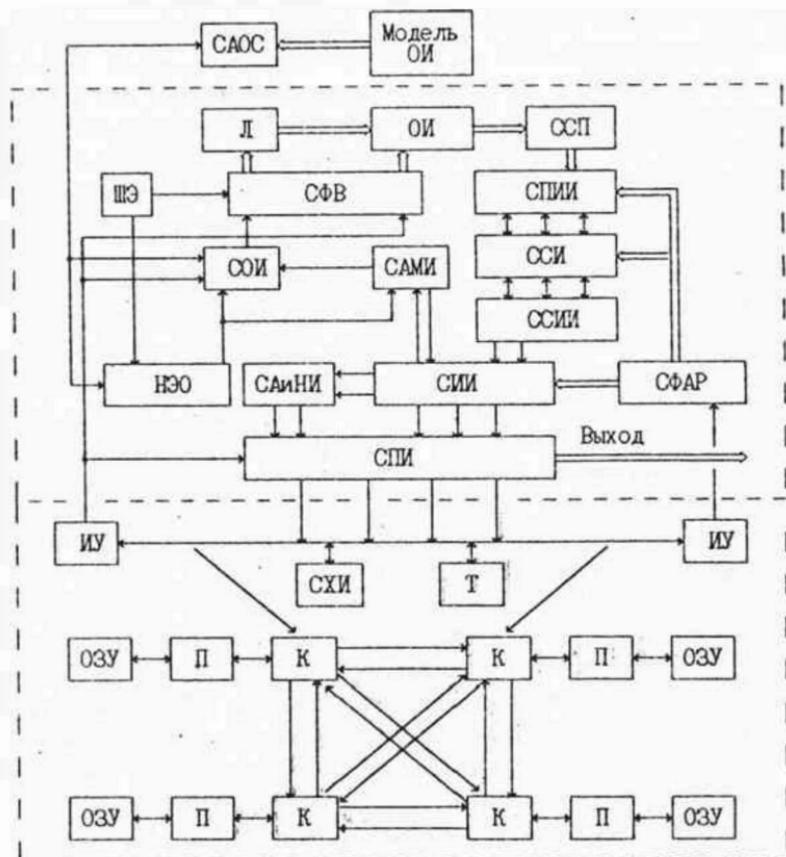


Рис. 3. Обобщенная структурная модель ЛИА

САОС - средства анализа окружающей среды; СПИИ - средства поиска измерительной информации; СОИ - средства селекции информации; ССИИ - средства стандартизации измерительной информации; К - коммутатор; САИНИ - средства анализа и накопления информации; остальные обозначения см. на рис. 1 и 2

без параллельного экспериментального канала и средств анализа окружающей среды, а также без развитых аппаратных $A_{\text{и}}=v_{\text{и}}$ и вычислительных $A_{\text{в}}=v_{\text{в}}$ алгоритмов ЛИА и перестраиваемого набора эталонов $\Delta_{\text{л}}=v_{\text{л}}$. Как правило, в ЛИА используются перестраиваемые по частоте и энергетике лазеры, а также наборы лазерных источников

непрерывного и импульсного типа с управляемыми параметрами. В качестве ВООУ в ДИА целесообразно использовать многопроцессорные системы с коммутаторами. В таких системах связь между процессорами осуществляется через N канальные коммутаторы, где N - число процессоров в системе, с помощью которых каждый процессор может осуществить прием-передачу сообщений с любым процессором в системе. При увеличении числа процессоров производительность системы растет по закону, близкому к линейному, однако сложность системы также быстро возрастает (из-за необходимости построения все более сложных коммутаторов). Системы с коммутаторами надежны, так как отказ одного или нескольких процессоров не приводит к катастрофическому отказу всей системы, при этом лишь снижается производительность за счет перераспределения вычислительной нагрузки между оставшимися процессорами в системе.

Разработанные обобщенные структурные модели трех основных классов ЛС открывают возможность определения аппаратных функций ЛС практически любой сложности, а также позволяют объективно оценить предельные возможности лазерных методов на всех этапах преобразования информации в системе.

Отметим далее, что любую ЛС можно (условно) разделить на две части: 1) энергетическую, 2) информационную. В данной работе в основном речь шла об информационной части ЛС. Конечным результатом исследования явления, объекта с помощью ЛС являются формируемые выводы о нем. Лазерные системы, предназначенные для этого, рассмотрены с позиций системного подхода. Другим аспектом, который необходимо учитывать при анализе ЛС, является стохастический, случайный характер данных, обрабатываемых ЛС. Эта случайность обусловлена множеством факторов, среди которых в качестве основных можно выделить: случайный характер излучения лазера, обусловленный квантовомеханическими эффектами, случайный характер взаимодействия лазерного излучения с ОИ (объект исследования также может иметь стохастическую природу), квантовомеханические эффекты детектирования оптической энергии и воздействие шумов, случайные процессы преобразования и обработки потоков сигналов в ЛС, обусловленные, в частности, случайным характером преобразования и округления чисел из-за конечности разрядной сетки, сбоями, шумами и флуктуациями электронных схем и т.д. Для анализа и синтеза ЛС, таким образом, необходимо применять аппарат, учитывающий стохастический, случайный характер этих процес-

сов – аппарат теории вероятностей и математической статистики, теории случайных процессов, теории статистических выводов. При этом выводы, осуществляемые с помощью ЛС, должны формироваться с применением теории статистического оценивания параметров, теории проверки статистических гипотез, теории распознавания образов.

В построении ЛС необходимо применение и статистического подхода [5] для всестороннего анализа и синтеза ЛСК, ЛДС и ЛИА.

Литература

1. Каверкин И.Я., Цветков Э.И. Анализ и синтез измерительных систем. – Л.: Энергия, 1974. – 165с.
2. Малевич И.А. Методы и электронные системы анализа оптических процессов. – Мн.: Изд-во БГУ им. В.И. Ленина, 1981. – 324с.
3. Вельджанов И.И., Малевич И.А. Структурные модели лидарных систем анализа сложных по составу сред // Тез. докл. 10-го Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. – Томск, 1988. – 291с.
4. Иванов В.И., Малевич И.А., Чайковский А.П. Многофункциональные лидарные системы – Мн.: Университетское, 1986. – 287с.
5. Ясаков А.К., Вельджанов И.И. Обработка сигналов обратного рассеяния в лазерных системах (статистический подход) // Настоящий сб. – С. 43-55.

ОБ ОДНОМ ИЗ ПЕРСПЕКТИВНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ
И ТЕХНИКИ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ НА АКТИВИРОВАННЫХ
КРИСТАЛЛАХ

Накоплен богатый исследовательский опыт в направлении создания перестраиваемых лазеров на активированных кристаллах и заложены экспериментальные основы решения важнейшей практической задачи - создания надежных и эффективных источников высокоинтенсивного когерентного излучения, перестраиваемого в широком спектральном диапазоне. Эти источники крайне необходимы для различных областей науки и техники, в первую очередь для спектрального анализа, фотохимии, разделения изотопов, получения особо чистых веществ, специальной технологии, связи, локации, измерительной техники, медицины. Особое место такие источники занимают в области атмосферных исследований, гидрооптики и экологического контроля. Следует подчеркнуть перспективы, связанные с их использованием в системах оперативного дистанционного контроля радиационной обстановки.

Важность обсуждаемой задачи несомненна, конкретные же пути ее решения слишком многообразны, поэтому представляется целесообразным провести хотя бы самый общий анализ их и выделить те направления, которые, по нашему мнению, наиболее перспективны и реальны.

Несмотря на то что первые экспериментальные [1] и теоретические [2,3] работы по перестраиваемым лазерам на активированных кристаллах были выполнены еще в 1963 г., практическое развитие этих лазеров началось после появления лазера на александрите (хромсодержащий кристалл), работающем на электронно-колебательных переходах при комнатных температурах и перестраивающем длину волны своего излучения в диапазоне 0,7-0,8 мкм [4]. С этого момента внимание ряда исследователей, работающих в области перестраиваемых лазеров, сосредоточилось на поиске и исследовании новых активированных материалов, способных потенциально обеспечить перестраиваемую по длинам волн генерацию в широком спектральном диапазоне. Эти исследования развивались как по пути расширения круга активаторов, в качестве которых использовались ионы переходных, постпереходных и редкоземельных элементов, так и по пути поиска новых матриц. Число ионов-активаторов, которые

рассматриваются в качестве рабочих, превысило полсотни, а матриц — три сотни, что открыло необычайно широкие возможности для комбинаций в создании новых лазерных материалов. При этом спектральный диапазон потенциальной генерации этих материалов простирается от 150 нм до 5,0 мкм. Таким образом, фронт исследований резко расширился и уже не может быть одинаково эффективно охвачен не только разработчиками перестраиваемых лазеров, но и исследователями. Возникла необходимость в ориентации, позволяющей сосредоточить усилия на наиболее перспективных направлениях.

Общий анализ спектроскопических характеристик ионов-активаторов показывает, что для перекрытия основной части указанного выше спектрального диапазона достаточно использовать четыре-пять ионов, внедренных в различные матрицы, а наиболее желательным типом оптических переходов для перестраиваемой генерации являются запрещенно-разрешенные переходы между двумя нижними электронно-колебательными состояниями одной конфигурации. В табл. I представлены эти ионы, тип перехода и спектральный диапазон, в котором может быть получена перестраиваемая генерация конкретного иона в различных матрицах.

Таблица I
Наиболее перспективные ионы-активаторы перестраиваемых лазеров

Ион-активатор	Cu^{2+}	Tl^{3+}	Cr^{3+}	Co^{2+}	Co^{3+}
Лазерный переход	${}^2E - {}^2E$	${}^2E - {}^2E$	${}^3T_2 - {}^3A_2$	${}^3T_2 - {}^3A_2$	${}^3E - {}^3E$
Спектральный диапазон	0,4 - 0,9	0,6 - 1,4	0,7 - 1,3	1,1 - 1,9	1,5 - 3,0

На ионах Tl^{3+} , Cr^{3+} , Co^{2+} , Co^{3+} созданы лазеры, генерирующие в диапазоне 0,65–2,5 мкм и представляющие интерес для практики [5–10]. На ионах Cu^{2+} , внедренных в стекла и кристаллы, можно ожидать создание перестраиваемых лазеров в зелено-красной области спектра при успешном решении технологических задач, так как на этих ионах уже получено усиление в области 0,50–0,65 мкм [11–13].

С целью более полного и глубокого изучения потенциальных возможностей выделенных активаторов как рабочих ионов перестраиваемых лазеров нами было начато систематическое изучение оптико-фи-

зических, в первую очередь спектрально-люминесцентных свойств различных материалов, активированных этими ионами. Был изучен ряд кристаллических матриц, в частности, из групп силикатов, вольфраматов, фторидов, а также стекол боратной, алюмоборосиликатной и других систем [8,15-21]. В результате этих исследований предложен ряд сред для перестраиваемых лазеров. Часть из них представлена в табл. 2. Как видно из таблицы, на основе силикатов, вольфраматов или фторидов, активированных трехвалентным хромом, возможно создание перестраиваемых лазеров, работающих при комнатной температуре как с когерентной, так и с ламповой накачкой в спектральном диапазоне 0,7-1,16 мкм. Число этих сред может быть увеличено, а диапазон несколько расширен в ИК область [22], если использовать кристаллы других классов. И действительно, количество лазеров на кристаллах, активированных трехвалентным хромом, уже исчисляется десятками, и они в совокупности перекрывают в генерации спектральный диапазон 0,7-1,26 мкм [8,22-26]. И уже стало очевидным, что очень многие кристаллы со средним или слабым кристаллическим полем или развитым электрон-фононным взаимодействием, активированные трехвалентным хромом, в той или иной мере пригодны для получения перестраиваемой генерации в красной и ближней ИК областях.

Таким образом, сейчас наиболее важным является не просто поиск новых кристаллов, активированных Cr^{3+} , способных генерировать перестраиваемое излучение, а поиск высокотехнологичных материалов, обладающих хорошими оптико-физическими свойствами, устойчивых к различным воздействиям, генерирующих в возможно более широком спектральном диапазоне, с высоким КПД при комнатных температурах и использующих доступные и эффективные источники накачки. Сказанное можно в одинаковой степени отнести к кристаллам, активированным и другими ионами. В рамках этих требований ситуация не столь оптимистична: существует лишь несколько сред, на основе которых разработаны перестраиваемые лазеры. Это - александрит - $KZnF_3 : Cr^{3+}$, $CaF_2 : Cr^{3+}$, $CaWO_4 : Cr^{3+}$, $KZnF_3 : Cr^{3+}$, $Al_2O_3 : Cr^{3+}$ [6,10,25,27]. Причем генерация на последней среде при комнатной температуре получена пока только в импульсном режиме. Выявлены среды, с которыми связаны определенные надежды. На рис.1, например, представлены перспективные хром-содержащие кристаллы.

Ситуация с кристаллами, активированными ионами Cr^{3+} , в какой-

Таблица 2
Хромсодержащие рабочие среды перестраиваемых лазеров

п/п	Среда: Cr^{3+}	Возможный диапазон генерации, λ ген' нм	Сечение генерации, σ	Рабочая температура, Т, К	Возможный источник возбуждения
1	$3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$	680-1070	0,9	300	Ламп., R, K_2^+
2	$3\text{MgO} \cdot \text{MgO} \cdot 3\text{SiO}_2$	680-1040	0,76	300	То же
3	$3\text{MgO} \cdot 2\text{SiO}_2$	700-1120	6,0	300	Ламп., R, K_2^+ Алекс.
4	$2\text{CaO} \cdot \text{SiO}_2$	800-1150	6,5	300	То же
5	$\text{Ca Mg} (\text{SiO}_2)_2$	720-920	3,5	300	Ламп., R, K_2^+
6	$\text{MgO} \cdot 2\text{CaO} \cdot \text{SiO}_2$	680-720	1,65	300	То же
7	$\text{Al}_2(\text{WO}_4)_3$	710-920	5,65	300	» »
8	Zn (WO ₄)	880-1160	14,2	77	K, Алекс., ГСГГ
9	Mg WO ₄	880-1160	14,9	77	То же
10	$\text{Sr}(\text{WO}_4)_2$	770-990	54,2	77	R, K_2^+
11	K Zn F ₃	760-880	0,83	300	Ламп., R, K_2^+ Алекс.
12	K Mg F ₃	760-880	8,2	300	То же
13	Sr Al F ₅	710-870	1,5	300	Ламп., R, K_2^+
14	Ba Zn F ₄	760-880	1,25	300	То же

Примечание: ламп. - ламповая, R - рубиновый лазер, K_2^+ - криптоновый лазер, Алекс. - лазер на александрите, ГСГГ - лазер на кристалле гадолинийскандийгаллиевого граната.

* Получена генерация на ионе Cr^{3+} в диапазоне 1,15-1,3 мкм [9].

то мере предсказала сценарий, по которому скорее всего будут развиваться события в направлении поиска сред, активированных ионами Ca^{4+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , Ti^{3+} и др.

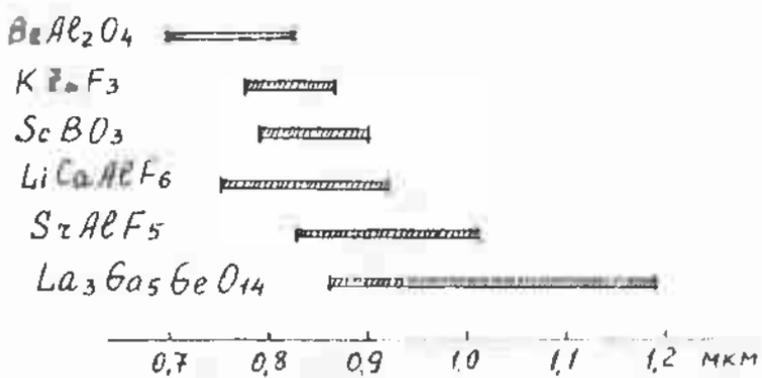


Рис. 1. Спектральные диапазоны перестраиваемой генерации наиболее эффективных хромоносодержащих кристаллов

Очевидно, это позволит заметно сократить и ускорить работы в данных направлениях. Нет сомнения, что в результате такого поиска появится ряд сред, более или менее эффективно генерирующих в конкретных участках очерченных диапазонов (см. табл. [1]). И с их помощью удастся непрерывным образом перекрыть в генерации диапазон 0,6-3,0 мкм.

При освоении более коротковолнового участка спектра возникает дилемма, что предпочтительнее: получить перестраиваемую генерацию в длинноволновом участке спектра и затем ее преобразовать "вверх" либо сразу получить перестраиваемую генерацию на соответствующей среде в коротковолновом участке спектра? Очень часто эта дилемма решается в пользу первого варианта по причине того, что среды, генерирующие в красной и ближней ИД областях, по совокупности лазерных характеристик значительно превосходят среды, генерирующие в коротковолновой области (например, александрит [27], $Al_2O_3:Ti^{3+}$ [6], $KZnF_3:Co^{2+}$ [8,25], $MgF_2:Co^{2+}$ [10] имеют лазерные характеристики существенно лучшие, чем, например, $LaF_3:Ce^{4+}$, $LiYF_3:Ce^{4+}$ [28,29]), а эффективность генерации гармоник в новых нелинейных материалах высока (например, в кристалле $Ca_3Ba_2F_{10}$ эффективность генерации второй гармоники достигает 84%, а четвер-

той - 40% [30]). Таким образом, создание высокоэффективных перестраиваемых лазеров наиболее вероятно в диапазоне 0,6-3,0 мкм.

Один из реальных вариантов лазерного источника в указанном диапазоне уже обрисовался. Схематически он представлен на рис.2. Используя один трехцветный лазер накачки ($\lambda_1 = 0,53; 1,06; 1,32$ мкм), например на кристалле $\text{La}_2\text{Be}_2\text{O}_7:\text{Nd}^{3+}$, и три перестраиваемых преобразователя на кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, $\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Ce}^{4+}$, $\text{MgF}_2:\text{Co}^{2+}$, можно создать достаточно эффективную систему, генерирующую излучение, перестраиваемое в диапазоне 0,65-2,50 мкм. Реализация такой системы представляет серьезный практический интерес. В перспективе схема, представленная на рис.2а, может быть упрощена за счет перехода к ламповой или иной накачке $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, в этом случае $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ - лазер не только играет роль перестраиваемого источника, но и может использоваться для накачки преобразователей на $\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Ce}^{4+}$ и $\text{MgF}_2:\text{Co}^{2+}$ (рис.2б).

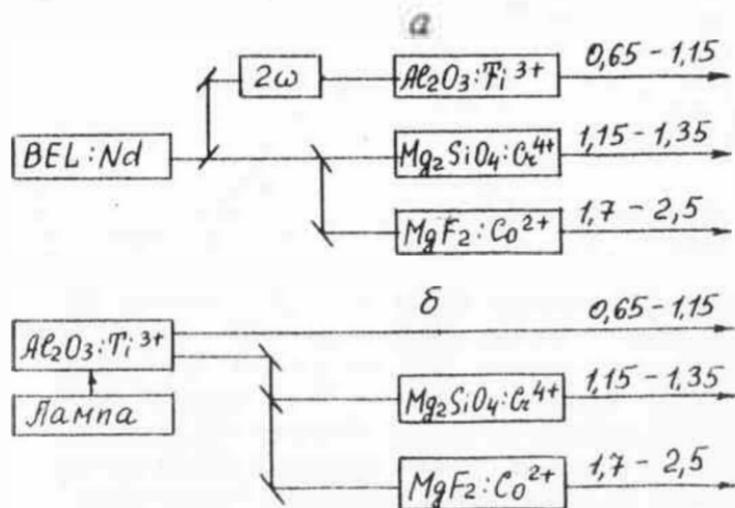


Рис.2. Структурная схема лазерного перестраиваемого источника излучения с когерентной (а) и некогерентной (б) накачкой и его реализованный спектральный диапазон

Такой подход является одним из перспективных в плане создания источников с перестраиваемой длиной волны излучения.

Другой, на наш взгляд перспективный, подход заключается в создании эффективного перестраиваемого в предельно широком диапазоне лазера на Al_2O_3 , который в данном случае будет являться базовым с последующим расширением диапазона излучаемых длин волн методами нелинейной оптики. Обоснуем его более конкретно.

Диапазон длин волн, генерируемых лазерами, достиг 0,650–1,165 мкм, и есть предпосылки для его расширения. Результаты, достигнутые в лучших экспериментах, представлены на обобщенной перестроечной кривой (рис.3).

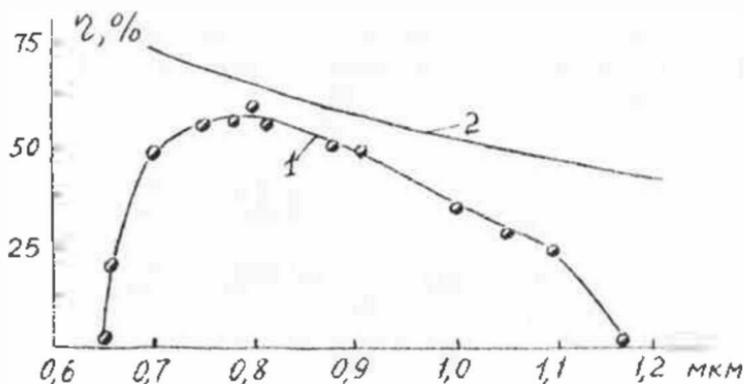


Рис.3. Обобщенная перестроечная кривая $Ti: \text{Al}_2\text{O}_3$ -лазеров (1) и кривая предельного КПД преобразования (2)

Обращает внимание высокий КПД, достигающий десятков процентов в большей части этого диапазона. В максимуме же перестроечной кривой КПД превышает 55 %, т.е. квантовый КПД лазера на Al_2O_3 близок к единице. С целью расширения диапазона генерируемых длин волн $Ti: \text{Al}_2\text{O}_3$ -лазер дополняется генераторами гармоник и разностных частот. Нами изучены возможности этих методов применительно к $Ti: \text{Al}_2\text{O}_3$ -лазеру, предложены и реализованы конкретные решения, позволяющие с высокой эффективностью осуществлять генерацию суммарных и разностных частот $Ti: \text{Al}_2\text{O}_3$ -лазеров [8,9,31,32]. В результате созданы устройства на кристаллах Al_2O_3 Ti^{3+} , позволяющие расширить диапазон излучаемых длин волн до 0,33–0,50 мкм. Для примера, эффективность генерации второй гармоники в них превышает 50 %. Еще более эффективно эти

процессы могут быть осуществлены с использованием новых материалов: β -бората бария - β - BaB_2O_4 (BBO) или трибората лития - LiB_3O_6 (LBO). Эти идеи иллюстрирует рис.4.

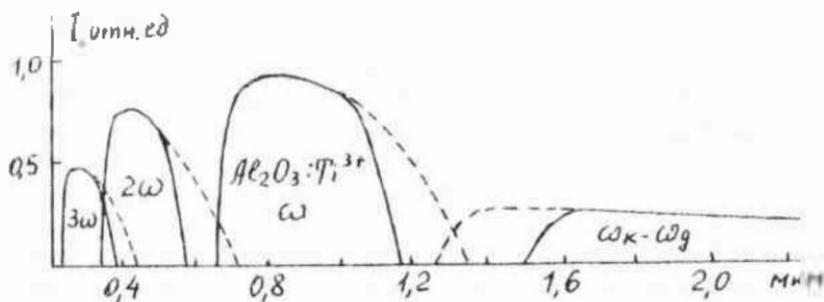


Рис.4. Спектральные диапазоны, перекрываемые $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ - лазером с генераторами гармоник и разностных частот (сплошные линии), и возможное расширение диапазонов (пунктирные): эффективность генерации разностной частоты в кристалле LiIO_3 в области 3,0-5,5 мкм зависит от степени его обезвоженности

Для полноты картины отметим прекрасные оптико-физические свойства кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Ti}^{3+}$ и их высокую технологичность. Все вышесказанное позволяет представить $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Ti}^{3+}$ как один из базовых материалов квантовой электроники.

В связи с этим по-новому ставится вопрос о дальнейших исследованиях этого материала и разработке на его основе лазеров с улучшенными характеристиками и формулируется ряд задач. Основные из них:

- 1) совершенствование схемотехники, направленное на более полную реализацию потенциальных возможностей активной среды;
- 2) совершенствование самой активной среды и ее технологии;
- 3) поиск и освоение новых источников накачки, которые позволили бы повысить КПД, а также упростить и повысить надежность конструкции лазеров.

Каждая из этих задач представляется самостоятельным и довольно широко направленным.

СХЕМОТЕХНИКА. Одна из тенденций – отказ от интерференционных покрытий, не обладающих достаточной широкополосностью и оптической прочностью. Вторая – разработка селективных резонаторов с предельно малыми потерями. Третья – использование выводных элементов с регулируемым коэффициентом связи с внешним пространством. В совокупности со вторым положением это позволяет существенно поднять эффективность генерации на крайних значениях диапазона, а также стабилизировать временные и спектральные характеристики генерации. Четвертая – использование в излучателях более сложных схем с инжекцией либо усилителями, работающими в режиме насыщения, что позволяет увеличить КПД системы в целом и в конкретных устройствах получить практически П-образную перестраиваемую кривую [6,33,34].

АКТИВНАЯ СРЕДА. В этой части наша работа направлена, во-первых, на получение крупных кристаллов с предельной концентрацией активатора. Во-вторых, на получение кристаллов с минимальными потерями на неактивное поглощение и рассеяние в области генерации (с максимальным отношением коэффициентов поглощения на $\lambda = 490\text{ нм}$ и $\lambda = 800\text{ нм}$, $K = \frac{\alpha_{490}}{\alpha_{800}} = \dots$). В-третьих, на создание кристаллов с двумя типами генерирующих центров, спектральные диапазоны которых дополняют друг друга. На рис.5 представлены спектральные характеристики таких кристаллов и рассчитанные кривые сечения усиления.

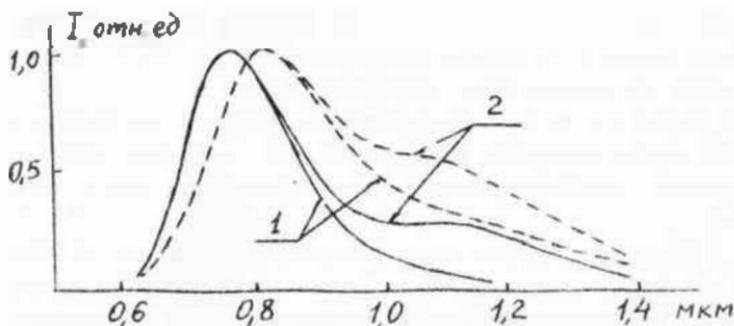


Рис.5. Спектры люминесценции (сплошные линии) и рассчитанные сечения (штриховые линии) генерационного перехода кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ (1) и Al_2O_3 с двумя типами центров на основе Cr^{3+} .

ИСТОЧНИКИ НАКАЧКИ. Нами опробованы все источники когерентной накачки, имеющие практический смысл: вторая гармоника неодимовых лазеров ($\lambda_n = 532$ нм), лазеры на красителях ($\lambda_n = 400 \dots 620$ нм), аргоновые лазеры ($\lambda_n = 488$ и 514 нм), лазеры на парах меди ($\lambda_n = 510$ и 578 нм). В частности, накачка второй гармоникой неодимовых лазеров с килогерцевой частотой повторения импульсов (6–25 кГц) [35] и лазерами на парах меди [34, 36] нами осуществлялась впервые, а на основе проведенных исследований выполнены разработки таких лазеров [6]. С использованием лазеров на парах меди мы видим наиболее простую возможность создания перестраиваемых

$Ti:Al_2O_3$ -лазеров с высокой средней мощностью, достигающей десятков и даже сотен ватт.

Для накачки импульсно-периодических лазеров с частотой повторения импульсов до 100–200 Гц нам представляются перспективными лазеры на кристаллах бериллата лантана $Lu_2Be_2O_7: Nd^{3+}$, отличающиеся высокой эффективностью [37], оптимальной для накачки $Ti:Al_2O_3$ -лазеров длительностью импульса (60–100 нс) и хорошими пространственными характеристиками. Среди других оптических источников следует выделить лампы с твердотельными люминесцентными трансформаторами на основе материалов, активированных ионами Li^+ , Ca^{2+} [6], а также полупроводниковые излучатели на сине-зеленую область спектра, в частности лазеры на кристаллах $ZnSe$ с электронным возбуждением [38].

Перспективной представляется нам и солнечная накачка, так как широкая полоса поглощения $Al_2O_3: Ti^{3+}$ в области 400–620 нм практически идеально согласуется с максимумом солнечного спектра. Применение же солнечного концентратора, выполненного, например,

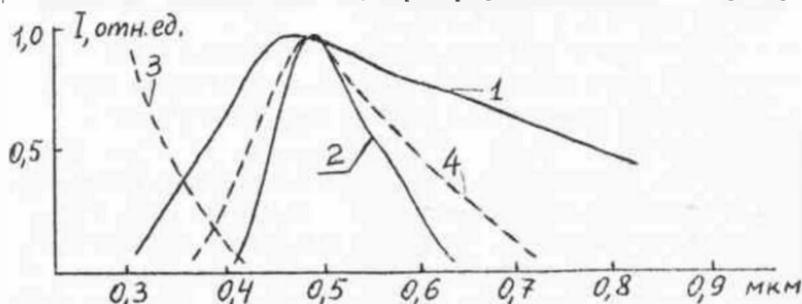


Рис. 6. Спектры солнца (1), поглощения $Al_2O_3: Ti^{3+}$ (2), поглощения АЕС-стекла с медью (3), люминесценции АЕС-стекла с медью (4)

из АБС-стекла с медью [6], позволяет дополнительно использовать и коротковолновую составляющую солнечного спектра (рис.6). Оценки показывают возможность достижения КПД вплоть до 40 %, что многократно превышает КПД всех известных лазеров с солнечной накачкой, а удельная мощность может достигать 450 Вт на [6] гелио-концентратора.

В заключение отметим возможность возбуждения генерации в кристаллах $Al_2O_3:Ti^{3+}$ при прямой накачке пучками электронов с энергией 200-600 кэВ [39]. Развитие этого метода позволяет рассчитывать на создание простых и эффективных лазерных излучателей на основе кристаллов $Al_2O_3:Ti^{3+}$.

Литература

1. Johnson L.F., Dietz R.E., Guggenheim H.J. Optical maser oscillation from Mi^{3+} in MgF_2 involving simultaneous emission of phonons//Phys.Rev.Lett. - 1963. - V.II, N 7. - P.318-320.
2. Ребане К.К., Сильд О.И. К теории индуцированных переходов в электронно-колебательных полосах/ Тр. Ин-та физики и астрономии АН ЭССР. - 1963. - № 23. - С.18-21.
3. McComber D.E. Theory of phonon-terminated optical masers// Phys.Rev. - 1964. - V.134, N 2. - P.A299-A309.
4. Tunable laser performance in $BeAl_2O_4:Cr^{3+}$ / J.C.Walling, H.P.Jenssen, R.G.Morris et al.// Opt.Lett. - 1979. - V.4, N 6.- P.182-183.
5. Moulton P.F. Spectroscopic and laser characteristics of $Ti:Al_2O_3$ // J.Opt.Soc.Am. B. - 1986. - V.3, N 1. - P.125-133.
6. Скрипко Г.А. Перспективы использования лазеров на кристаллах $Al_2O_3:Ti^{3+}$ в атмосферных исследованиях// Оптика атмосферы.- 1989. - Т.2, № 7. - С.675-698.
7. Caird J.A. Chromium Activated Crystals as Tunable Laser Media - What Makes Them Special// Tunable solid-state lasers II. Ser. Optics in science. - Berlin: Springer-Verlag. - 1986. - P.20-34.
8. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.Л. Перестраиваемые лазеры на активированных кристаллах. - Мн.: БПИ, 1984. - 33 с.
9. Petricevic V., Glynn S.K., Alfano R.K. Chromium-Activated Forsterite Laser // Tunable Solid-State Lasers Conference Edition, May 1-3, 1989 North Falmouth, Cape Cod, Massachusetts, P.48-50.

10. Welford P., Moulton P.F. Room-Temperature Operation of the Co: MgF₂ Laser// Opt.Lett. - 1988, V. 13, N.II. - P.975-977.
11. DeShazer L.C. Cuprous ion doped crystals for tunable laser// Tunable solid state lasers. Ser. Optics in science. - Berlin: Springer-Verlag. - 1985. - P.91-95.
12. Усиление света в желто-зеленой области спектра на стекле, активированном медью/ Г.С.Круглик, Г.А.Скрипко, А.П.Шкадаревич и др.// Оптика и спектроскопия. - 1985. - Т.59, № 4. - С.727-729.
13. Copper-doped alumoborosilicate glass: spectroscopic characteristics and stimulated emission/ G.S.Kruglik, G.A.Skripko, A.P.Shkadarevich et al.// J.Lum. - 1986. - V.34, N 6. - P.343-345.
14. Barrie J.D., Dunn B., Stafsudd O.M., Nelson P. Luminescence of Cu¹⁺ -β - Alumina// J. of Luminescence. - 1987. - V.37. - P.303-311.
15. Kruglik G.S., Skripko G.A., Shkadarevich A.P. Recent advances in tunable solid-state lasers// Proc. Third Int. School on laser applications in atomic molecular and nuclear physics. - Vilnius, 1986. - P.563-573.
16. Синтез и исследование твердотельных активных элементов для лазеров на электронно-колебательных переходах: Отчет о НИР (заключит.)/ Бел. политехн. ин-т; Рук.Г.А.Скрипко. - К Г.Р. 01.830008686. - Мн., 1984. - 140 с.
17. Спектроскопические характеристики силикатов, активированных хромом/ Г.А.Скрипко, А.П.Шкадаревич, Х.А.Черчес и др.// Журн. прикл.спектроскопии. - Деп. в ВИНТИ 25.11.85, № 615-13-87.- 7 с.
18. Бартошевич С.Г., Скрипко Г.А., Урбанович В.С., Шкадаревич А.П. Спектрально-кинетические характеристики хромсодержащих вольфраматов// Журн. прикл. спектроскопии. - 1986. - Т.48, № 1. - С.87-91.
19. Синтез и исследование спектроскопических характеристик алюмоборосиликатных стекол, активированных Cr³⁺/ О.Г.Городецкая, Г.А.Скрипко, Л.Е.Золотарева и др.// Стекло, ситаллы и силикатные материалы. - 1985. - Вып.14. - С.24-29.
20. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Черчес Х.А., Шкадаревич А.П. Диопсид - перспективный материал для перестраиваемых лазеров на электронно-колебательных переходах// Перестраиваемые по

- частоте лазеры: Материалы Всесоюз. конф. Новосибирск, 6-9 дек. 1983г. - Новосибирск, 1984. - С.34-41.
21. Поиск генерирующих сред на основе аморфных материалов, активированных хромом/ Г.С.Круглик, Н.Н.Ермоленко, Г.А.Скрипко и др.// Перестраиваемые по частоте лазеры: Материалы 4 Всесоюз. конф., Новосибирск, 6-9 дек. 1983 г. - Новосибирск, 1984. - С.42-45.
 22. Перестраиваемое стимулированное излучение ионов Cr^{3+} и эффект самоумножения частоты генерации в ацентричных кристаллах со структурой Ga-германата/ А.А.Каминский, А.П.Шкадаревич, Б.В.Миль и др.// Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. - 1988. - Т.24, № 4. - С.690-693.
 23. Белоногова Е.К., Шавкунов В.С. Перестраиваемые лазеры на александрите// Электроника. Сер.ИИ. Лазерная техника и оптоэлектроника. - 1986. - Вып.1. - 32 с.
 24. Swird J.A. Chromium Activated Crystals as Tunable Laser Media - What Makes Them Special? Tunable Solid-State Lasers I. Proceedings of the OSA Topical Meeting, Rippling River Resort, Zigzag, Oregon, June 4-6, 1986. - Springer-Verlag. - P.21-34.
 25. Перестраиваемый лазер на кристалле $\text{KZnF}_3:\text{Cr}^{3+}$ с неселективной накачкой/ Р.Ю.Абдулсабиров, М.А.Дубинский, С.Л.Кораблева и др. // Кристаллография. - 1986. - Т.31, вып.6. - С.600 - 601.
 26. Walling J.C. Panel Discussion on Chromium Tunable Lasers// I. Proceedings of the OSA Topical Meeting, Rippling River Resort, Zigzag, Oregon, June 4-6, 1986. - Springer-Verlag. - P.196-199.
 27. Kendrick R., Rapoport William R. Design and performance of a 250 Hz alexandrite laser// IEEE J. Quantum Electron. - 1988. - V. 24, N 6. - P.1156-1166.
 28. Ehrlich D.J., Moulton P.F., Osgood R.M. Ultraviolet solid-state Ce:YLF laser at 325 nm// Opt. Lett. - 1979. - V. 4, N 6. - P.184-186.
 29. Ehrlich D.J., Moulton P.F., Osgood R.M. Optically pumped Ce: LaF_3 laser at 286 nm// Opt. Lett. - 1980. - V. 5, N 8. - P.339-341.

30. Chen Chuantian, Fan Y.X., Eckardt R.C., Byer R.I. Recent developments in barium borate // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. - 1986 (1987). - V. 681. - P. 12-18.
31. Высокоэффективный перестраиваемый лазерный преобразователь на кристалле $Al_2O_3:Ti^{3+}$ / Г.С.Круглик, Г.А.Скрипко, А.П.Шкадаревич и др.// Журн. прикл. спектроскопии. - 1985. - Т.42, вып. I. - С.126-128.
32. Генерационные характеристики лазера на кристалле $Al_2O_3:Ti^{3+}$ при когерентной накачке/ Г.С.Круглик, Г.А.Скрипко, А.П.Шкадаревич и др.// Квантовая электроника. - 1986. - Т.13, № 6. - С.1207-1213.
33. Скрипко Г.А., Бартошевич С.Г., Гулевич Е.В. Усилительные свойства кристаллов $Al_2O_3:Ti^{3+}$ // Журн. прикл. спектроскопии. - 1989. - Т.50, № 3. - С.453-456.
34. Мощный квазинепрерывный излучатель на кристалле $Al_2O_3:Ti^{3+}$, перестраиваемый в диапазоне 680-960 нм, с накачкой лазером на парах меди/ С.Г.Бартошевич, В.Д.Бурлаков, В.В.Зуев и др.// Оптика атмосферы. - 1988. - Т.1, № 12. - С.87-93.
35. Генерация кристаллов $Al_2O_3:Ti^{3+}$ в непрерывном и квазинепрерывном режимах/ Г.С.Круглик, Г.А.Скрипко, А.П.Шкадаревич и др.// Журн. прикл. спектроскопии. - Т.45, № 4. - С.567-573.
36. Широкополосный преобразователь излучения медного лазера на основе кристалла $Al_2O_3:Ti^{3+}$ / С.Г.Бартошевич, В.В.Зуев, С.Ю.Мирза и др.// Квантовая электроника. - 1989. - Т.16, № 2. - С.212-217.
37. Comparative Performance of Nd-Doped Solid-State Laser Materials / T.Oriscoll, G.Hansen, R.Stone et al. // Tunable Solid-State Lasers. II. Proceedings of the OSA Topical Meeting, Rippling River Resort, Zigzag, Oregon, June 4-6, 1986. Springer-Verlag. - P.317-321.
38. Лазер на R66 с катодолюминесцентной накачкой/ В.М.Лисицын, Г.О.Лях, В.М.Орловский и др.// Письма в ЖТФ. - 1984. Т.10, № 9. - С.559-561.
39. Скрипко Г.А., Бартошевич С.Г., Зуев В.В., Мальцев А.Н. Генерация $Al_2O_3:Ti^{3+}$ при электронном возбуждении// Письма в ЖЭТФ. - 1989. - Т.50, № 2. - С.60-62.

И. И. Вельджанов, А. А. Григорьев, И. А. Маленич, С. И. Чубаров

СТРУКТУРНОЕ ПОСТРОЕНИЕ ИНФОРМАЦИОННО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ
СИСТЕМ С ЛАЗЕРНЫМ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ
КАНАЛАМИ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ
ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

При диагностике параметров и измерении вариаций характеристик окружающей среды, а также результатов воздействия на нее хозяйственной деятельности человека важное место принадлежит лазерным измерительным системам.

Наиболее характерными направлениями применения лазерных систем являются определения крупномасштабных характеристик окружающей среды, параметров атмосферы, океана и подстилающей поверхности, измерения составляющих атмосферы, получение карт параметров рассеяния шлейфами выбросов и эволюции их во времени, распознавание объектов. Эти исследования можно проводить дистанционно как со стационарной платформы, так и с подвижного носителя. Применение лазеров для дистанционного зондирования позволяет без внесения мощных воздействий в исследуемую среду решать задачи сбора и обработки больших информационных массивов. Высокая эффективность лазерных измерительных систем спектральной диагностики, определяемая большим объемом информации, получаемой об объекте исследования или явлении, реальным временем, возможностью организации параллельной работы экспериментального и моделирующего каналов, выдвигает требование разработки информационно-вычислительной системы (ИВС)^{*} для лазерной спектральной ди-

^{*} ИВС - это автоматизированное средство (оптико-электронное), предназначенное для работы с информационными оптическими полями и обеспечивающее получение, преобразование, накопление и выдачу данных, а также генерацию на основе программных компонентов основных алгоритмов обработки оптической информации и управление процессом получения информации, в том числе сбор с детекторов оптической энергии и восприятие в едином аппаратурном и математическом базисе неизвестных световых величин, характеристических состоянии объекта; измерение и анализ информационных признаков светового поля, инициированное лазерным излучением, обработку результатов измерительных операций и выработку лазерного управляющего воздействия на объект исследования с целью выделения его свойств.

а)ности окружающей среды, ориентированной на построение геоинформационной базы экспериментальных данных.

Обобщенная структурная модель ИЯС геоинформационного комплекса, разработанная для решения задач диагностики параметров окружающей среды, представлена на рис.1. Данная структурная модель включает в себя средства активной диагностики, состоящие из трех типов лазерных систем, рассмотренных в работе [1], различаю-

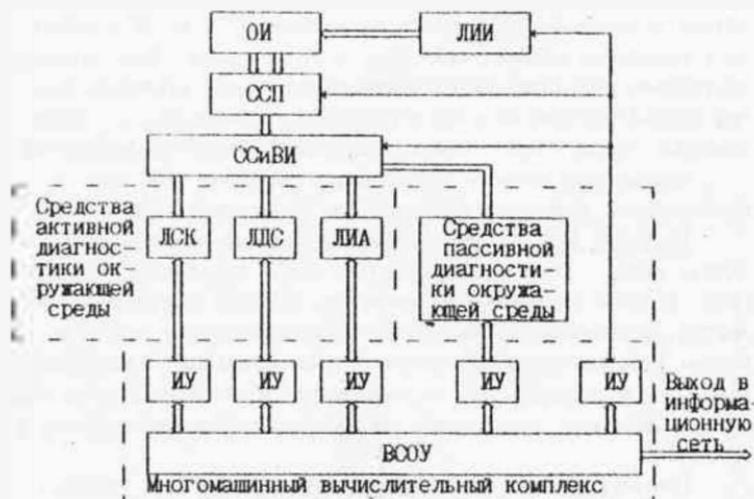


Рис.1. Обобщенная структурная модель лазерной ИЯС:

ОИ - объект исследования, ЛИИ - лазерный источник излучения; ОСП - сенсоры светового поля; ССИВИ - средства сбора и выделения информации; ИУ - интерфейс управления; ВООУ - вычислительная система обработки и управления

щихся уровнем получаемой информации об объекте исследования или явления. Это - лазерные системы контроля (ЛСК), лазерные диагностические системы (ЛДС) и лазерные измерительные анализаторы (ЛИА), а также средства пассивной диагностики, включающие в себя средства пассивного анализа спектра оптического излучения и средства контактного измерения таких параметров окружающей среды, как, например, влажность, давление, температура и т.д. Использование этих систем в геоинформационном комплексе позволяет получать информацию об исследуемом объекте или явлении на разных стадиях разработки математической модели исследуемого объекта

или явления. Когда математическая модель исследуемого объекта неизвестна или является стохастической, т.е. $M = \text{var}$, то процесс исследования сводится к выполнению взаимосвязанных процедур: обнаружения - измерения характеристик потока - оценивания объекта исследования, тогда в комплексе используется ЛИА. Когда математическая модель объекта не постоянна в процессе исследования или известна приближенно, т.е. $M \neq \text{const}$, тогда используется ДДС. И наконец, когда математическая модель известна и не должна изменяться в процессе проведения исследования, т.е. $M = \text{const}$, тогда в комплексе используется ЛСК. В то же время такое структурное построение позволяет производить параллельную проверку получаемых математических моделей в процессе исследования с учетом параметров среды, определяемых средствами пассивной диагностики.

Рассмотрим примеры построения элементов ИВС для лазерной спектральной диагностики параметров окружающей среды.

Бортовая многопроцессорная система для лазерных ИВС. Сложность задач, решаемых лазерными ИВС, определяет архитектуру ВООУ. К вычислительным системам для данного применения предъявляются требования автоматического преобразования, ввода и обработки информации, поступающей с измерительных блоков лазерной ИВС, причем скорость поступления информации определяется частотой зондирующих импульсов, числом измерительных каналов и их емкостью.

При использовании, например, перестраиваемого лазерного излучателя частота зондирующих импульсов достигает 25 кГц. Число информационных каналов системы многопараметрической активной диагностики определяется количеством длин волн измерителя и, как правило, для эффективной обработки сигнала обратного рассеяния должно составлять от 3 до 5. Типичной является ситуация одновременного использования трехканальной ЛСК, ДДС, ЛИА с информационной емкостью по 512 байт в каждом канале, емкость информационных каналов пассивной диагностики (влажность, давление, температура) по 2 байт в каждом канале, следовательно, скорость информационного потока, поступающего на ВООУ, составляет более 115 Мбайт/с.

Для удовлетворения этих требований предложена структура бортовой многопроцессорной системы, представляющая собой матрицу функциональных узлов, каждая из которых состоит из собственно микро-ЭВМ, контроллера и выходов скоростных каналов и $2(N+1)$ портового запоминающего устройства. Каждая из функцио-

нальных узлов соединен с $2N$ ближайшими функциональными узлами высокоскоростными параллельными каналами через контроллер параллельных каналов, а также имеет общий банк памяти с ближайшими функциональными узлами благодаря наличию многопортового запоминающего устройства. На основе предложенной структуры разработана трехмерная бортовая многопроцессорная система (рис 2), сос-

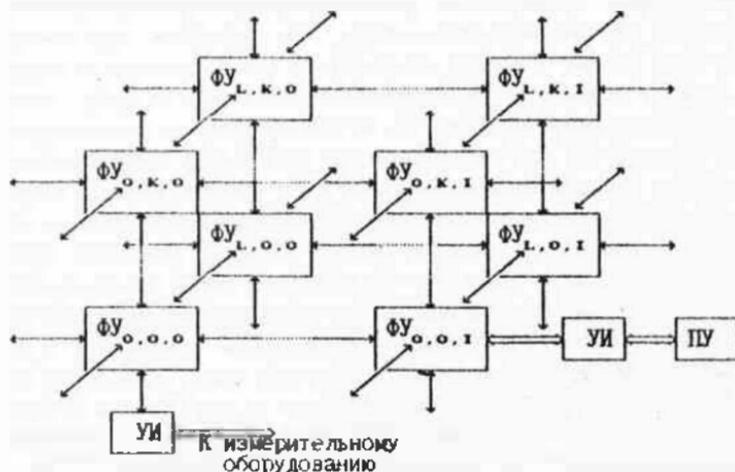


Рис. 2. Трехмерная бортовая многопроцессорная система:

ФУ_{Л,К,1-0} - Л,К,1-й функциональный узел; УИ - унифицированный интерфейс; ПУ - периферийное устройства

стоящая из функциональных узлов структурная схема которых приведена на рис.3. Данное архитектурное построение вычислительной

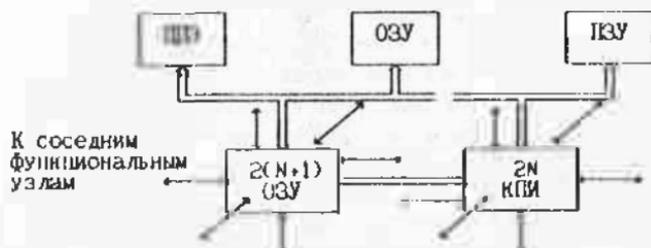


Рис. 3. Структурная схема функционального узла:

ЦПЭ - центральный процессор; ОЗУ, ПЗУ - оперативное и постоянное запоминающее устройство, КПКИ - контроллер параллельных каналов

системы позволяет эффективно производить параллельные и конвейерные вычисления, параллельный ввод информации по измерительным

каналам. Кроме того, данная система обладает высокой надежностью, так как отказ одного из функциональных узлов не приводит к катастрофическому отказу всей системы. Вычислительные системы такого типа относятся к однородным вычислительным системам.

Использование многопроцессорной системы в качестве средства управления измерительным оборудованием и обработки измерительной информации ИВС представляет требование разработки системного и прикладного программного обеспечения. В системное программное обеспечение входят средства самоконтроля (тестирования) и обработки ошибок, возникающих при выполнении программы, а также из-за сбоев в оборудовании системы, средства поддержания работоспособности системы при отказе одного или нескольких функциональных узлов путем реконфигурации системы и средства программной поддержки стандартных периферийных устройств (терминалы, внешние запоминающие устройства большой емкости и т.д.). (Дополненное прикладное программное обеспечение представляет собой интегрированную среду, позволяющую производить статистическую обработку измерительной информации и вывод на периферийные устройства, в диалоговом режиме и удобном для исследователя виде. Построение тематических моделей исследуемых объектов по результатам статистической обработки и их коррекция, обработка измерительной информации, результатов статистической обработки получаемых моделей ведутся в реальном времени. Прикладное программное обеспечение также включает средства сетевой поддержки для передачи информации по компьютерной сети.

Лазерный измерительный анализатор представляет собой временной структуры сигнала обратного рассеяния. Для решения задач анализа сигнала обратного рассеяния (ОСР), являющегося результатом взаимодействия лазерного излучения с исследуемой средой, предложены ряд методов построения многопараметрических анализаторов ОСР [2]. Однако известные методы обработки лазерных сигналов, основанные на аналоге цифрового кодирования ипичеивысоки сигнал обратного рассеяния, обладают низкой производительностью, узкой полосой, большой погрешностью восстановления формы при кодировании и требуют больших объемов памяти и трудоемких вычислений. Нами разработан метод анализа пространственно-временной структуры ОСР, позволяющий значительно снизить объем анализируемой информации и тем самым повысить эффективность и скорость тематического анализа. Сущность метода заключается не только в анализе

амплитудно-энергетических характеристик СОР, но и в измерении в реальном масштабе времени распределений положения характерных точек отраженного сигнала в заданной зоне интенсивности СОР и анализ временных флуктуаций этих точек. Регистрация же полного профиля СОР позволяет получать информацию об оптических характеристиках среды, заключенную во всех характеристических зонах. Для достоверного выявления данных временных признаков производится предварительная оценка интенсивности СОР и по результатам этой оценки определяется зона изменения СОР от реперного сигнала однородной среды и далее фиксируются временные положения начала зон анализа. Разбиение СОР осуществляется на три пространственно-временные зоны (рис. 4): зона τ_A от момента возбуждения до границы слоя, где определяются оптические характеристики среды, зона τ_n задается временным интервалом, где интенсивность сигнала СОР уменьшается в e раз, а зона τ_r — глубиной проникновения сигнала возбуждения в среду.

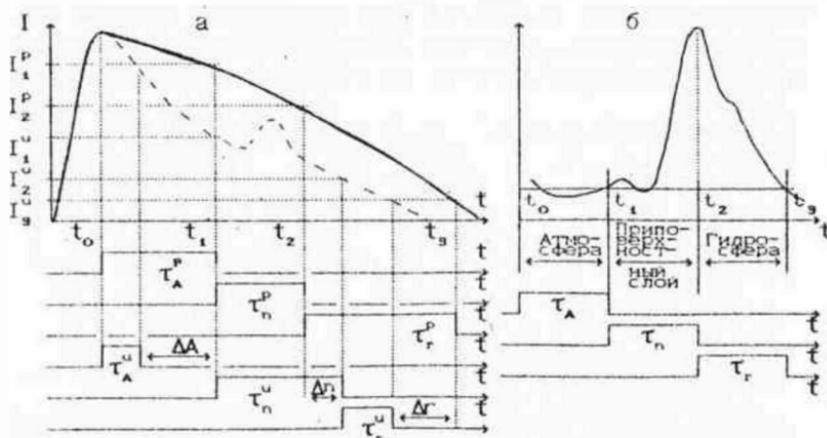


Рис. 4. Пространственно-временная структура СОР

Появление различных органических примесей, изменение структуры температурных полей, вариации динамики турбулентных вихрей изменяют кинетику фотонного обмена, а следовательно, и время затухания СОР, меняют глубину проникновения излучения за счет изменения прозрачности, рассеяния и затухания лазерного излучения и, как следствие этого, в качестве дифференциальных временных признаков проявляются в пространственно-временной структуре

профиля ООР, т.е. наблюдается временная деформация выбранных зон анализа $\Delta A = \tau_2^* - \tau_1^*$, $\Delta t = \tau_1^* - \tau_0^*$, $\Delta r = \tau_2^* - \tau_1^*$. На рис.5 приведена структурная схема разработанного лазерного измерительного анализатора пространственно-временной структуры сигнала обратного рассеяния. Реперный сигнал однородной среды с фотоприемного устройства преобразуется в цифровую форму с помощью АЦП и накапливается в ОЗУ. По полученным результатам оценивается зона изменения интенсивности ООР и далее посредством временных дискриминаторов фиксируются временные положения начала зон анализа ООР – момент t_0 соответствует возбуждению, t_1 – началу зоны определения оптических характеристик среды, t_2 – концу данной зоны, где $I_1/I_2 = e$, и момент t_3 – окончанию отраженного сигнала. Данные контрольные сигналы принимаются за реперные (эталонные) сигналы, запоминаются в АДЗУ и в соответствующие моменты времени преобразуются в цифровую форму и запоминаются в ОЗУ. На этом цикл формирования реперных сигналов заканчивается и далее зондируется исследуемая среда. На каждом акте зондирования принятый сигнал через фотоприемник, временной дискриминатор зон, схему синтеза временных интервалов поступает на измеритель время-код и запоми-

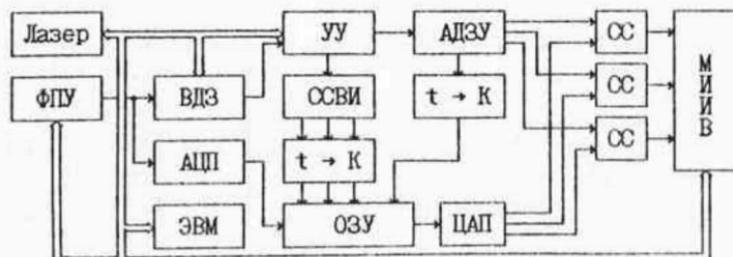


Рис. 5. Структурная схема ЛИА пространственно-временной структуры ООР:

ФПУ-фотоприемное устройство; ВДЗ-временной дискриминатор зон; УУ-устройство управления; АДЗУ- аналого-динамическое запоминающее устройство; ССВИ-схема синтеза временных интервалов; $t \cdot K$ - преобразователь время-код; ОЗУ- оперативное запоминающее устройство; СС-схема совпадений; М И И В- многостоповый измеритель временных интервалов; АЦП и ЦАП - аналого-цифровой и цифро-аналоговый преобразователи

нается в ОЗУ, в котором осуществляется синхронное накопление преобразованных измерительных сигналов по всей зондируемой области. Далее производится сравнение измерительных сигналов с реперными посредством ЦАП и СС.

В случае отсутствия различий оптических характеристик про-

пространственно-временная структура измерительных сигналов не имеет отличия от реперных и в накопитель информации с многостопового измерителя интервалов времени не поступают оценки измерительных сигналов. Появление изменений в оптических характеристиках среды приводит к появлению на выходе схем совпадений маркерных сигналов $\Delta_A, \Delta_r, \Delta_s$, величина которых определяется отличием длительностей реперных сигналов t_A^0, t_r^0, t_s^0 от длительностей измерительных сигналов t_A, t_r, t_s , содержащих информацию об оптических неоднородностях среды. При этом многостоповый измеритель интервалов времени последовательно измеряет относительно момента излучения лазерного импульса t_0 их взаимное положение и длительность маркерных сигналов $\Delta_A, \Delta_r, \Delta_s$, запоминает длительности $\Delta_A, \Delta_r, \Delta_s$ и характеристических зон t_A, t_r, t_s одновременно с формой СОР в ЭВМ, которая осуществляет управление источником излучения, фотоприемником. При этом никакие вариации интенсивности СОР не оказывают влияния на процесс обнаружения вариаций пространственно-временной структуры СОР, а формирование маркерных сигналов $\Delta_A, \Delta_r, \Delta_s$ как результат отличия измерительного СОР от реперного с последующим измерением их длительности и временного положения повышает точность определения оптических характеристик исследуемой среды. В качестве источника оптического возбуждения в анализаторе используется полупроводниковый многоэлементный лазер. Погрешность измерения сформированных временных интервалов 1 нс, диапазон измеряемых интервалов 1 нс + 1 мкс, число каналов измерения - 4.

При исследовании сложных трасс типа "атмосфера-гидросфера" применение данного анализатора позволяет повысить эффективность лазерной системы. При этом целесообразно всю трассу разбивать на следующие характерные зоны (см. рис. 4,6): зона t_A от начала возбуждения до верхней границы переходного, приводного слоя, зона t_r охватывает переходной приводный слой, включая зону Френелевского рассеяния излучения от поверхности воды до максимального сигнала отражения от границы раздела, и зона t_s - проникновение сигнала в глубину гидросферы.

Литература

1. Вельджанов И.И., Малевич И.А., Чубаров С.И. и др. Структурные модели лазерных систем с высоким пространственно-временным разрешением (системный подход)// Настоящий сборник, С.5-13.
2. Иванов В.И., Малевич И.А., Чайковский А.П. Многофункциональные диларные системы. -Мн: Университетское, - 1986. -286с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА СТРУКТУРНОЙ МОДЕЛИ ЛДА ВРЕМЕННОГО ТИПА

Актуальность развития метода лазерного измерения скорости особенно отчетливо проявляется в задачах, где необходимо изучать быстропеременные и маломасштабные явления, происходящие в многофазных потоках. Наибольшие перспективы в силу высокой потенциальной эффективности имеют лазерные доплеровские измерители скорости [1].

Однако высокие потенциальные возможности метода еще не реализованы полностью. Это связано с тем, что не решены задачи разработки методов обработки доплеровских сигналов, позволяющих с высокой точностью вести регистрацию и измерение параметров оптических сигналов с интенсивностью от режима одностатистического сигнала до аналогового квазинепрерывного сигнала, что позволило бы решать комплексно многие задачи аэро-, гидродинамики по изучению потоков с вариациями рассеивающих центров, с различной степенью турбулентности с высоким пространственным разрешением. Нами предложен метод определения параметров доплеровского сигнала $X(t)$, основанный на формировании временного аналога исследуемого доплеровского сигнала, зафиксированного на определенном пороговом уровне $U_{пор}$, и последующим многоканальным временным анализом сформированных доплеровских периодов.

Далее нами предложено производить измерения не совокупности периодов доплеровской частоты, а каждого периода входного сигнала с нулевым промежутком между измерениями в режиме $T_s \ll T_n$, запоминанием полученных результатов и последующим построением гистограмм функции распределения периодов доплеровского входного сигнала и вычислением среднего периода и величины флуктуаций. Такой способ позволяет исключить возможные скачки фазы и эффект пропадания доплеровского сигнала, так как период доплеровского сигнала не претерпевает разрывов и вычисляется как интервал времени между соседними нулями $X(t)$. При этом максимально возможная величина доплеровского периода определяется из максимально возможной величины флуктуаций скорости.

Одним из точных методов измерения периода сигнала ЛДА для случая чисто синусоидального сигнала является метод, основан-

ны на измерении промежутка времени между двумя последовательными пересечениями сигналом некоторого фиксированного уровня (предполагается, что в моменты пересечения производные сигнала имеют одинаковые знаки).

Для реальных сигналов ДДА наличие существенной амплитудной модуляции и шума приводит к флуктуациям указанного промежутка времени в исследуемой реализации, в связи с чем выбор величины порога и его вид влияет на точность измерения. Рассмотрим влияние уровня дискриминации доплеровского сигнала на точностные параметры измерения частоты сигнала ДДА и ее флуктуаций. Для полного описания влияния указанных факторов на результаты измерения периода сигнала ДДА необходимо получить плотности распределения $W(\Delta)$ ошибки измерения Δ :

$$\Delta = T_0 - T_n, \quad (1)$$

где T_0 - период сигнала; T_n - его измеренное значение. Однако точное определение функции распределения $W(\Delta)$ в общем виде связано с большими трудностями вычислительного характера. В связи с этим нами выполнено машинное моделирование доплеровского сигнала с определением текущих значений огибающей и мгновенного периода на каждом временном шаге с выделением участков сигнала с надпороговым значением огибающей при различных значениях порога и разной геометрией измерительного объема ДДА.

Выходной результирующий сигнал ДДА для дифференциальной оптической схемы может быть представлен в виде [1]

$$X(t) = \sum_{n=1}^N A_n f(t-t_n) \{1 + \cos[\omega_D(t-t_n)]\} \cdot f_{нч} + f_{вч}, \quad (2)$$

где $X(t)$ - выходной сигнал фотоприемника; $f_{нч}$, $f_{вч}$ - соответственно низкочастотная и высокочастотная составляющие выходного сигнала; t_n - момент вхождения n -й частицы в измерительный объем; N - число частиц в измерительном объеме; $f(t-t_n)$ - характеристика измерительного объема, определяющаяся геометрией и оптической схемой ДДА; A_n - случайная амплитуда. Если спектр $f_{нч}$ значительно отличается от спектра $f_{вч}$, в котором заключена основная информация о скорости, то после фильтрации получим

$$X(t) = \sum_{n=1}^N A_n f(t-t_n) \cos[\omega_D(t-t_n)]. \quad (3)$$

Моделирование доплеровского сигнала осуществлено для двух оптических систем: системы с маской размерами $a \times b$

$$F(t-t_0) = \frac{\omega^2 [2 \cdot 2 (4/a) (t-t_0)]}{\{[\omega \cdot 2 (4/a)] [t-t_0]\}^2} \quad (4)$$

временем пролета частиц через измерительный объем

$$\Delta t = \frac{4\theta (4/a)}{\omega_0} \quad (5)$$

системы с гауссовскими пучками

$$F(t-t_0) = c e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\rho^2}}; \quad \Delta t = 8^{1/2} \rho, \quad (6)$$

где $\rho = [2 \cdot 2 (4/a)]^{1/2} \cdot \omega_0 \cdot 2 \theta / \omega$ - радиус перетяжки пучка в фокусе; λ - длина волны излучения; 2θ - угол схождения пучков.

Размер измерительного объема ограничивался в точках, соответствующих $1/e$ распределения интенсивности. Модели просчитаны для двух законов распределения расстояния между частицами, влетающими в измерительный объем: гауссовского и пуассоновского. Моменты t_k вычислялись методом Монте-Карло.

Предварительно задавались условия моделирования доплеровского сигнала (количество частиц в объеме, закон влета частиц, координаты измерительного объема) и вычислялись основные параметры, входящие в (3). Далее находились моменты времени, в которые функция (3) обращалась в нуль или принимала значения, равное пороговому, и вычислялись промежутки времени между этими моментами, которые и определяли собой последовательность периодов доплеровского сигнала. Вслед за этим находились среднее значение доплеровского периода

$$T_{cp} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M T_i \quad (7)$$

и величина относительного среднеквадратичного отклонения

$$\Delta = \frac{\left\{ \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (T_i - T_{cp})^2 \right\}^{1/2}}{T_{cp}}, \quad (8)$$

где M - число периодов доплеровской частоты.

Проанализируем основные результаты проведенного анализа. Нами определена зависимость Δ от числа K интерференционных полос

в измерительном объеме. На рис. 1а приведена зависимость относительного среднеквадратичного отклонения от числа $K-M$ при разном количестве частиц в объеме $N = 1, 5, 100$. При этом пороговый уровень $U_{пор} = 0$. Во всех случаях проводилась предварительная фильтрация периодов доплеровского сигнала. Предполагалось, что максимальная длительность периода не может превышать величины удвоенного значения периода, т.е. $T_{max} < 2T_0$. Такое предположение при исследовании турбулентных явлений позволяет исключить фазовый шум, а также погрешности, обусловленные шумом лазера, ЭЗУ. Полученные результаты показывают, что присутствие в измерительном объеме двух или более частиц вызывает паразитную фазовую модуляцию доплеровского сигнала и, как следствие, увеличение относительного среднеквадратичного отклонения. Полная погрешность периода доплеровского сигнала составляет 2-4%. При усреднении по нескольким периодам эта величина быстро падает и при усреднении по 20 периодам уже не превышает 0,5%. Увеличение количества частиц ведет к увеличению Δ , однако оно незначительно.

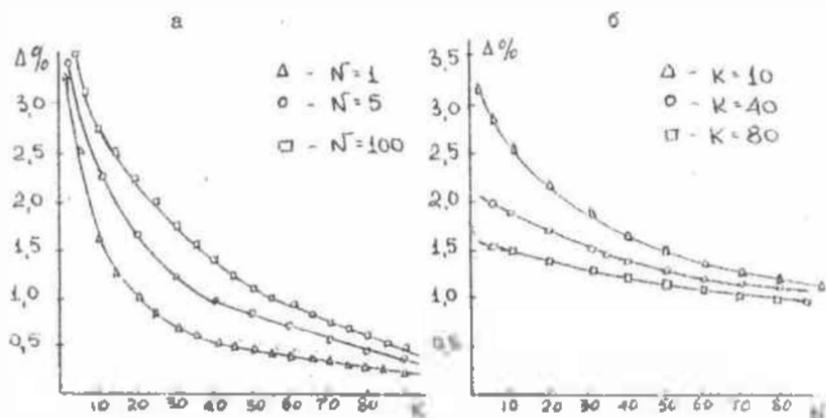


Рис. 1. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения доплеровского периода от количества периодов усреднения (а) и при усреднении по ансамбля (б)

При этом пространственное разрешение ЛДА определяется величиной измерительного объема. Для случая одночастичного сигнала нами предложено для увеличения пространственного разрешения ЛДА

проводить усреднение по ансамблям реализаций (т.е. проводить усреднение первых периодов от различных частей в потоке, вторых и т.д.), при этом каждый отдельный период рассматривать как мгновенное значение доплеровского сигнала. На рис.1б представлена полученная зависимость Δ от количества периодов, по которым проводится усреднение. Результаты моделирования показывают, что для одночастичного сигнала для повышения пространственного разрешения ДДА необходимо вести усреднение периодов по реализациям. Далее исследовалась зависимость доплеровского периода от уровня дискриминации, на котором осуществлялось формирование импульсной временной последовательности, представляющей собой последовательность доплеровских периодов. Как показало численное моделирование, относительное среднеквадратичное отклонение периодов Δ имеет существенную зависимость от величины порога (рис.2) и может достигать до 20%. При этом $\Delta = \frac{A_n}{\langle A^2 \rangle^{1/2}}$, где $\langle A^2 \rangle$ - средний квадрат огибающей; A_n - величина порогового уровня.

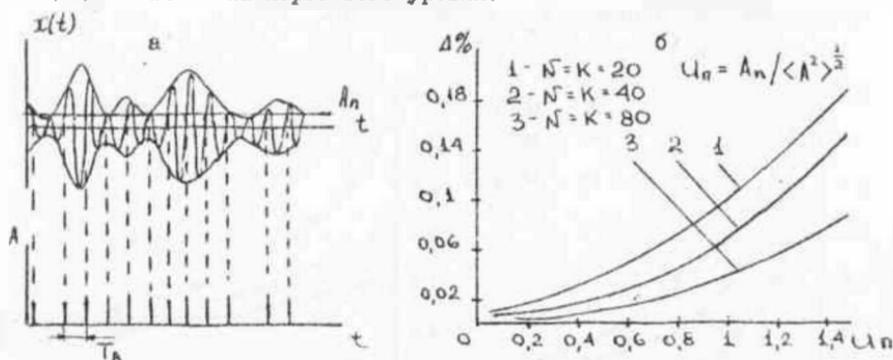


Рис.2. Формирование доплеровских периодов с постоянным уровнем дискриминации (а) и зависимость среднеквадратичного отклонения периодов от величины порога (б)

Следовательно, для систем с низким отношением сигнал/шум измерение каждого периода доплеровской частоты приведет к большим погрешностям и затруднит определение истинной доплеровской частоты. Для уменьшения этого влияния, обусловленного амплитудной модуляцией доплеровского сигнала, нами предложен способ формирования доплеровских периодов на основе переменного порога дискриминатора. Функция задания порога полностью определяется видом огибающей

доплеровского сигнала и при этом осуществляется формирование им пульсовой последовательности доплеровских периодов на постоянном относительно мгновенного значения амплитуды доплеровского сигнала уровне в данный момент времени. Результаты численного моделирования рассмотренного способа, представленные на рис. 3, позволяют сделать вывод о том, что погрешность формирования импульсных последовательностей доплеровских периодов с переменным порогом в виде огибающей самого сигнала приближается к погрешности при формировании таких последовательностей с постоянным пороговым уровнем, когда она минимальна, и сравнима с погрешностью порогового способа обработки сигнала [1].

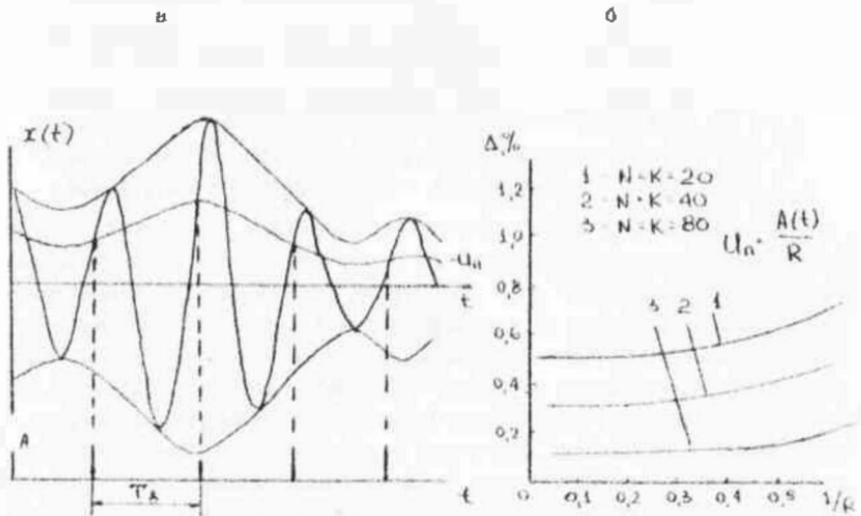


рис. 3. Формирование доплеровских периодов с переменным порогом дискриминации (а) и зависимость относительной погрешности формирования доплеровских периодов от величины порога (б)

Проведенный численный анализ формирования доплеровских сигналов на основе предложенной математической модели позволяет сформулировать обобщенную структурную модель ЛДА времени t_0 типа, представляющую на рис. 4.

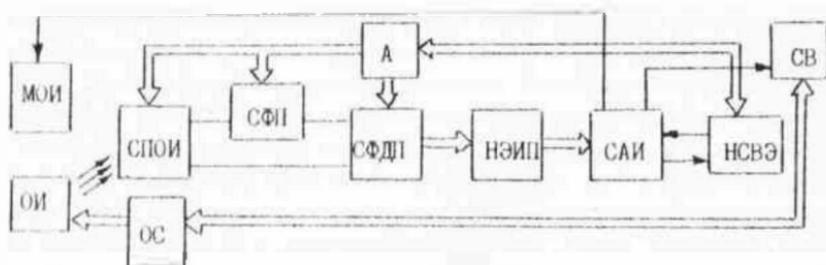


Рис. 4. Обобщенная структурная модель ЛДА временного типа: СВ-схема воздействия; ОС-оптическая схема; ОИ-объект исследований; МОИ-модель объекта исследований; СПОИ-схема предварительной обработки информации; СФП-схема формирования порога; СФДП-схема формирования доплеровских периодов; НЭИП-набор элементарных измерительных преобразователей; САИ-схема анализа информации; НСВЭ-набор и схема выбора эталонов; А-набор алгоритмов

Сочетание требований получения предельной точности в широком динамическом диапазоне и высокого быстродействия обработки массивов информации требует при структурном построении ЛДА концентрации самых современных достижений лазерной и электронной техники. Структурные особенности ЛДА временного типа характеризуются наличием схем формирования пороговых уровней и последовательности доплеровских периодов, селективного выбора зоны анализа, многофункциональности обработки, связанной с решением проблемы "сигнал/шум" по отношению к основному типу анализируемых параметров исследуемых объектов, гибкости и развитости устройств представления промежуточной и числовой информации. Такое структурное построение ЛДА временного типа связано с необходимостью оперативного достижения главной цели ЛДА, которая определяется тем, что они предназначены для работы с физическими объектами, свойства которых характеризуются статистическими параметрами, известными или предсказанными приближенно, т.е. объектами, для которых в процессе исследования требуется существенное уточнение модели объекта, его параметров, виде статистического распределения параметров и зоны их пространственно-временной локализации.

Литература

1. Дубинин Е. П., Ринкевичис Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. - 303 с.

ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В
ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ (СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД)

Введение При исследовании окружающей среды широко применяются лазерные системы (ЛС). Разработаны три класса структурных моделей, различающихся по уровню получаемой информации об объекте исследования: лазерные системы контроля, лазерные диагностические системы и лазерные измерительные анализаторы. В данных системах производится обнаружение и регистрация сигналов обратного рассеяния, спектров сигналов в широком спектральном и динамическом диапазонах, с последующей обработкой получаемой информации.

Стохастический, случайный характер данных, получаемых ЛС, вследствие стохастической природы лазерного излучения (определяемой квантовомеханическими эффектами источника излучения), стохастического характера взаимодействия лазерного излучения с объектом исследования, случайного процесса детектирования оптического излучения квантовомеханическими детекторами и стохастическими процессами преобразования и обработки потоков данных в ЛС требует применения для анализа ЛС аппарата теории вероятностей и математической статистики, теории случайных процессов, теории статистических выводов.

Для определения характеристик (параметров) оптических отражающих объектов и оптических трасс характерно использование в качестве данных реализаций сигналов обратного рассеяния (ОР), их записей, хранящихся в памяти ЭВМ или на соответствующих носителях. Применение ЭВМ для хранения этих данных позволяет совместить сбор, хранение и обработку измерительной информации. Для анализа возможности применения того или иного типа ЭВМ для решения этих задач и определения требований для разработки специализированной ЭВМ необходимо провести оценку требований, предъявляемых к вычислительным средствам при решении задач обработки сигналов обратного рассеяния ЛС, определить вычислительную мощность и необходимые ресурсы используемой вычислительной системы.

В свою очередь, измерения спектральных характеристик могут рассматриваться и обрабатываться как реализации сигналов в объект

ного рассеяния, поэтому использование подобного рода данных не накладывает существенных ограничений на соответствующие вычислительные процедуры.

Для исследования водной среды широко используются лазерные системы зондирования [1]. В силу стохастического характера СОР измерение (оценивание) интересующих параметров среды и классификация СОР из-за большого объема и обеспечения приемлемой скорости вычислений должны осуществляться с помощью ЭВМ. Работа посвящена применению статистических процедур для обработки реализаций СОР в лазерных системах.

Модели сигналов обратного рассеяния. Сигнал обратного рассеяния можно представить в аналоговой форме:

$$Z(t) = A f(t, \Theta) S(t) + \theta(t), \quad (1)$$

где $S(t)$ — известная функция; A — интенсивность СОР (называемая иногда пиковой интенсивностью [1]); $f(t, \Theta)$ — функция, характеризующая тип СОР ($f(t, \Theta) \leq 1$), поскольку она характеризует свойства среды, $\theta(t)$ — аддитивные помехи, включающие в себя фон, аддитивные шумы, обусловленные излучением среды, неточностями приемно-передающей аппаратуры; Θ — параметры, характеризующие свойства среды и объекта. Под объектом будем понимать некоторое образование (неоднородность) в среде, физическая природа которого определяется спецификой задачи.

Задав вид функции $f(t, \Theta)$ и сами параметры Θ , мы задаем тип исследования среды, характер и природу объекта, которым может быть турбулентное образование в среде, некоторый слой (пятно) мутности, солености и т.д.

Будем считать, что реализации СОР могут быть записаны в виде

$$z_i = A f(t_i, \Theta) S_i + \theta_i, \quad (2)$$

где $S_i, f(t_i, \Theta)$ — отсчеты $S(t), f(t, \Theta)$; θ_i — независимые, одинаково распределенные случайные величины с математическим ожиданием a и дисперсией σ^2 . (Предположение о независимости и одинаковой распределенности θ_i в общем случае необходимо проверять, однако модель (2) представляется удобной для анализа.) При прохождении сигнала через движущуюся турбулентную среду [1] в спектре СОР появляются изменения, обусловленные эффектом Доплера, так что излучение испытывает преобразование, например, вида

$$f(u, \theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \gamma} \exp\left\{-\frac{(u - \theta_0)^2}{2\gamma^2}\right\} \quad (3)$$

где γ характеризует размытие спектра сигнала, а θ_0 - среднюю частоту, так что модель (1) учитывает спектральные изменения.

Статистические задачи обработки СОР. Наблюдая реализации СОР в аналоговой (1) или дискретизированной (2) форме, необходимо решать:

- 1) задачи оценивания параметров СОР;
- 2) задачи классификации.

Реализации СОР несут в себе информацию о ненаблюдаемых параметрах среды и объекта. В силу того, что физическая природа СОР бывает различной, наблюдаемые реализации СОР могут отличаться (даже несмотря на действие помех), относясь к различным классам (т.е. могут быть порождены принципиально различными явлениями, такими, например, как наличие или отсутствие объекта в среде, различным характером среды и т.д.), необходимо не только оценивать неизвестные параметры СОР, но и принимать решения о принадлежности реализаций СОР различным классам.

В качестве оцениваемых параметров могут быть такие, как A , параметры функций $f(u, \theta)$, параметры помех γ .

Самой грубой задачей классификации является классификация реализаций СОР на два класса, например такие, как класс реализаций СОР для среды в отсутствии и присутствии объекта, известной как задача обнаружения. В общем случае, имея $M-1$ классов объектов, имеем M классов СОР и задача классификации наблюдаемой реализации СОР заключается в принятии решения о ее принадлежности одному из M классов СОР.

Особенностью реализаций СОР гидроакустики является их нестрогая определенность, которая может быть использована при построении правил принятия решений в задачах классификации.

Применение критерия χ^2 для классификации реализаций СОР.

Применение χ^2 - критерия согласия основано на предположении различия формы СОР для разных классов. Будем считать, что некоторая усредненная реализация СОР из i -го класса записана в виде μ_i^0, \dots, μ_i^N и образует "портрет класса", [5] с которым проводятся сравнения классифицируемых реализаций. Итак, необходимо

проверить гипотезу о принадлежности классифицируемой реализации $X_i, i = 1, 2, \dots, N$, i -му классу. Для этого применим известный χ^2 -критерий Пирсона. Сформируем статистику

$$z_i = x_i^{(1)} / \sum_{j=1}^M x_i^{(j)}, \quad y_j = x_j / \sum_{i=1}^N x_i, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (4)$$

и вычислим статистику

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (z_i - y_i)^2 / z_i, \quad (5)$$

которая распределена согласно центральному χ^2 -распределению с $N - 1$ степенями свободы. По величине требуемого уровня значимости α и числу степеней свободы $\nu = N - 1$ определяется величина $\chi_{1-\alpha, \nu}^2$ - квантиль центрального χ^2 -распределения уровня $1 - \alpha$ с ν степенями свободы. Принимается решение о принадлежности классифицируемой реализации к реализациям СОР 2-го класса, если

$$\chi^2 > \chi_{1-\alpha, \nu}^2, \quad (6)$$

и к реализациям СОР 1-го класса в противном случае. При этом можно, меняя α , определить и вероятность, с которой принимается решение.

Другим подходом является рассмотрение реализации СОР как вектора в M -мерном пространстве, при котором необходимо проверить гипотезу о совпадении математического ожидания полученной серии реализаций СОР заданному вектору $K^* \in R^M$ (который определяется по обучающим реализациям 1-го класса). Формируется статистика

$$W = n (\bar{x} - K^*)^T \Sigma^{-1} (\bar{x} - K^*), \quad (7)$$

где Σ - ковариационная матрица наблюдаемых нормально распределенных реализаций СОР; \bar{x} - выборочное среднее. Принимается решение в пользу гипотезы о совпадении математических ожиданий, если

$$W < \chi_{1-\alpha, M}^2, \quad (8)$$

в противном случае она отвергается. Величина $\chi^2_{1-\alpha, \nu}$ определяется как квантиль уровня $1-\alpha$ центрального χ^2 -распределения с ν степенями свободы, если Σ известны.

Если Σ неизвестна, формируется статистика Хотеллинга

$$T^2 = n (\bar{x} - \mu^0)' S^{-1} (\bar{x} - \mu^0), \quad (10)$$

где S - несмещенная оценка Σ :

$$S = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (x^k - \bar{x})(x^k - \bar{x})^T \quad (10)$$

Применяется гипотеза о совпадении, если

$$T^2 \frac{n-N}{N(n-1)} < \Delta(\alpha), \quad (11)$$

где $\Delta(\alpha)$ - квантиль уровня $1-\alpha$ центрального F -распределения Фишера с N и $n-N$ степенями свободы, поскольку величина $T^2 \frac{n-N}{N(n-1)}$ имеет это распределение [2].

Критерии проверки гипотез о различии математических ожиданий при исследовании структуры СОР

С целью выяснения характера объекта (неоднородности), его протяженности и других параметров, характеризующих объект, представляет интерес исследование структуры реализаций СОР.

Рассмотрим случай 2-х классов ($M=2$). Пусть имеются реализации СОР 1-го и 2-го (предположительно) классов длины n , представленные векторами

$$\bar{x}_1 = (x_1^{(1)}, x_2^{(1)}, \dots, x_n^{(1)})^T, \quad \bar{x}_2 = (x_1^{(2)}, x_2^{(2)}, \dots, x_n^{(2)})^T \quad (12)$$

где T - знак транспонирования. Сформируем векторы

$$\bar{x}_1 = (x_1^{(1)}(t), \dots, x_n^{(1)}(t))^T, \quad (13)$$

$$\bar{x}_2 = (x_1^{(2)}(t), \dots, x_n^{(2)}(t))^T$$

имеи по M_1, M_2 реализаций классов, представляющие сечения множества реализаций СОР 1-го и 2-го классов по t . Проведем нормировку векторов \bar{x}_1, \bar{x}_2 (для исключения флуктуаций СОР

за счет передатчика), образуя векторы

$$\bar{y}_1 = \bar{x}_1 / \max (x_i^{(1)}, i = 1, 2, \dots, m_1), \quad (14)$$

$$\bar{y}_2 = \bar{x}_2 / \max (x_i^{(2)}, i = 1, 2, \dots, m_2). \quad (15)$$

Предположим, что классы различаются математическими ожиданиями векторов \bar{x}_1, \bar{x}_2 (\bar{y}_1, \bar{y}_2). Пусть также дисперсии этих векторов известны. В таких условиях задача проверки гипотезы о различии математических ожиданий является известной проблемой Беренса-Стьюдента, точное решение которой не найдено [3].

Задача сводится к проверке не только гипотезы $H_0: \mu_1 = \mu_2$, $\mu_1 = M(x_1), \mu_2 = M(x_2)$ (для каждого t) против конкурирующей гипотезы $H_1: \mu_1 \neq \mu_2$, но и гипотезы о равенстве дисперсий реализаций СОР I-го и 2-го классов. Последняя проверяется с использованием статистики

$$F_0(t) = S_1^2(t) / S_2^2(t), \quad (16)$$

где

$$S_j^2 = \frac{1}{m_j - 1} \sum_{i=1}^{m_j} (x_i^{(j)}(t) - \bar{x}^{(j)}(t))^2, \quad (17)$$

$$\bar{x}^{(j)}(t) = \frac{1}{m_j} \sum_{i=1}^{m_j} x_i^{(j)}(t), \quad j = 1, 2. \quad (18)$$

Если гипотеза о равенстве дисперсий справедлива, статистика (16) имеет F -распределение с $\nu_1 = m_1 - 1$ и $\nu_2 = m_2 - 1$ степенями свободы [3]. Для уровня значимости α в определке (из таблицы) критический F -распределенный с ν_1, ν_2 степенями свободы уровня $1 - \alpha$, равный $F(1 - \alpha, \nu_1, \nu_2)$, можно принять гипотезу о равенстве дисперсий, если

$$F_0(t) \geq F(1 - \alpha, \nu_1, \nu_2). \quad (19)$$

Если (19) не выполняется, то на практике для проверки применяется статистика Уэлча [3]:

$$t_0 = \frac{|\bar{y}_1 - \bar{y}_2|}{\sqrt{S_1^2/m_1 + S_2^2/m_2}} \quad (20)$$

где

$$\bar{y}_j = \frac{1}{m_j} \sum_{i=1}^{m_j} y_i^{(j)}(t);$$

$$S_j^2 = \frac{1}{m_j - 1} \sum_{i=1}^{m_j} (y_i^{(j)}(t) - \bar{y}_j)^2, \quad j=1,2;$$

$$v = [(S_1^2/m_1 + S_2^2/m_2) / (S_1^2/(m_1(m_1+1)) + S_2^2/(m_2(m_2+1)))];$$

$[z]$ — целая часть числа $[z]$. Статистика t_0 имеет распределение тьюдента с числом степеней свободы v .

Если справедлива гипотеза о равенстве дисперсий, то проверку H_0, H_1 можно осуществлять в помощь двухвыборочного [3] критерия

$$t = \frac{|\bar{y}_1 - \bar{y}_2|}{S_p \sqrt{1/m_1 + 1/m_2}}, \quad (21)$$

где S_p^2 — объединенная выборочная дисперсия:

$$S_p^2 = ((m_1-1)S_1^2 + (m_2-1)S_2^2) / v, \quad v = m_1 + m_2 - 2. \quad (22)$$

Если H_0 верна, то статистика t имеет t -распределение с v степенями свободы. При $m_1 = m_2 = m$ вместо статистик t_0, t используется статистика

$$t_0 = \frac{|\bar{y}_1 - \bar{y}_2|}{\sqrt{(S_1^2 + S_2^2) / m}}, \quad (23)$$

которая также имеет t -распределение с

$$v = m - 1 + [(2m - 2) / (S_1^2/S_0^2 + S_2^2/S_1^2)]$$

степенями свободы. Принимается гипотеза H_1 , если по заданному уровню значимости α и числу степеней свободы ν величины t_0, t_1, t_2 превышают квантили $t_{\alpha/2, \nu}$ уровня 1- α распределения Стьюдента.

При $m \geq 20$ для проверки H_0, H_1 можно применять критерия Ларда [3], состоящий в вычислении статистики

$$U = \frac{2 | \bar{Y}_1 - \bar{Y}_2 |}{R_1 + R_2} \quad (24)$$

где

$$R_1 = \max(Y_i^{(1)}(\tau), i=1, 2, \dots, m_1) - \min(Y_i^{(2)}(\tau), i=1, 2, \dots, m_2);$$

$$R_2 = \min(Y_i^{(1)}(\tau), i=1, 2, \dots, m_1) - \max(Y_i^{(2)}(\tau), i=1, 2, \dots, m_2),$$

и ее сравнения с порогом $U_{\alpha, m}$ по заданному уровню значимости α . Значения $U_{\alpha, m}$ находятся из таблицы

$\alpha \backslash m$	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0,05	304	280	256	248	228	216	206	198	187	179	172
0,01	419	384	355	331	311	293	278	264	252	242	232

Принимается гипотеза H_1 , если

$$U > U_{\alpha, m} \quad (25)$$

и H_0 в противном случае.

Проверка гипотез о совпадении математических ожиданий
скалярных сигналов обратного рассеяния.

Пусть наблюдаются K серий по M , $j=1, \dots, K$, реализаций СОР длины

$$x^{(k)}(x^{(k)}, i=1, \dots, M, j=1, \dots, M, k=1, \dots, K), \quad (26)$$

которые являются реализациями случайных величин из нормального распределения с математическими ожиданиями μ_k , $k=1, 2, \dots, K$, и одинаковыми ковариационными матрицами Σ (их будем считать неизвестными). Рассмотрим гипотезу

$$H_0: \mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_K \quad (27)$$

о совпадении математических ожиданий полученных наблюдений для всех серий реализаций. На основании полученных наблюдений необходимо проверить гипотезу H_0 против альтернативы H_1, H_2, \dots .

Проверка гипотезы H_0 основана [3] на вычислении статистики

$$\bar{x}_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{n_k} x_i^{(j,k)}, \quad n = \sum_{k=1}^K n_k, \quad (28)$$

общего среднего [4,5]

$$\bar{x}_i = \frac{1}{n_k} \sum_{j=1}^{n_k} x_i^{(j,k)}, \quad (29)$$

среднего в серии, а также оценок ковариационных матриц

$$\Sigma = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^{n_k} (x^{(j,k)} - \bar{x}^{(k)})(x^{(j,k)} - \bar{x}^{(k)})^T, \quad (30)$$

$$\Sigma_0 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^{n_k} (x^{(j,k)} - \bar{x})(x^{(j,k)} - \bar{x})^T, \quad (31)$$

где элемент матрицы

$$\Sigma(l,m) = \sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^{n_k} (x_l^{(j,k)} - \bar{x}_l^{(k)})(x_m^{(j,k)} - \bar{x}_m^{(k)})/n, \quad (32)$$

$$x^{(j,k)} = (x_1^{(j,k)}, x_2^{(j,k)}, \dots, x_N^{(j,k)})^T$$

$$\bar{x}^{(k)} = (\bar{x}_1^{(k)}, \dots, \bar{x}_N^{(k)})^T, \quad \bar{x} = (\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_N)^T$$

Статистика

$$U = \frac{|\hat{\Sigma}|}{|\Sigma_0|} \quad (33)$$

где $|\hat{\Sigma}| = \hat{\Delta}^2(\hat{a})$, если верна гипотеза H_0 , распределена в соответствии с $U_{k, n-k}$ и χ^2 распределением $[V, 0]$, явный вид плотности которого получим лишь для частных случаев. Введем величину

$$V = -(n-k-1 - (N-k)/2) \ln U \quad (34)$$

тогда правило принятия решений в пользу гипотез H_0, H_1 будет следующим: применяется

$$\begin{aligned} H_0, & \text{ если } V < \Delta(\alpha), \\ H_1, & \text{ если } V \geq \Delta(\alpha), \end{aligned} \quad (35)$$

где $\Delta(\alpha)$ - квантиль уровня $1-\alpha$ для центрального χ^2 - распределения с $N(k-1)$ степенями свободы, с точностью до $O(1/n)$ [8], равен $\Delta_1(\alpha)$.

Правило (35) достаточно просто реализуется на ЭМ. Основным объемом вычислений, требуемых для реализации правила (35). Для вычисления средних согласно (28), (29) требуется:

$nK + K$ сложений,
 N делений.

Для вычисления элементов матриц $\hat{\Sigma}$, $\hat{\Sigma}_0$ потребуется около N^2 операций умножения и деления [9,10]. В целом для реализации (28) - (34) потребуется около

$n^3 + N$ делений,
 $n^3 - 3Kn + N^2$ умножений,
 $3n^3 + Kn$ сложений.

Поскольку операции сложения, умножения и деления неравнозначны по времени выполнения, можно привести их количество через число условных операций. Так, операции умножения занимает в современных ЭМ около 2-х операций сложения, а операция деления - 3-5 операций сложения, то, считая операцию сложения за условную арифметическую операцию, потребуется $5n^3 + 7Kn + 3N + Kn$ операций без учета операций обмена и пересылки. Так, для $N=10, K=2, n=50$ потребуется около 32000 условных арифметических операций.

Применение непараметрических методов

Если неизвестна функция распределения полученных наблюдений, к рассмотренным значениям дискретизации (объединения точек реализации одного класса в пространстве наблюдений, формируя границы классов (СОР) можно применить непараметрические методы, используя: 1) форму реализации; 2) меры положения; 3) меры разброса в т.д.

Ранговый критерий рассеяния Зигеля-Тьюки предназначен для проверки гипотезы об отношении двух независимых выборок относительно взаимосвязности, рассеяния (и вариации) и общей генеральной совокупности. Расширенная объединенная выборка объема $n = n_1 + n_2$ (n_1, n_2 — объемы выборок) упорядочивается, и параллельным статистикам присваиваются ранги согласно рис. 1.

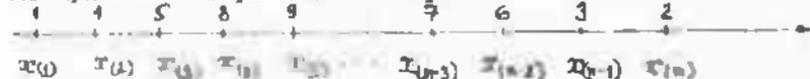


Рис. 1. Ранги наблюдений

Для $n_1, n_2 > 9$ разница дисперсий с достаточной точностью определяется нормально распределенной с.в.

$$Z = \frac{(R_1 - n_1(n_1 + n_2 + 1) + 1) \sqrt{n_1(n_1 + n_2 + 1)n_2/3}}{n_1(n_1 + n_2 + 1)} \quad (36)$$

где R_1 — сумма рангов меньшей выборки. Если числитель (36) больше 1, то последнее слагаемое числителя берется со знаком «-». Если величина Z больше квантиля уровня $1 - \alpha$ стандартного нормального распределения, то принимается гипотеза о различии дисперсий.

Ранговый U — критерий Уилкоксона — Манна — Уитни предназначен для проверки гипотезы о принадлежности 2-х независимых выборок одной генеральной совокупности, включая в себя равенство мер положения — равенство медиан и средних. Объединенная выборка ранжируется обычным образом и подсчитывается сумма рангов 1-й и 2-й выборок. Вычисляются

$$U_1 = n_1 n_2 + (n_1 + 1) n_2 / 2 - R_{12}, \quad U_2 = n_1 n_2 + (n_2 + 1) n_1 / 2 - R_2 \quad (37)$$

и U — статистика $U = \min(U_1, U_2)$.

Принимается гипотеза одинаковой принадлежности, если

$$U \in U(n_1, n_2, \alpha), \quad (38)$$

где дороги $U(n_1, n_2, \alpha)$ находится из таблицы [3, с. 271-272].
 При $n_1, n_2 > 60$ справедливы аппроксимации

$$U(n_1, n_2, \alpha) = \frac{1}{2} n_1 n_2 Z_{1-\alpha}^2 + \sqrt{n_1 n_2 (n_1 + n_2 + 1) / 12}, \quad (39)$$

где $Z_{1-\alpha}$ - квантиль стандартного нормального распределения уровня $1-\alpha$. Необходимо отметить, что U - критерий - самый строгий непараметрический критерий [3], с помощью которого сравниваются не только средние, но и медианы, причем с увеличением различия между генеральными совокупностями надежность граничного значения уменьшается.

Ранговый H - критерий Крускала-Уоллиса является обобщением U - критерия и служит для проверки гипотезы принадлежности выборок общей генеральной совокупности. Асимптотическая эффективность H - и U - критериев по сравнению с оптимальным дисперсионным анализом при нормальном распределении выборки составляет около 86% [3]. Выборочные K выборки объема $n_i, i = 1, 2, \dots, K$, располагаются по величине y ранжируются, как и в U - критерии. Пусть R_i - суммы рангов i - й выборки, вычисляется статистика на дисперсии ранговых сумм:

$$H = \frac{12}{n(n+1)} \sum_{i=1}^K R_i^2 / n_i - 3(n+1) \quad (40)$$

При больших n_i, K ($n_i > 5, K > 4$) величина H имеет центральное χ^2 - распределение с $K-1$ степенями свободы. Гипотеза общей принадлежности отклоняется, если

$$H > \chi_{1-\alpha, K-1}^2, \quad (41)$$

где $\chi_{1-\alpha, K-1}^2$ - квантиль центрального χ^2 - распределения уровня $1-\alpha$ с $K-1$ степенями свободы. При этом $\sum_{i=1}^K R_i = n(n+1)/2$.
 Статистика H вычисляется согласно

$$H = \frac{12}{n^2(n+1)} \sum_{i=1}^K R_i^2 - 3(n+1), \quad (42)$$

если все n_i одинаковы. Если больше 1/4 данных имеют одинаковые

ранги, то значение H - критерия коррелируется:

$$H = n / (1 - \sum_{i=1}^k (n_i^2 - 1) / (n^2 - n)), \quad (4)$$

где k - число одинаковых рангов в группе данных.

Литература

1. Мешерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. - 584 с.
2. Зяко В. Теория статистических выводов. - М.: Мир, 1975. - 698 с.
3. Зяко Л. Статистическое оценивание. - М.: Статистика, 1976. - 598 с.
4. Мюллер П., Нойман П., Штом Р. Таблицы по математической статистике. - М.: Финансы и статистика, 1982. - 278 с.
5. Абиди А., Эйзен С. Статистический анализ: подход с использованием IBM. - М.: Мир, 1982. - 488 с.
6. Ишимару А. Распространение и рассеяние волн в случайной неоднородной среде. - М.: Мир, 1981. Т. 2. - 318 с.
7. Харин Ю.С., Степанова М.Д. Практикум по математической статистике. Для мат спец ун-тов. М.: Университетское, 1987. - 304 с.
8. Андерсон Т. Введение в многомерный статистический анализ. - М.: Изд-во физ-мат лит., 1963. - 471 с.
9. Крылов В.И., Бобков В.В., Макарыцкий П.И. Начала теории вычислительных методов. Линейная алгебра и нелинейные уравнения. - М.: Наука и техника, 1985. - 260 с.
10. Березин И.С., Житков Н.П. Методы вычисления. - М.: Физматгиз, 1960. Т. 2. - 620 с.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОВМЕСТНОГО ЗАМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ
ПРОФИЛЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ
И В ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Существует ряд работ, в которых делается попытка определить связь между оптическими и метеорологическими параметрами атмосферы. Особое место при этом занимает исследование влияния влажности на изменчивость оптических свойств атмосферного аэрозоля, оказывающего существенное влияние на оптические свойства атмосферы вследствие его чрезвычайной оптической активности.

Обычно связь оптических параметров атмосферы с относительной влажностью устанавливается по экспериментальным результатам, полученным независимыми измерениями. Увеличение, что установлено более достоверной связи между оптическими и метеорологическими элементами атмосферы возможно при совместном измерении исследуемых характеристик.

Наиболее полно результаты исследований влияния влажности на оптические характеристики атмосферного аэрозоля изложены в работах [1, 2]. Однако, судя по результатам опубликованных работ, связь оптических характеристик аэрозоля с влажностью разнообразна. В одних случаях отмечается уверенный рост оптических характеристик с ростом влажности [3]. В других наблюдается экстремальная зависимость с максимумом при влажности 60-70%. Отмечается и довольно слабая корреляция между рассматриваемыми величинами [1].

Из ряда работ следует, что влияние влажности на изменение оптических свойств аэрозоля в лабораторных условиях иное, чем в естественных. В связи с этим установление связей оптических параметров атмосферного аэрозоля с метеорологическими элементами, введенное в естественных условиях, является одной из важнейших задач атмосферной оптики.

Низе рассматривается возможность совместного измерения спектральных профилей коэффициентов ослабления света атмосферным аэрозолем $K(\lambda)$ и относительной влажности $P(\lambda)$ с использованием в процессе измерения сигнала рассеяния излучением в присутствии жесткого излучения (прямых лучей), что позволяет выводить связь

оптических параметров атмосферного воздуха с метеорологическими элементами по результатам измерения различных характеристик и один и тот же момент времени.

Определение профилей коэффициентов ослабления E по измерениям интенсивности источника света (приемником), перемещающихся в пространстве, рассматривалось в ряде работ. Наиболее известны измерения E в видимой области с самолетов, стратостатов осуществлены методом регистрации солнечной радиации [3]. Методические вопросы восстановления высотного профиля коэффициента ослабления по измерениям интенсивности источника света, перемещающихся в пространстве, рассмотрены в [3].

Однако интерпретация измеренных величин относительно значений коэффициентов ослабления по известным методам [3,4] проводится в предположении постоянной однородности атмосферы, что в большинстве реальных ситуаций не соответствует действительности.

Из оптических методов определены профили относительной влажности атмосферы над поверхностью перспективным является метод дифференциального поглощения, основанный на явлениях резонансного поглощения излучения [2]. О величине относительной влажности судят по интенсивности рассеянного излучения на линиях Ломоносова воды в инфракрасной области.

В принципе на этих же линиях можно определить и профили коэффициентов ослабления оптического излучения и выявить связь их с влажностью. Но в этом случае интерпретация упрощений оптического зондирования относительно характеристики атмосферного воздуха требует каких-то допущений для использования информации о исследуемой атмосфере, что приводит к значительным ошибкам в их определении [4]. Так, для получения количественной информации об ~~эф~~ обычно предполагают, что для все отношения, входящие в уравнение оптической толщины, не изменяются от точки к точке по трассе зондирования.

Легко показать, что, используя полихромный источник излучения (приемник), можно совместно получать в широком спектральном диапазоне значения оптических характеристик и значения относительной влажности на исследуемой трассе без использования допущений или априорной информации об атмосфере. Это позволяет более достоверно

выявить связь оптических параметров атмосферного аэрозоля с метеорологическими элементами, в частности с относительной влажностью.

Измеряемые значения сигналов рассеяния $P(R, \lambda)$ представляют собой результат молекулярного и аэрозольного рассеяния света. При больших оптических плотностях аэрозольное рассеяние значительно превосходит молекулярное и действием последнего можно пренебречь. В случаях хорошей видимости (более 50 км) молекулярное рассеяние должно учитываться при выделении аэрозольной компоненты ослабления [1]. Учет молекулярного рассеяния проводится согласно теории Рэлея, позволяющей вычислять значения коэффициентов направленного светорассеяния для любых высот.

Выражения для относительной влажности атмосферы, усредненной по участку $\Delta \Omega$ переменной источниками излучения, получаются следующим образом. Взяв отношения измеряемых сигналов $P(R_1, \lambda, \lambda_0)$, $P(R_2, \lambda, \lambda_0)$ от общего рассеяния к объему в точке пересечения оптических осей источника и приемника на длине поглощения (полосе) λ_0 и линии, соответствующей соседнему пику прозрачности λ_1 , приходим к выражению:

$$E_0(\lambda_0, \lambda_1) - E_0(\lambda_1, \lambda_1) = -\frac{1}{2 \Delta \Omega} \ln \frac{P(R_1, \lambda_1) P(R_2, \lambda, \lambda_0)}{P(R_2, \lambda, \lambda_1) P(R_1, \lambda, \lambda_0)} + B, \quad (1)$$

где

$$B = -\{E_0(\lambda_0, \lambda_1) - E_0(\lambda_1, \lambda_1)\} / \Delta \Omega.$$

Выражение (1) можно переписать в виде

$$N(\lambda_0) = \frac{1}{\Delta \Omega \Delta \Omega} \ln \frac{P(R_1, \lambda_1) P(R_2, \lambda, \lambda_0)}{P(R_2, \lambda, \lambda_1) P(R_1, \lambda, \lambda_0)} + B, \quad (2)$$

где N - относительная влажность атмосферы, $\Delta \Omega = (\sin^2 \theta_1) / (\sin^2 \theta_2)$, θ_1 - коэффициенты поглощения излучения источника водяным паром атмосферы на длине волны λ_0 на единицу концентрации пара и единицу пути.

Полученное выражение для $N(\lambda_0)$ отличается от аналогичного ладриного метода для дифференциального поглощения, следующего вида

$$N(\lambda_0) = \frac{1}{\Delta \Omega \Delta \Omega} \ln \frac{P(R_1, \lambda_1) P(R_2, \lambda, \lambda_0)}{P(R_2, \lambda, \lambda_1) P(R_1, \lambda, \lambda_0)} + B, \quad (3)$$

на волнчину

$$T = L_1 \frac{P(R_{00}, L_1) \delta(R, L)}{\delta(R, L_1) P(R_{00}, L_1)}$$

где $\delta(R, L)$ — лдарное отношение в точке R .

Обычно в методе лдференциального поглощения считал, что лдарные отношения в точках R и R_0 равны, и пренебрегают различием $\epsilon_p(R, L)$ на длинах волн линии поглощения и вне ее, т.е. приписывают B и T равным нулю.

Как видно из (2), в случае использования подвижных источников для определения $\rho(R, L)$ лдарные отношения вообще не входят в эти выражения. Значения же $\epsilon_p(R, L)$ можно определять при этом из выражения

$$\epsilon_p(R, L) = -\frac{1}{L \Delta R} \ln \frac{P(R_{00}, L, L)}{P(R, L, L)} \quad (4)$$

получаемого в случае использования перемещаемых источников (приемников) также без применения допущений или априорной информации. Сигналы $P(R_{00}, L, L)$ и $P(R, L, L)$ при различных местоположениях источника (приемника) измеряются от рассеивавшего объема, находящегося в точке пересечения оптических осей источника и приемника излучения L (рис. 1).

Для восстановления профиля относительной влажности по результатам измерения $P(R, L, L)$ необходимо знать $\Delta \epsilon_p(R, L)$. Обычно процедура нахождения $\Delta \epsilon_p$ следующая: сначала определяют $\Delta \epsilon_p$ в месте расположения приемника излучения, а затем с помощью известных формул трансформируют начальное значение коэффициента поглощения на трассе. Существуют и другие способы получения информации о $\Delta \epsilon_p$.

Аналогичные выражения для $\epsilon_p(R, L) = f(R, L)$ можно получить и в случае, когда приемник излучения перемещается по исследуемой трассе.

Очевидно, что значения оптических характеристик и относительной влажности не зависят от местоположения рассеивающих точек L_i от угла ψ_i . Следовательно, измеряя сигналы от множества рассеивающих точек L_i , можно вычислять значения измеренных характеристик как среднее арифметическое значение величин, определенных путем независимой обработки сигналов, полученных от каждой из точек L_i . Это позволяет уменьшить влияние случайных ошибок

измерения сигнала на точность определением характеристик атмосферы, так как величины ошибок статистически независимы. Сравним погрешности измерения сигналов обратного рассеяния от одной и множества рассеивающих точек L .

Погрешность измерения сигнала в первом случае имеет

$$\delta P_1 = \sigma / P_1 \quad (5)$$

где σ — величина среднеквадратичного отклонения.

При использовании множества рассеивающих точек L_1, L_2, \dots, L_n для измерения определяемых характеристик погрешность измерения величины сигнала δP_n описывается выражением

$$\delta P_n = \frac{1}{\sqrt{n}} \delta P_1 \quad (6)$$

Полученное соотношение показывает, что погрешность определения физических характеристик и относительной влажности при измерении сигнала от n рассеивающих точек в \sqrt{n} раз меньше, чем при использовании одной рассеивающей точки.

Таким образом, с учетом временных ограничений измерения рассеянных сигналов следует проводить в том же режиме работы фотоприемника при большом угле поля зрения приемника излучения. Значит возрастает в этом случае фоновый засветок можно значительно уменьшать модуляцией излучения источника.

Измеряемые сигналы $P(r, L)$ от рассеивающих точек L при различных положениях K источника излучения отличаются друг от друга величиной ослабления принимаемого сигнала на участке перемещения источника. Для атмосферы, особенно прозрачной, необходимо значительные расстояния для заметного ослабления излучения. Это приводит к необходимости проведения измерений сигналов рассеяния с высокой точностью, которая во многих ситуациях не может быть достигнута современными аналоговыми средствами. Поэтому очень важно выявить возможности рассматриваемых методов для достижения современной информационно-измерительных систем точности измерений при различных метеорологических ситуациях.

Итак приводится выражение, связывающее пространственную разрешенность с погрешностью измерительной аппаратуры и характером атмосферы.

Считаем, что абсолютная ошибка измерений сигнала рассеяния $\Delta \sigma$, где $\Delta \sigma$ — разность измеренных сигналов для двух положений источника излучения на трассе. Это неравенство является условием к минимально допустимой погрешности измерения. Раскрывая неравенство, приходим к следующему выражению:

$$\Delta \sigma \approx \frac{1}{\epsilon} \epsilon_0 \{1 - \epsilon \delta r\}. \quad (7)$$

Полученное неравенство выражает зависимость между пространственным разрешением ΔR , необходимой погрешностью измерения сигнала $\Delta \sigma$ и оптической плотностью атмосферы ϵ .

На рис. 2 приведены результаты расчета минимального разрешения для различных атмосферных ситуаций, которые характеризуются величиной среднего значения коэффициента ослабления при различных погрешностях измерения сигналов $\Delta \sigma$. Как видно, пространственное разрешение при заданной точности измерительной аппаратуры зависит от характера исследуемой атмосферы (величины среднего значения ϵ). Так, при данной точности измерений сигнала $\Delta \sigma = 1\%$ увеличение ϵ с $0,2 \text{ км}^{-1}$ до 1 км^{-1} увеличивает минимально достигнутое разрешение от 100 до 20 м. В связи с этим следует отметить возможность повышения точности измерений согласно (4) при использовании для оптоделения оптических измерений от множества рассеивающих точек L .

Для проверки предлагаемых алгоритмов расчета оптических характеристик и относительной влажности проводился численный эксперимент. По заданному профилю $(k(z), \epsilon(z), \delta r(z))$ в приближении однократного рассеяния был рассчитан рассеянный от точки L_0 под углом θ сигнал при различных положениях источника излучения на трассе, по которому затем проводилось восстановление профиля коэффициента ослабления и относительной влажности. Полученные значения оптических характеристик и относительной влажности совпадают с заданными с точностью до вычислительных ошибок.

Погрешности измерения оптических характеристик атмосферного аэрозоля и метеорологических элементов атмосферы с использованием подвальных источников, в частности коэффициента ослабления ϵ и относительной влажности δr , описывается выражением:

$$\delta \sigma(\theta, z) = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \delta \sigma(r, \theta), \quad (8)$$

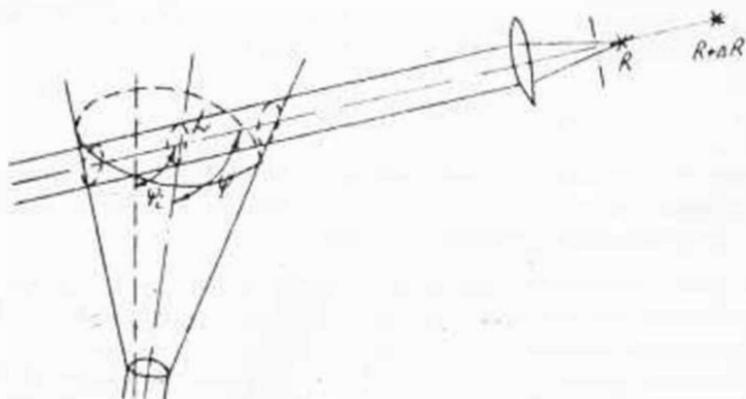


Рис. 1. Схема измерения

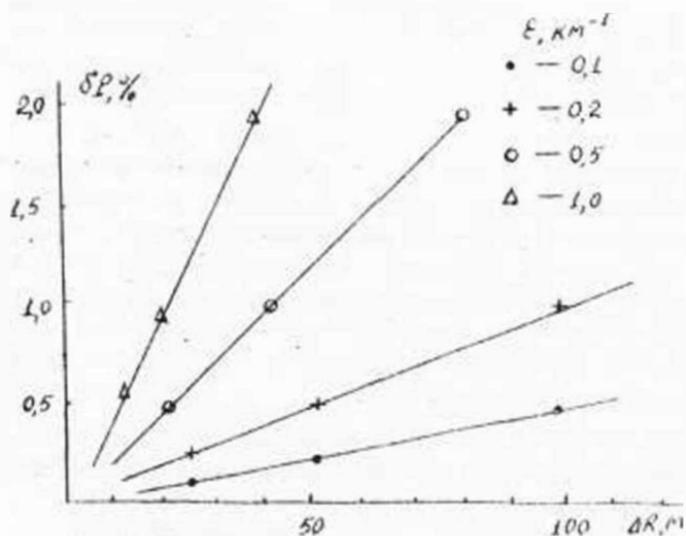


Рис. 2. Влияние среды и погрешности измерения сигнала на величину пространственного разрешения

$$\delta_j(\alpha) = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{L} \right)^2 \cdot \frac{L^2}{L_0(1/\lambda_0)(1-\epsilon^2 + \frac{\epsilon^2}{\lambda_0^2})} \quad (9)$$

где $P_1 = P_1(\lambda, \lambda_0, L, L_0, \epsilon)$; $P_2 = P_2(\lambda, \lambda_0, L, L_0, \epsilon)$; $L_0 = L \cdot \epsilon \cdot \alpha$

Из (8) и (9) следует, что погрешность измерения $\delta(\alpha)$ и $\delta_j(\alpha)$ определяются погрешностью регистрации рассеянных сигналов. Оценка выражения (9) показывает, что основной вклад в погрешность определения α вносит первое слагаемое. Второе слагаемое, обусловленное учетом спектральной зависимости ϵ_λ , незначительно из-за $(\Delta \epsilon \cdot \Delta \lambda)^2$, стремящегося к нулю ввиду малости $\Delta \epsilon$.

Сравним погрешности определения оптических характеристик атмосферного аэрозоля в относительной влажности с погрешностями определения этих характеристик другими наиболее точными методами.

При использовании базового метода погрешность определения коэффициента ослабления $\delta(\alpha)$ равна

$$\delta(\alpha) = \frac{1}{\alpha} (\delta P_0 + \delta P) \quad (10)$$

где δP_0 - погрешность измерения энергии падающего или калибровочных измерений. Как видно из (8) и (10), выражения для погрешностей измерения α с использованием подвижных источников в базовом при $\delta P_0 = \delta P$ совпадают. Однако базовый метод требует проведения абсолютных измерений величины P_0 (или проведение калибровочных измерений), осуществление которых с погрешностью δP на практике является более трудным.

Совпадение (8) и (10) в общем-то очевидно, так как базовый метод является частным случаем (при $\varphi = 0$, $V = 0$, где V - скорость движения источника).

Для сравнения погрешностей определения относительной влажности по методу с использованием подвижных источников и лидарному методу дифференциального поглощения предположим, что в обоих случаях измерения ϵ_λ на длинах волн λ_1 и λ_2 практически равны. С учетом этого выражение (9) принимает вид

$$\delta P = \frac{2}{P_{120}} \delta L \quad (11)$$

Как видно из (11) и выражения для погрешности измерения по лазерному методу дифференциального поглощения

$$\delta \rho = \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\delta T}{\Delta T} + \delta T, \quad (12)$$

использование подвижных источников для определения ρ приемлемо исключает методические ошибки δT , связанные с разбросом значений лазерного отклонения по исследуемой трассе. На практике же, как следует из вышесказанного, в рассматриваемом методе можно учитывать и различия в спектральных значениях $\rho(\lambda, \lambda_0)$.

Таким образом, применение подвижных источников (приемников) не только позволяет использовать такие достоинства, как возможность совместного измерения в широком спектральном диапазоне профилей взвешенных коэффициентов ослабления и профилей относительной влажности, высокая точность измерения сигнала рассеивания и т.д., но и повышает точность определения оптических характеристик атмосферного аэрозоля и относительной влажности атмосферы.

Литература

1. Торопов Т.П., Касьяненко А.В., Гем А.П., Токарев О.Д. Ослабление света в приземном слое и атмосферный аэрозоль // Поле рассеяния излучения в земной атмосфере. - Алма-Ата: Наука, 1971. - С.32-90.
2. Зуев В.Е., Нами И.Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы. - Новосибирск: Наука. - 1982. - 242с.
3. Галилейская В.П., Задде Г.О., Кавкинов С.И. Об определении высотного профиля коэффициентов ослабления атмосферы по данным фотометрических измерений // Аппаратура и методики дистанционного зондирования параметров атмосферы. - Новосибирск: Наука. - 1960. - С.107-114.
4. Крахов Г.М., Кавкинов С.И., Крахова И.М. Интерпретация сигнала оптического зондирования атмосферы. - Новосибирск: Наука. - 1987. - 185 с.
5. Затаров В.М., Костюк О.К. Метеорологическая лазерная лоция. - Л.: Гидрометеоиздат. - 1977. - 213 с.

ГЕНЕРАЦИЯ ПРОИЗВОДНЫХ НАФТАЛИИДА ПРИ
НАКАЧКЕ АЗОНЫМ ЛАЗЕРОМ

Удобными источниками накачки лазеров на сложных органических соединениях являются коротковолновые азотные и эксимерные лазеры. Это накладывает повышенные требования к фотостойчивости лазерных сред и ставит задачу поиска новых, подходящих для этих лазеров органических соединений.

Одним из недостаточно изученных является класс нафталинидов. Однако в нем обнаружено несколько достаточно эффективных низкоэнергетических и фотостойких лазерных сред, генерирующих излучение как при лазерной, так и при ламповой накачке [1-3]. Поэтому целью данной работы было рассмотрение некоторых вопросов генерационной способности ряда новых производных нафталинида.

Накачка производилась излучением азотного лазера ЛН-200 ($\lambda_0 = 337$ нм) по поперечной схеме. Спектры генерации регистрировались спектрографом ИСП-30, энергия генерации - измерителем ИМВ-2Н, временные зависимости - осциллографом С9-4А и фотозащелкой ФФК-110ПФ. В ряде случаев нафталиниды накачивались также третьей гармоникой лазера ЛН-502 ($\lambda_0 = 353$ нм) в продольном варианте.

Прежде всего нами получена генерация 4-метокси-*N*-нафталинида (I), генерирующего излучение в синей области спектра с $\lambda_{ген} = 468$ нм в этаноле и $\Delta\lambda = 21$ нм. КПД генерации в неоптимизированных условиях составил 5,5%, пороговая мощность накачки - 33 кВт. Фотостойчивость этого соединения, определенная по изменению мощности генерации в условиях малого обновления раствора в области накачки за счет диффузии, оказалась очень высокой. Мощность генерации после $2 \cdot 10^5$ импульсов непрерывно (частота повторения импульсов 20 Гц) уменьшалась лишь на 6%.

Получена генерация ряда производных нафталинида в этаноле при накачке $\lambda_0 = 353$ нм в зеленой области спектра: 4-(*n*-гексил-амино)-*N*-(*n*-карбаминоокси)этилено)-1,8-нафталинид (II), 4-(*n*-пропилокси)-*N*-(*n*-гексил)этилено)-1,8-нафталинид (III), 4-(*n*-октил-амино)-*N*-(*n*-октил)-1,8-нафталинид (IV), 4-(метиламино)-*N*-(*n*-толил)-1,8-нафталинид (V), 4-(*n*-октил)амино)-*N*-(*n*-метокси)этилено)-1,8-нафталинид (VI), 4-(бензил)амино)-*N*-(*n*-метокси-

фенилено)-1,8-нафталицид (УП), 4-(н-октиламино)-*N*-(н-нитрофенилено)-1,8-нафталицид (УВ), 4-(н-бензиламино)-*N*-(н-нитрофенилено)-1,8-нафталицид (Х), 4-(н-этиламино)-*N*-(н-карбобутилокси)фенилено)-1,8-нафталицид (Х), 4-(н-бензиламино)-*N*-(н-карбамил)оксифенилено)-1,8-нафталицид (Х).

Генерация излучения наблюдалась не только в этаноле, но и в других растворителях. Однако известно, что имеется характерная связь квантовых выходов некоторых нафталицидов [4,5] с положением максимума спектра флуоресценции в различных растворителях. Поэтому представляло интерес определить, существует ли подобная корреляция между квантовым выходом флуоресценции и эффективностью генерации. Для этого были приготовлены растворы соединений II и III в различных растворителях при одинаковой оптической плотности D ($D=1$) на длине волны накачки и измерен относительный квантовый выход флуоресценции $\gamma^{стн}$ и мощность генерации $W^{стн}$ (см. таблицу).

Результаты измерений $\gamma^{стн}$, $W^{стн}$ для волн максимумов в спектре поглощения $\lambda_{погл. макс}$, люминесценции $\lambda_{фл. макс}$, генерации $\lambda_{ген. макс}$, концентрации раствора $C_{ген}$ и порога генерации $W_{пор}$

Вещество	Растворитель	$\lambda_{погл. макс}$ нм	$\lambda_{фл. макс}$ нм	$\lambda_{ген. макс}$ нм	$C_{ген} \cdot 10^3$ м/л	$W_{пор}$ кВт	$\gamma^{стн}$	$W^{стн}$
II	Этанол	446	539	554	13,8	28,3	0,54	0,58
	Циклогексанон	438	533	550	2,5	20,3	0,60	I
	Дихлорэтан сим.	432	509	543	7,4	45,1	0,91	0,32
	Диэтиловый эфир	426	506	524	6,5	51,1	0,95	0,23
	Бензол	421	492	508	34	57,6	1,0	0,13
	Толуол	421	492	508	26	51,3	0,83	0,23
III	Дихлорэтан сим.	403	509	540	9	60	0,48	0,48
	Диэтиловый эфир	386	493	503	2,4	42	I	0,89
	Бензол	389	489	499	1,7	37,5	0,73	I

Из таблицы следует, что корреляция между $f_{отн}$ и $W^{эф}$ для приведенных нафталицидов не наблюдается, в отличие от полиметиновых красителей [4]. Следует отметить, что в ряде случаев концентрация растворов была слишком высокой, что могло приводить к уменьшению интенсивности генерации за счет концентрационного тушения [5]. Однако наиболее вероятно, что для этих соединений эффективность преобразования энергии определяется не только величиной квантового выхода, но и приведенным переплющением.

Таким образом, обнаружена генерация излучения ряда новых производных нафталицида.

Литература

1. Грузинский В.В., Давидов С.В. Генерация растворов производных фульцидида и нафталицида в зеленой области спектра // ЖПС. -1979. -Т.30, №1. -С.155-158.
2. Крымова А.И., Петухов В.А., Попов М.В. Исследование генерационных характеристик новых лазерных красителей для зеленой и красной областей спектра // Квант.электрон. -1985. -Т.12, №10. -С.2163-2165.
3. Грузинский В.В., Круглик Е.К., Давидов С.В. и др. Спектрально-люминесцентные и генерационные характеристики производных нафталицида // Тез.Всесоюз.совещ. "Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах". -Томск, 1966. -С.177-178.
4. Красовицкий Б.М., Болотин В.М. Органические люминофоры. -Л.:Химия, 1987. -344 с.
5. Викторова Е.Н. Исследование связи квантовых выходов люминесценции и вероятностей безызлучательных переходов со спектральными характеристиками сложных органических соединений / Дис. ... физ.мат.наук. Л.-1967.
6. Лазеры на красителях / Под ред.В.Шафера. -М.: Мир, -329с.

Одним из элементов бортовых экспериментальных комплексов для дистанционного лазерного зондирования гидросферных сред является профилометр водной поверхности. Его задача - измерение информации о расстоянии от платформы летательного аппарата до границы "атмосфера-гидросфера".

В качестве источников оптического излучения в дальнометрических системах используются лазеры, длина волны которых лежит в окнах прозрачности атмосферы и которые позволяют генерировать короткие наносекундные импульсы с пиковой мощностью десятки и более киловатт. В частности, используются лазеры на парах меди ($\lambda = 0,51$ мкм) и марганца ($\lambda = 1,05$ мкм).

Однако использование низионных лазеров в дальнометрических системах сопряжено с рядом трудностей. Прежде всего это связано с большой массой и габаритами лазера с блоком питания (до 100 кг), его высоким энергопотреблением около 10 кВт и низкой надежностью активного элемента. Небольшой ресурс наработки бортовых лазеров, сложность отработки системы, трудности в эксплуатации, связанные с использованием высоковольтной аппаратуры и принудительного охлаждения способствовали разработке альтернативных источников излучения.

Нами эта задача решена путем использования в качестве источника излучения мощных многоэлементных полупроводниковых инжекционных лазерных излучателей. Их компактность, малая инерционность, простота управления, высокая надежность и долговечность, стабильные и малые (до 1 нс) задержки между электрическим импульсом запуска и импульсом света позволяют осуществлять и эффективно перестраивать генерацию в широком спектральном диапазоне.

Нами создан двухканальный профилометр водной поверхности в качестве источников излучения, в котором используются два многоэлементных полупроводниковых лазерных излучателя в режиме генерации парных оптических импульсов. Длина волны излучения в каждом канале различается, они составляют $\lambda_1 = 0,62$ мкм и $\lambda_2 = 0,68$ мкм и соответствуют сильно различающимся коэффициентам поглощения воды. Такой режим работы позволяет формировать программируемые

лазерные воздействия в виде пары световых импульсов независимы на двух длинах волны одновременно с последующим их обнаружением и прецизионным анализом локационных полей. Использование пары оптических импульсов с заданной задержкой между ними по двум каналам увеличивает достоверность и точность профилирования при локации поверхности, а также позволяет по специально разработанному алгоритму на основе анализа временных профилей отраженных сигналов в соответствующих спектральных окнах определять точное положение границы водной поверхности.

Для получения коротких оптических импульсов использовался генератор накачки на основе тириатрона ТТИЕ-100/В.

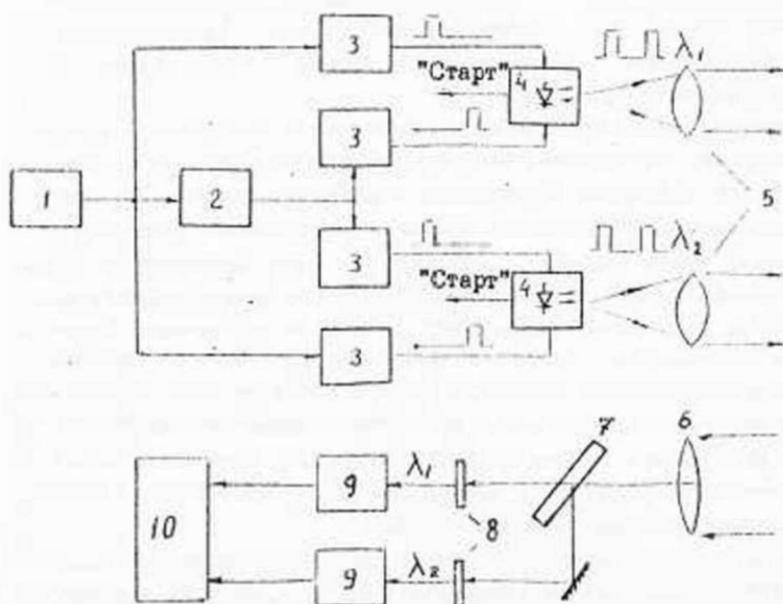


Рис. 1. Структурная схема приемно-передатчика блока:
 1-генератор импульсов; 2-регулируемая линия задержки;
 3-генератор коротких импульсов; 4-подупроводниковый
 лазерный излучатель; 5-волновоодящая система; 6 -
 приемная телескопическая система; 7-светоделитель;
 8-узкополосные фильтры; 9-фотоприемные устройства;
 10-блок обработки информации

Синхронизация работы лазерного излучателя осуществляется на основе взаимной оптической временной ямады профилометра. Для обеспечения малой расходимости излучения использовались линзовые коллимирующие системы, обеспечивающие расходимость излучения на трассе не хуже 1° .

Параметры передающего блока профилометра следующие: 1) мощность излучения - 1,5 Вт; 2) длительность импульса излучения на уровне 0,5-15 нс; 3) длительность переднего фронта - не более 2 нс; 4) расходимость - менее 1° ; 5) частота следования импульсов - до 16 кГц; 6) диапазон перестройки импульсов в туго - (0нс - 1 мкс); 7) масса (включая лазер, блок питания, коллиматор) - 4кг; 8) потребляемая мощность - не более 50 Вт.

Фотоприемный блок профилометра включает два фотоприемника на основе ФЭУ или ЛЭД, усилитель, блок питания, светоделитель, оптические фильтры, телескопическую систему с полем зрения 1° и входной апертурой 15 см.

Зарегистрированное лазерное воздействие поступает в измеритель временных интервалов. Сущность метода определения поверхности состоит в поэтапном обнаружении отраженных локционных сигналов и измерении сформированных временных интервалов. При этом измерительный тракт выполнен в виде двухзвенного анализатора интервалов времени с общей опорной шкалой. Первая звено осуществляет фазирование и измерение временного интервала от сигнала "Старт" во первого стол-импульса, выделенного при помощи трифазового фильтра из пары информационных импульсов и интерполятора типа "хронотрон" с разрешающей способностью 0,8 нс и накоплением соответствующих двойных синхронизации. Вторая звено осуществляет точное измерение обнаруженной пары импульсов при помощи интерполятора вида $i-1-i$ вид с разрешающей способностью 100 пс.

Обнаружение поверхности в профилометра производится следующим образом. В результате взаимодействия туго из двух лазерных импульсов с поверхностью формируется отраженный сигнал, который после приемного телескопа проходит оптический фильтр и поступает на вход фотоприемника, в фотоприемнике сигнал детектируется и в виде случайного импульсного процесса, который представляет собой смесь сигнала и шума, поступает в программируемый цифровой фильтр и пороговый дискриминатор. При этом случайный импульсный процесс на выходе фотоприемника на данном этапе обработки не содержит

информации о том, какой из принятых импульсов является сигналом, а какой — шумом. Для обнаружения сигналов, отраженных от объектов локации, на фоне шума, а следовательно, и обнаружения объекта осуществляется нелинейная фильтрация преддетектированного процесса. Для этого программируемый цифровой фильтр синтезирует из обрывочных сигналов приборной шкалы времени лоатора набор временных окон, число которых равно числу импульсов в пуле лазера, а взаимное временное положение синтезированных окон строго соответствует периоду повторения T импульсов в пуле лазера (рис. 2).

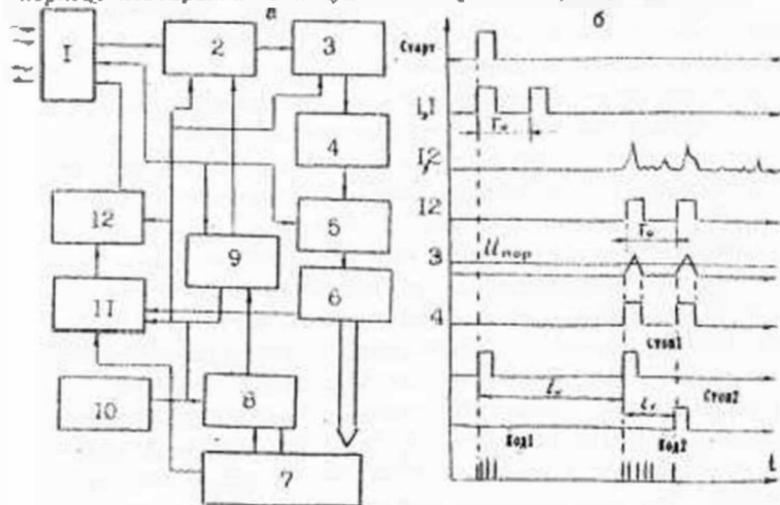


Рис. 2. Структурная схема (а) и временные диаграммы (б) работы профилометра:

1-приемно-передающий блок; 2-цифровой программируемый фильтр; 3-пороговый дискриминатор; 4-схема определения временного положения сигнала; 5-двухканальный измеритель временных интервалов; 6-накопитель хвостов; 7-О.С.А; 8-блок управления и обработки; 9-блок формирования опорной шкалы; 10-стандарт частоты; 11-блок вычисления и программирования; 12-временная датчик команд лазера

включение программируемого цифрового фильтра осуществляется сразу после первого зарегистрированного импульса пула, при этом его установка на пороговый уровень $U_{пор}$ (выбор значения $U_{пор}$ осуществляется, например, на основе критерия Наймана-Пирсона.)

После приятия данного первого импульса выстраивается временная диаграмма цифрового фильтра и по синтезируемому временному признаку проверяется гипотеза о принадлежности импульсов в релаксации к рабочим сигнальным импульсам.

В результате прохождения протестированного локационного процесса через программируемый цифровой фильтр происходит временная фильтрация (сортировка) импульсов сигнала и на пороговый дискриминатор поступают только те сигналы, которые удовлетворяют сформированному в цифровом фильтре временному признаку сигнала, т.е. признаку строгого соответствия временного положения импульсов в локационном сигнале временному положению порождающих их импульсов лазерного пучка.

Это позволяет на входе порогового дискриминатора отфильтровать шумовые импульсы и вести обнаружение объекта и измерение его координат только по регулярной последовательности импульсов, удовлетворяющих сформированному в цифровом программируемом фильтре временному признаку сигнала.

Д схеме пороговой дискриминации в соответствии с установленными порогами обнаружения $U_{пор1}$, $U_{пор2}$ производится энергетическая дискриминация потока локационных сигналов с заданной вероятностью ложной тревоги $P_{л.}$, определяемой целями и условиями локации на основе реальных условий работы локатора. При этом в каждом последующем временном окне уровень пороговой дискриминации $U_{д}$ устанавливается независимо от остальных порогов обнаружения и обуславливается требуемой вероятностью правильного обнаружения $P_{об.}$ При этом появление любого первого сигнального импульса в соответствующем временном окне фильтрации однозначно увеличивает вероятность регистрации последующих сигнальных импульсов в сформированных временных окнах со строго заданным временным положением.

Таким образом, обнаружение отраженных сигналов ведется методом нелинейной фильтрации по правилу достижения $P_{об.}^{max}$ при $P_{л.} = const$ путем установления однозначного соответствия отраженных локационных сигналов сформированному временному признаку, заложенному в параметрах лазерного пучка. Это существенно повышает скорость и точность обнаружения объекта локации.

В предлагаемом профилометре для дополнительной проверки гипотезы об обнаружении поверхности используется как перестройка

периода повторения T импульсов лазера в ту же с одновременной перестройкой временных окон программируемого цифрового фильтра, так и перестройка длины волны излучаемого пучка импульсов.

В основе способа определения дальности до поверхности в профилометре лежит измерение временного положения набора эквивалентов доплеровских сигналов относительно опорной высокостабильной шиллы при помощи детектора временного положения сигналов и двухканального анализатора интервалов времени.

Анализатор интервалов времени измеряет на каждом такте локализации одновременно не один, а четыре обнаруженных при помощи программируемого цифрового фильтра отфильтрованных от локализуемого объекта сигналов L_1, L_2, L_3, L_4 с требуемой точностью. При этом в накопителях кодов суммируются оценки измерений отфильтрованных доплеровских сигналов, полученных от соответствующих зон локализуемого пространства, заданных цифровым программируемым фильтром, в результате чего регистрируются на каждый единичный такт гистограммы плотности вероятности оценок измеренных доплеровских сигналов. По ним в блоке вычислений и программы вычисляются характеристические объемы и в соответствии с ними вырабатываются сигналы на включение нового цикла локализации. Анализ временных интервалов сформированных пучком импульсов различной длины волны излучения λ_1, λ_2 позволяет судить о наличии, протяженности гидрозольного слоя у поверхности.

Рабочие такты циклов профилометра (запуск излучателя, формирование сигналов управления оптическим детектором, цифровым фильтром и рабочих циклов измерителя временных интервалов) синхронизированы образцовым СЧ сигналом. Эта развивающаяся межканальная когерентность открывает возможность для синхронизации всех операций измерения и преобразования информации, что исключает неопределенность наложения сигналов, зарегистрированных при различных циклах измерений.

Базовая временная шкала анализатора формируется в фазе с сигналом возбуждения в виде образцовой импульсной последовательности с периодом 10 нс при помощи генератора с задержанной обратной связью, который стабилизирован (в режиме задания частоты) образцовым СЧ сигналом.

Полученные результаты измерений поступают в ЦЭММ ВД-1041,

Для стыковки измерительного канала профилометра с ПЭЭМ ЕС-1841 использовался разработанный интерфейс.

Основные характеристики измерителя временных интервалов: диапазон измерительных интервалов - 10 нс - 10 мкс; погрешность измерения до 0,7нс; динамический диапазон входных сигналов - 40 дБ; разрешающая способность $1 \cdot A$ - код преобразователя - 100 пс.

Согласно методике [1] была оценена эффективность предложенной системы детектирования профилометра при зондировании лугом импульсов. Эффективность системы характеризуется параметром $\xi_{\text{эф}} = I_{\text{ин}}(x) \cdot P(D) / \sqrt{E_{\text{сиг}}}$, где $I_{\text{ин}}(x)$ - количество информации, получаемое при единичном измерении параметра x ; $E_{\text{сиг}}$ - средняя энергия сигнала; $P(D)$ - вероятность детектирования. Результаты численного моделирования, представленные на рис.3, говорят о повышении эффективности системы при использовании луга импульсов возбуждения в сравнении с моноимпульсной системой при прочих равных условиях.

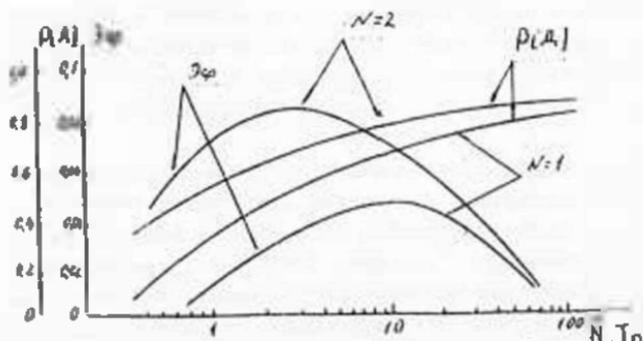


Рис.3. Эффективность системы детектирования:

N - число импульсов в луге

Разработанный профилометр поверхности позволяет определять дальность до поверхности с высоты до 1000 м.

Литература

1. Малевиц И.А. Методы и электронные системы анализа оптических процессов. - мн.: Изд-во БГУ им.В.И.Ленина, 1981. - 363с.

УЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ УГЛОВ
И ДАЛЬНОСТИ ЛОКАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

Существует ряд методов учета оптической рефракции излучения, распространяющегося в земной атмосфере. Однако требования максимальной простоты и универсальности алгоритмов вычислений при минимальном количестве учитываемых метеопараметров, предъявляемые к оперативной оценке рефракции при выполнении локационных измерений, ограничивают практическое использование этих методов в основном априорными теоретическими моделями. В то же время значительные пространственно-временные флуктуации показателя преломления воздуха в реальной атмосфере требуют разработки новых, в том числе инструментальных методов учета рефракции на основе современных достижений лазерной техники и электроники. В данной работе проанализированы погрешности двух принципиально различающихся методов коррекции угла места и дальности в процессе локационных измерений.

В результате приближенного решения (с использованием второй теоремы о среднем) представленного в [1] дифференциального уравнения преломления света в неоднородной изотропной среде получаем достаточно простое выражение для учета угловой рефракции:

$$\Delta \varepsilon = -r(\varepsilon) \left[\Delta n(0) - \frac{1}{D} \int_0^D \Delta n(x) dx \right]. \quad (1)$$

Здесь $\Delta \varepsilon$ - величина рефракции; r - численное значение радиуса; ε - видимый (нескорректированный) угол места; D - расстояние до объекта измерения; $\Delta n(x)$ - $n(x) - n(0)$ - индекс показателя преломления воздуха соответственно в текущей и исходной точках трассы распространения излучения. Следует также подчеркнуть, что интеграл в выражении (1) представляет собой точное выражение поправки на дальность за счет показателя преломления атмосферы:

$$\Delta D = - \int_0^D \Delta n(x) dx, \quad (2)$$

обеспечивая простую связь между обеими характеристиками рефракции.

Оценка погрешности $\delta(\Delta \varepsilon)$ осуществлялась численным способом путем сопоставления значений $\Delta \varepsilon$, полученных рассматриваемыми методами, со значениями $\Delta \varepsilon$, вычисленными

на основе точной базовой сферической слоистой модели атмосферы [2]: $\delta(\alpha \varepsilon) = \Delta \varepsilon - \Delta \xi_0$. Вычисления выполнялись на ЭЦМ ДК-3 с использованием алгоритмического языка Фортран-IV и арифметики двойной точности. Влияние базовой рефракции на точность угловых измерений не рассматривалось.

На первом этапе работы оценивалась погрешность $\delta(\Delta \varepsilon)$ за счет приближенного характера формулы (1). С этой целью вертикальный профиль показателя преломления воздуха $n(h)$ задавался в обоих случаях формулой Гладстона-Дая [2]:

$$n(h) = 1 + K(\lambda) \rho(h) / T(h), \quad (3)$$

где $K(\lambda) = \Delta n_{\lambda} T_{\lambda} / \rho_{\lambda}$ - дисперсионный коэффициент; Δn_{λ} - индекс показателя преломления сухого воздуха при стандартных метеосостояниях, характеризуемых значениями $T_{\lambda} = 288,15 \text{ К}$ и $\rho_{\lambda} = 1013,25 \text{ Па}$. Вертикальный профиль температуры $T(h)$, входящий в формулу (3), определялся в соответствии с профилем для стандартной модели атмосферы $T_{\lambda}(h)$ по ГОСТ 4401-81. При этом с целью анализа влияния температурных аномалий, характерных для приземного слоя атмосферы, на него накладывалось возмущение, задаваемое в соответствии с распределением Рэлея:

$$T(h) = T_{\lambda}(h) + \Delta T_{\text{max}} \frac{h_{\text{max}}}{h} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(1 - \frac{h^2}{h_{\text{max}}^2}\right)\right], \quad (4)$$

где ΔT_{max} - максимальная величина температурной аномалии; h_{max} - значение высоты, при которой фиксируется ΔT_{max} . Вертикальный профиль давления $\rho(h)$ рассчитывался с использованием (4) по барометрической формуле.

Полученные в результате расчетов значения $\delta(\alpha \varepsilon)$ в зависимости от угла места ε представлены на рис. 1 для трех фиксированных значений дальности до лоцируемого объекта. Из рис. 1 следует, что приближенная формула (1) может быть успешно использована для учета угловой рефракции при $\varepsilon \geq (3 \dots 5)^{\circ}$. Это соответствует условиям большинства практически решаемых локационных задач, причем погрешность определения угла места по сравнению с базовой формулой не превышает 5 угл. с и при необходимости может быть учтена в качестве систематической. Наибольший вклад в величину $\delta(\alpha \varepsilon)$ при малых значениях вносит погрешность вычислений по формуле (1), обусловленная лангисностью $\frac{d^2 n(\lambda \varepsilon)}{d \lambda^2} \neq 0$. Систематический характер погрешности приближенной формулы связан со сферичностью изополини-

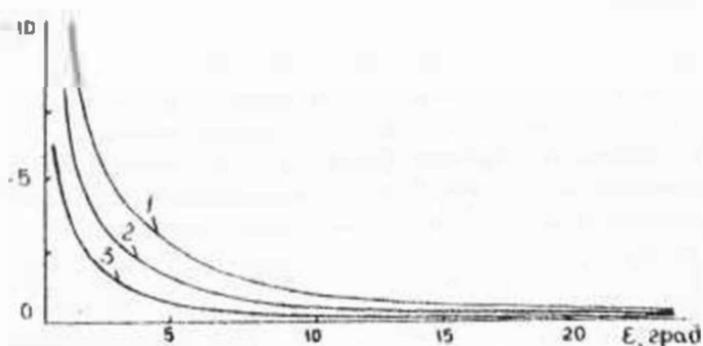


Рис. 1. Зависимость погрешности учета угловой рефракции $\delta(\Delta\epsilon)$, вычисленной согласно формуле (1), от угла места ϵ :
 $D = 50$ км (1), 40 км (2), 30 км (3)

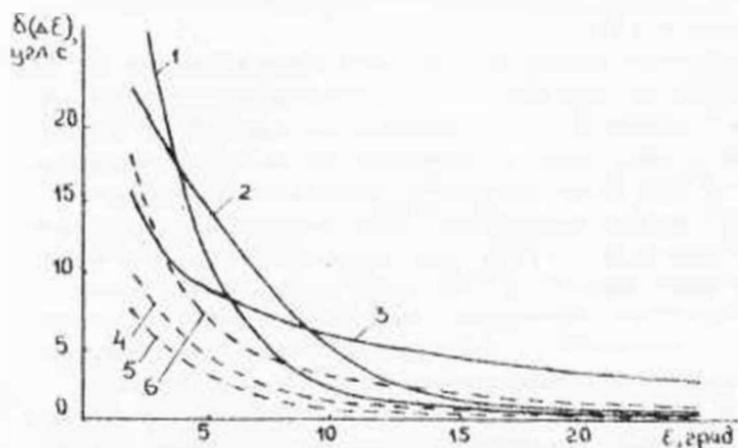


Рис. 2. Зависимость погрешности учета угловой рефракции $\delta(\Delta\epsilon)$ от угла места ϵ :
 $\Delta T_{\text{глуб}} = 10$ К; $h_{\text{глуб}} = 1000$ м; $\delta T(h) = 3$ К; $\delta(\Delta D) = 0,03$ м; 1, 2, 3 — три термических модели атмосферы; 4, 5, 6 — двухлучевой метод;
 $D = 50$ км (1, 4), 30 км (2, 5), 10 км (3, 6)

ческих поверхностей реальной атмосферы, не учитывая и (1).

Принимая во внимание выявленную степень адекватности формулы (1) тирному, но затруднительному при практическом применении выражению (2), воспользуемся полученным приближением для оценки погрешности измерения рефракционных поправок на угол места $\delta(\Delta\delta)$ и дальности $\delta(\Delta D)$. В качестве априорной теоретической модели используем наиболее простую и универсальную изотермическую модель атмосферы. Воспользовавшись необходимыми соотношениями изотермической модели, можно записать:

$$\int_{\Delta\delta}^{\delta(\Delta\delta)} dx = \Delta\delta \int_{\Delta D}^{\delta(\Delta D)} \frac{P_0}{P} \left(1 - \exp\left(-\frac{gD}{2T(h)}\right) \right) dh, \quad (5)$$

где $T(h) = (T(h) + T_0)/2$ - средняя температура; T_0, P_0 - соответственно температура и давление в зоне размещения локаторной системы; R - удельная газовая постоянная сухого воздуха; g - ускорение свободного падения. Значение $T(h)$, входящее в формулу (5), с погрешностью не более 3К может быть рассчитано на основе простых аналитических методов определения $T(h)$, рассмотренных в [3].

Полученные в результате расчетов с использованием (4) значения $\delta(\Delta\delta) = \delta\delta - \Delta\delta$, $\delta(\Delta D) = \Delta D - D$ представлены соответственно на рис. 2 и 3 (кривые 1 - 3). Абсолютные значения $\delta(\Delta\delta)$ и $\delta(\Delta D)$ включают в себя, помимо погрешностей модели (1) и определения профиля $\delta T(h)$, также погрешность, обусловленную отклонением реального профиля температуры $T(h)$ от линейного профиля стандартной атмосферы $T_x(h)$, что является следствием учетных температурных аномалий $\Delta T(h)$ приземного слоя атмосферы.

Современные достижения лазерной техники и электротурные методы учета рефракционных поправок на угол места и дальность. В этой связи обращает на себя внимание двухходовый метод логирования, позволяющий в значительной степени снизить влияние показателя преломления атмосферы на результаты измерений [4, 5]. Оценим погрешности $\delta(\Delta\delta)_2$, $\delta(\Delta D)_2$ данного метода. Обозначая разность времени распространения световых импульсов с длинами волн λ_1 и λ_2 через Δt , выражение для величины поправки на дальность запишем в виде

$$\Delta D_2 = c \Delta t^2 / 2\alpha, \quad (6)$$

где $\alpha = (n_1^2 - n_2^2) / (2\lambda_1 \lambda_2)$, n_1 и n_2 - показатель преломления

сухого воздуха в стандартных условиях соответственно для I_1 и I_2 .
 c - скорость света в вакууме. Подставляя выражение (6) в (1),
 получаем поправку на угловую рефракцию $\Delta \epsilon_2$, определяемому пани-
 чным методом. Погрешность $\delta(\Delta \epsilon)_2$ вычисляем способом, аналогич-
 ным примененному при рассмотрении изотермической модели атмосферы:
 $S(\Delta \epsilon)_2 + \Delta \epsilon_2 - \Delta \epsilon_0$. Погрешность поправки на дальность $\delta(\Delta D)_2$
 определяется в этом случае только инструментальной погрешностью
 измерения интервала времени $\delta(\Delta t)$ по формуле

$$\delta(\Delta D)_2 = c N^{1/2} \delta(\Delta t) / 2\alpha, \quad (7)$$

где N - число единичных измерений.

Рассчитанные значения $\delta(\Delta \epsilon)_2$ представлены на рис. 2 (кривые
 4 - 6) для случая $\delta(\Delta D)_2 = 0,03$ м, что при $N = 1$ и $\alpha = 0,1$ соот-
 ветствует погрешности измерения интервала времени $\delta(\Delta t) = 0,2$ нс. Ве-
 личина $\delta(\Delta \epsilon)_2$ определяется погрешностью приближенного выраже-
 ния (1) и погрешностью измерения интервала времени, являясь
 независимой от конкретного профиля показателя преломления атмо-
 сферы и его аномалий. Погрешность определения поправки на даль-
 ность $\delta(\Delta D)_2$ данного случая не зависит от угла места (см. рис. 3,
 штрихован линия).

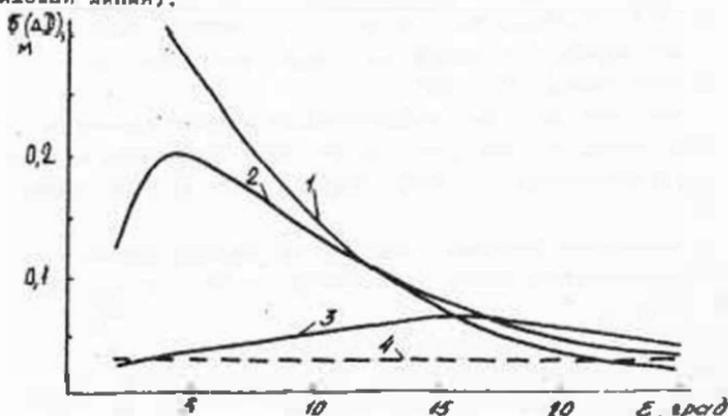


Рис. 3. Зависимость погрешности поправки на дальность $\delta(\Delta D)$ от
 угла места ϵ ;

$\Delta T_{\text{стан}} = 10$ К; $h_{\text{стан}} = 1000$ м; $\delta T(h) = 3$ К; $\delta(\Delta D) = 0,03$ м;
 1, 2, 3 - изотермическая модель атмосферы; 4 - двухлучевой
 метод; 1) - 50 км (1), 30 км (2), 10 км (3)

Сопоставляя результаты вычислений, полученные обоими методами, следует отметить, что при углах более 20° погрешность метода геометрических лучевых моделей атмосферы сопоставима с погрешностью инструментального метода в диапазоне технических возможностей шезелювского. Однако аппаратные реализации двухволнового метода существенно сложнее, чем вычисленно-расчетов в соответствии с изотермической моделью атмосферы. При углах менее 20° погрешность модельного метода может заметно возрастать вследствие пространственно-временной неоднородности приземного слоя атмосферы, достигая десятков угловых секунд для угломерного и десятков сантиметров для дальномерного трактов локационной системы. В этом случае предпочтительным становится двухволновый метод. В целом двухволновый метод является более универсальным для решения задач учета рефракции при выполнении локационных измерений.

Литература

1. Кляшин Е.Б. Уравнения распространения света в неоднородной изотропной среде // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Проектирование. - М.: ЦНИИатоминформ, 1972. - 154 с.
2. Алексеев В.А., Кибанов М.В., Куштин И.Ф., Нелюбин Н.Ф. Оптическая рефракция в земной атмосфере (наклонные трассы). - Новосибирск: Наука, 1983. - 230 с.
3. Нелюбин Н.Ф. Использование аналитических моделей атмосферы для учета рефракции оптического излучения // Рефракция оптических волн в атмосфере. - Томск: Изд-во ТФ СО АН СССР, 1982. - С.74-85.
4. Abaliga J.N. Mixed multiwavelength laser ranging system for measuring atmospheric delay // Appl. Opt. - 1980. - V.19, N20. - P. 3436-3440.
5. Quarzola B. Misura di distanza ad alta precisione con valutazione dei tempi di transito di impulsi laser a due colori // Bollatino di geodesia e scienze affini. - 1975. - N. 34, N1. - P.45-55.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА КЛАССИФИКАЦИИ РЕАЛИЗАЦИЙ СИГНАЛОВ В ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Введение

Сигналы, несущие в себе информацию об объекте, для разных классов объектов, разных состояний объекта различны. Однако встречаются ситуации, когда сигнал от объекта соответствует таким состояниям объекта, когда, например, у объекта две (или более) неисправности, сигнал принадлежит двум (или более) классам. Такие ситуации приводят к усложнению процедуры классификации, возможно, необходимости ставить им в соответствие некоторые новые классы сигналов, принимать более сложные решения. Наблюдаемые на конечном интервале времени сигналы представляют собой конечные реализации и представлены, как правило, конечным числом отсчетов.

Обычным подходом к классификации сигналов является использование заранее заданного числа данных (являющихся реализациями сигналов) для принятия решений об их принадлежности к одному из классов, множество которых определено [1].

В условиях недостатка времени и средств для получения данных и их анализа классификация реализаций сигналов может осуществляться с применением последовательных процедур проверки гипотез и оценивания параметров, количество необходимых для принятия решений данных в которых определяется в процессе их анализа самими процедурами [2,3].

Современные лазерные системы, оснащенные специализированными ЭВМ, функционируют в условиях меняющейся обстановки. В силу этого при обработке сигналов обратного рассеяния лазерными системами существует недостаток времени и вычислительных средств для решения задач классификации реализаций сигналов, который можно компенсировать применением указанных последовательных процедур.

Постановка задачи

Пусть $x_k, k=1, 2, \dots, M$ — реализация сигнала, принадлежащая к одному из M классов. Наблюдаются реализации $x_k = (x_{k1}, x_{k2}, \dots, x_{kn})^T, k=1, 2, \dots, M$, предположительно относящиеся к одному и тому же классу, причем $d(x_k, x_k) = M$. В пространстве R^N для каждого класса сигналов J определены интервалы, задающие этот класс $(\alpha_j^{(1)}, \beta_j^{(1)})$

$i=1, 2, \dots, M, j=1, 2, \dots, M$, образующие в R^m гиперпараллелепипеды

Некоторая обучающая классифицированная реализация $x^{(j)}$ ($j=1, 2, \dots, M$) с номером k , т.е. вектор $x^{(j)} = (x_{10}^{(j)}, x_{20}^{(j)}, \dots, x_{m0}^{(j)})^T$ может считаться эталоном (портретом) j -го класса. Однако рассматривая множество классифицированных обучающих реализаций обнаруживаем, что обучающие реализации j -го класса принадлежат интервалам $(\alpha_i^{(j)}, \beta_i^{(j)})$, $i=1, 2, \dots, m, j=1, 2, \dots, M$ (границы можно определить по самим обучающим реализациям). Причем не делается различий, что приводит к этому — влияние стохастической природы самого объекта и сигнала или добавляющиеся к сигналу помехи разного свойства. Таким образом, гиперпараллелепипед $((\alpha_i^{(j)}, \beta_i^{(j)}))$ в R^m можно рассматривать как некий "размытый портрет", размытым эталоном класса с номером j .

Необходимо отнести наблюдаемую реализацию x , $i=1, 2, \dots, N$ (т.е. вектор $x = (x_1, x_2, \dots, x_m)^T$, к одной из M классов, заданных гиперпараллелепипедами $((\alpha_i^{(j)}, \beta_i^{(j)}))$, $j=1, 2, \dots, M, i=1, 2, \dots, m$. Предполагается, что принадлежащие к одному классу наблюдаемые реализации используются в последовательной процедуре классификации.

Последовательная процедура классификации реализаций

В силу стохастической природы реализаций для решения задачи классификации необходимо рассматривать гипотезы о математическом ожидании полученной реализации H_j^p , $j=1, 2, \dots, M$, поскольку именно они отражает собственно состояние объекта. Рассмотрим гипотезы:

$$H_1^p: M(x_i) \leq \alpha_i^p, \quad (1)$$

$$H_2^p: M(x_i) < \alpha_i^p \text{ и } \beta_i^p, \quad (2)$$

$$H_3^p: M(x_i) \geq \beta_i^p, \quad (3)$$

а также гипотезу

$$H_4^p = \bigcap_{i=1}^m H_2^p, \quad (4)$$

которая соответствует принадлежности классифицируемой реализации к j -му классу, т.е. и гиперпараллелепипеду $((\alpha_i^{(j)}, \beta_i^{(j)}))$, $i=1, 2, \dots, m$. Задача классификации реализаций, следовательно,

будет заключаться в проверке гипотез (4) для $j=1, 2, \dots, M$.

Процедуру классификации будем строить на основе последовательной процедуры проверки многих гипотез [3], заключающейся в вычислении апостериорных вероятностей гипотез и сравнении их с порогом, определяющим требуемые вероятности правильного принятия решения. Так, для гипотезы $H_0^{(j)}$ достигается требуемая вероятность правильного принятия решения $P_0^{(j)}$, если правило принятия решений следующее: принимаются решение об остановке испытаний и гипотеза $H_0^{(j)}$, если

$$\begin{cases} K(H_0^{(j)}) \geq P_0^{(j)}, \\ K(H_0^{(i)}) < P_0^{(i)}, \quad \forall i \neq j. \end{cases} \quad (5)$$

Апостериорные вероятности $P(H_0^{(i)})$ в случае независимости гипотез по i факторизуются

$$P(H_0^{(j)}) = \prod_{i=1}^M P(H_0^{(i)}), \quad (6)$$

правило остановки испытаний и принятия решений в пользу гипотез может быть следующим: принимается решение об остановке испытаний и гипотеза $H_0^{(j)}$, если

$$\begin{cases} P(H_0^{(j)}) \geq \sqrt[M]{P_0^{(j)}}, \\ P(H_0^{(i)}) < \sqrt[M]{P_0^{(i)}}, \quad \forall i \neq j. \end{cases} \quad (7)$$

Однако решение об остановке испытаний справедливо лишь для гипотезы $H_0^{(j)}$, т.е. носит частный характер. Преимуществом решающего правила (7) перед (5) состоит в том, что при вычислении (6) большую роль играют ошибки представления малых чисел, что важно при реализации (5). При этом удобно пользоваться таблицей для задания $\sqrt[M]{P_0^{(i)}}$.

Таблица значений

P \ N	10	20	30	35	40
0,81	0,0708	0,0492	0,0311	0,0247	0,0204
0,81	0,0492	0,0311	0,0247	0,0204	0,0174
0,95	0,0249	0,0174	0,0137	0,0107	0,0087
0,99	0,0089	0,0067	0,0051	0,0041	0,0034

В случае нормально распределенных наблюдений x_i , $i=1, 2, \dots, N$, имеющих математическое ожидание $\theta_j^{(0)}$ для класса с номером j и дисперсию $\sigma_j^{(0)}$, когда для неизвестного $\theta_j^{(0)}$ задано априорное нормальное распределение с математическим ожиданием $\theta_j^{(1)}$ для класса j и дисперсией $\sigma_j^{(1)}$, и заданы априорные вероятности гипотез $P_j^{(1)}$, апостериорные вероятности гипотез $P_j^{(2)}$ вычисляются следующим образом:

$$P_j^{(2)} =$$

$$\frac{P_j^{(1)} \left[\phi(\alpha_j^{(2)}(n)(\beta_j^{(2)} - \theta_j^{(1)}(n))) - \phi(\alpha_j^{(1)}(n)(\alpha_j^{(1)} - \theta_j^{(1)}(n))) \right]}{\sum_{k=1}^m P_k^{(1)} \left[\phi(\alpha_k^{(2)}(n)(\beta_k^{(2)} - \theta_k^{(1)}(n))) - \phi(\alpha_k^{(1)}(n)(\alpha_k^{(1)} - \theta_k^{(1)}(n))) \right]} \quad (8)$$

где

$$\alpha_j^{(2)}(n) = \sqrt{n + \sigma_j^{(1)} / \tau_j^{(1)}} \quad (9)$$

$$\hat{\theta}_j^{(1)}(n) = \frac{\sum_{i=1}^n x_{i,j} \cdot \sigma_j^{(1)} / \tau_j^{(1)}}{n + \sigma_j^{(1)} / \tau_j^{(1)}} \quad (10)$$

ϕ — интеграл вероятности (известная функция $\Phi(x)$)

$$\Phi(z) = E\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-t^2/2} dt \quad (11)$$

Величина $\hat{\Theta}^{(n)}$, определяемая (8), является оценкой $\Theta^{(1)}$, полученной по n реализациям \mathbf{B} (8) $\beta_1^{(1)} = \dots, \alpha_1^{(1)} = \dots$. При одинаковых априорных вероятностях гипотез $P_0^{(1)}$ решающее правило (7) упрощается: принимаются решение об остановке испытания и гипотеза $H_1^{(1)}$, если

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi(\alpha_1^{(1)}(n)(\alpha_1^{(1)} - \hat{\Theta}_1^{(1)}(n))) + \Phi(\alpha_1^{(1)}(n)(\alpha_1^{(1)} - \hat{\Theta}_1^{(1)}(n))) &\geq 2\sqrt{P_0^{(1)}} \\ \Phi(\alpha_1^{(1)}(n)(\alpha_1^{(1)} - \hat{\Theta}_1^{(1)}(n))) + \Phi(\alpha_1^{(1)}(n)(\alpha_1^{(1)} - \hat{\Theta}_1^{(1)}(n))) &\geq 2\sqrt{P_0^{(1)}} \quad \forall i=1 \end{aligned} \right. \quad (12)$$

Путем разложения функции $\Phi(z)$ по степеням z в окрестности точек $\alpha_1^{(1)}, \beta_1^{(1)}$ можно получить удобную геометрическую интерпретацию решающего правила (12): принимаются решение об остановке испытания и гипотеза $H_1^{(1)}$, если

$$\hat{\Theta}_1^{(1)}(n) \in (\alpha_1^{(1)} + \kappa_1^{(1)}(n), \beta_1^{(1)} - \kappa_1^{(1)}(n)) \quad (13)$$

где

$$\kappa_1^{(1)}(n) = \frac{\sqrt{\alpha_1^{(1)}}}{2} \frac{\Phi(\alpha_1^{(1)}(n)(\beta_1^{(1)} - \alpha_1^{(1)})) - 2\sqrt{P_0^{(1)}}}{\alpha_1^{(1)}(n) \left[1 - \exp(-(\alpha_1^{(1)}(n)(\beta_1^{(1)} - \alpha_1^{(1)}))^2) \right]} \quad (14)$$

Границы $\alpha_1^{(1)} + \kappa_1^{(1)}(n), \beta_1^{(1)} - \kappa_1^{(1)}(n)$ образуют вписанный в $(\alpha_1^{(1)}, \beta_1^{(1)})$ гиперпараллелепипед и с ростом n стремятся к $\alpha_1^{(1)}, \beta_1^{(1)}$, обеспечивая состоятельность решающего правила в силу (10). Они являются "останавливающимися" границами, поскольку момент остановки испытания определяется (согласно (13)) моментом пересечения решающей статистикой - оценкой, вычисляемой по (10), одной из границ $\alpha_1^{(1)} + \kappa_1^{(1)}(n), \beta_1^{(1)} - \kappa_1^{(1)}(n)$. Остановка испытания

осуществляется, когда (13) выполняется для всех $i=1, 2, \dots, m$. Вычисление апостериорных вероятностей гипотез можно производить на ЭВМ с помощью комплекса подпрограмм [4].

Правило остановки испытания и принятия решения, определяемое (5) - (14), использовалось для моделирования процесса классификации сигналов, которое показало его эффективность.

Литература

1. Миленький А. В. Классификация сигналов в условиях неопределенности. - М. Сов. радио, 1975. 328с.
2. Бу К. Последовательные методы в распознавании образов и обучении машин. - М. Наука, 1971. 256с.
3. Ясаков А. К. Устранение избыточности данных при классификации реализаций сигналов с применением последовательных процедур проверки гипотез // X Симпозиум по избыточности в информационных системах. Тез докл. Ч. 4 / - Д. ДИАП, 1989, с. 87-90.
4. Ясаков А. К., Урлова Е. Н., Танкович В. С. Комплекс подпрограмм для организации диагностирования технических объектов: Описание применения. - М. ВНИИЦ, 1982. МП006479. 20с.

ИНИЦИАЦИЯ ДВУХКОНТУРНОЙ СХЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХеСІ-ЛАЗЕРА

Экимерные лазеры с электроразрядным способом возбуждения позволяют получать энергии генерации E_r в импульсе от единиц миллиджоулей до десятков джоулей в УФ области спектра. Для возбуждения импульсного разряда в этих лазерах используется несколько типов электрических схем [1-4]. Благодаря своей простоте широко распространена получила двухконтурная схема [3, 4]. Наиболее эффективным вариантом двухконтурной схемы является схема с "полной" переразрядкой накопительной емкости на обстрительных [4]. В этом случае эксимерный лазер генерирует импульсы излучения короткой длительности и высокой пиковой мощности. Двухконтурные схемы успешно применяются для возбуждения лазеров с выходной энергией в несколько сот миллиджоулей [4]. Возможность получения с данной схемой E_r до 1 Дж не исследована.

В работе представлены результаты исследования процесса возбуждения ХеСІ-лазера с выходной энергией до 1 Дж при использовании двухконтурной схемы с "полной" переразрядкой накопительной емкости на обстрительную.

Исследования проводились на лазере, схема которого представлена на рис. 1. Излучатель лазера был выполнен аналогично [2] и состоял из разрядной камеры, внутри которой были расположены анод 1, сетчатый катод 2 и электрод 3, поверхность которого была покрыта слоем пленочного диэлектрика. Предыонизация рабочей смеси в межэлектродном промежутке (МП) осуществлялась разрядом из-под сетчатого катода после срабатывания разрядника РУ1 и переразрядки емкости C_1 величиной 4,8 нФ на емкость диэлектрика на электроде 3. Система возбуждения основного разряда состояла из накопительной емкости С1 величиной 72 кФ (шесть конденсаторов К-15-10, 0,15 мкФ, 50 кВ), которая через индуктивность L_1 и коммутатор РУ 2 подключалась к обстрительной емкости С2 величиной 70 нФ, расположенной непосредственно на наружной поверхности разрядной камеры и набранной из конденсаторов К-15-4, 470 пФ, 40 кВ. "Полная" зарядка накопительной емкости на обстрительную происходит при равенстве их величин [5], поэтому С1 и С2 имеют близкие значения. Величина индуктивности в

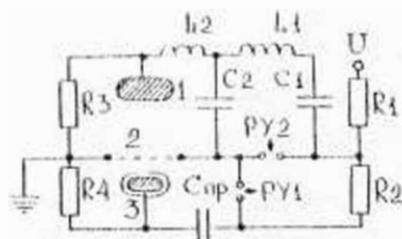


Рис. 1. Электрическая схема лазера

контура разряда обстреливаемой емкости 1, 2 была сведена до минимума и составляла около 3,5 нГн. Коммутатором PY1 является разрядник РУ65, а коммутатором PY2 - шесть параллельно включенных синхронизированных аналоговичных разрядников. Время между включением первого и последнего разрядника было не более 5 нс. Емкости C_1 и $C_{пр}$ заряжались напряжением отрицательной полярности от источника питания ПУР-5-50 через резисторы R1-R4. Разрядный объем составлял $90 \times 3,5 \times 1,5 \text{ см}^3$, где 1,5 - ширина разряда. Энергия генерации E_g измерялась калориметром КМС-2Н, а форма импульса генерации, напряжение на C_2 и ток разряда - измерителем АЛОР-01 посредством вакуумного фотодиода КЖ-22СТУ, резистивного делителя и поляса Роговского соответственно.

На рис. 2 приведены типичные осциллограммы напряжения на обстреливаемой емкости C_2 в режиме холостого хода 1 и в рабочем режиме 2, тока разряда 3 и импульса генерации 4. На рис. 3 (кривая 1) приведена зависимость E_g лазера от величины индуктивности L_1 . Эксперименты проводились на смеси состава HCl:Хе:He 1:15:1960 при давлении в разрядной камере $2,6 \times 10^{-4}$ Па и зарядном напряжении $U^* = 40$ кВ. Видно, что максимальная E_g наблюдается при значениях индуктивности L_1 , расположенных в интервале 35-50 нГн. Для объяснения хода полученной кривой по осциллограммам тока разряда и напряжению на разрядной емкости строились

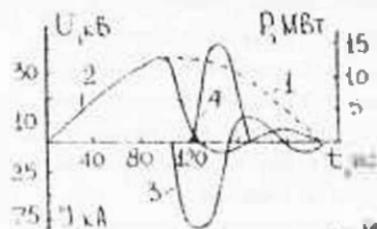


Рис. 2. Осциллограммы импульсов напряжения на C_2 (1, 2), тока разряда (3) и мощности генерации P (4)

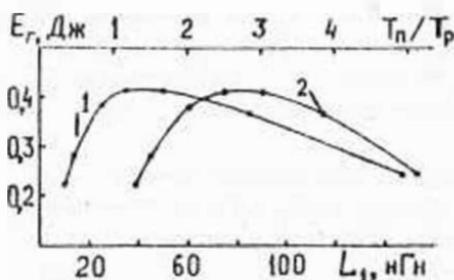


Рис. 3. Зависимость энергии генерации лазера от величины индуктивности L_1 (1) и отношения T_n/T_p (2)

зависимости мощности, вкладываемой в разряд, от времени при различных значениях L_1 аналогично [3]. Из анализа полученных зависимостей следует, что полезный энерговклад (энергия, вложенная в разряд до момента прекращения генерации) максимален при значениях L_1 , равных 35–50 нГн. Это соответствует тому же диапазону значений L_1 , при которых получена наибольшая E_r . При значениях L_1 , не входящих в этот интервал, наблюдалось уменьшение полезного энерговклада, что аналогичным образом отражалось и на E_r лазера. На рис. 3 (кривая 2) представлена зависимость E_r от отношения полупериода перезарядки C_1 на C_2 (времени зарядки C_2 от C_1) $T_n = \pi \sqrt{C_1 L_1 / 2}$ к полупериоду разряда C_2 на межэлектродный промежуток $T_p = \pi \sqrt{C_2 L_2}$. $T_p \approx 45$ нс (см. рис. 1, кривая 3). Из рис. 3 (кривая 2) видно наличие диапазона оптимальных значений T_n/T_p , при которых наблюдается максимальная E_r .

Уменьшение E_r и полезного энерговклада при значениях T_n/T_p , меньших оптимальных, происходит по следующей причине. При уменьшении L_1 время перезарядки C_1 на C_2 (T_n) уменьшается и становится сравнимым с временем разряда C_2 на МП (T_p). При этом также происходит уменьшение импеданса контура перезарядки C_1 на C_2 , и его величина приближается к импедансу контура $C_2 L_2$ (с учетом сопротивления плазмы в МП). Тогда при значениях T_n/T_p , меньших оптимальных, с процессом разряда C_2 на МП после его пробоя при близком к максимальному напряжении на C_2 будет конкурировать процесс обратной перезарядки C_2 на C_1 . Часть энергии, запасенной к моменту пробоя МП в C_2 , пойдет на возбуждение активной среды лазера, а часть вернется обратно в C_1 . Чем больше уменьшается T_n/T_p ниже оптимальных значений, тем большая часть энергии возвращается в C_1 .

Уменьшение полезного энерговклада и E_r при значениях T_n/T_p , больших оптимальных, обусловлено тем, что T_n/T_p возрастает за счет увеличения T_n (L_I) и C_1 не успевает разрядиться на C_2 до наступления пробоя МП (за время задержки разряда в МП), а часть энергии остается в C_1 .

Таким образом, из приведенного выше анализа следует, что условие максимальной передачи энергии из C_1 в C_2 (с учетом последующего разряда C_2 на МП) можно представить в виде

$$\tau = T_n - T_p / 2. \quad (1)$$

где τ - время задержки разряда в МП. Из расположения максимума зависимости E_r от T_n/T_p (см. рис. 3, кривая 2) следует условие, при выполнении которого энергия, передаваемая в C_2 , вкладывается в разряд с максимальной эффективностью

$$2,5 < T_n/T_p. \quad (2)$$

Соотношения (1) и (2) лежат в основе расчета двухконтурных схем возбуждения электроразрядных эксимерных лазеров с "полной" перезарядкой накопительной емкости на обострительную. Важно также отметить, что время существования объемной стадии разряда должно быть не меньше времени разряда C_2 на МП, т.е. T_p .

На рис. 4 (кривая 1) представлена зависимость E_r ХеСI-лазера от давления буферного газа Ne. Давления HeI и He составили 1 и 15 торр соответственно. Зарядное напряжение равнялось 40 кВ. Линейный рост E_r наблюдался до давления Ne 3×10^5 Па. При больших давлениях Ne рост E_r замедлялся и она выходит на насы-

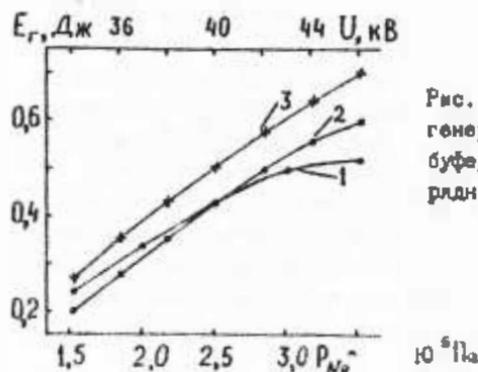


Рис. 4. Зависимость энергии генерации лазера от давления буферного газа Ne (1) и зарядного напряжения (2, 3).

жение. На рис. 4 (кривые 2 и 3) также приведены зависимости $E_{\text{д}}$ от зарядного напряжения при составах и давлениях смеси $\text{Ne}:\text{Ar}:\text{He}:\text{Xe}:\text{Kr}:\text{Cl}_2$ соответственно. В обоих случаях наблюдается почти линейный рост $E_{\text{д}}$ лазера. Максимальная $E_{\text{д}}$ лазера составляла 0,7 Дж. Следует отметить, что это значение выходной энергии получено с использованием глухого зеркала с Al -покрытием и выходного - плоскопараллельной кварцевой пластинки. Замена Al -зеркала на диэлектрическое приводит к увеличению $E_{\text{д}}$ лазера на 30%. Достигнутая $E_{\text{д}}$ лазера также снижена вследствие применения технического HCl , содержащего 0,7% высокомолекулярных примесей и воды. Оптимизация зеркала резонатора, давления и состава смеси, использование чистых газов позволят получить энергию генерации больше 1 Дж.

Таким образом, экспериментально показано, что с использованием двухконтурной схемы с "полной" перезарядкой накопительной емкости на обострительную можно создавать малогабаритные, компактные лазеры с выходной энергией до 1 Дж и импульсной мощностью до 20 МВт. Получены соотношения, связывающие параметры двухконтурной схемы с "полной" перезарядкой накопительной емкости на обострительную, при выполнении которых эффективность использования $E_{\text{д}}$, первоначально запасенной в С1, максимальная.

Литература

1. Баранов В.Д., Борисов В.И., Степанов П.Д. Электрооразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. -И.: Энергоатомиздат, 1986, -216с.
2. Мальченко С.В., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. Электрооразрядный KrCl -лазер с энергией излучения 0,6 Дж/Алсыма в ЖФ. -1986, -Т.12, вып.3. -С.171-175.
3. Борисов В.М., Виноходов А.П., Кирихин Э.Б., Морозов А.Н. Широкоапертурная электрооразрядная система - УФ преамплиция для импульсно-периодического Xe-Cl -лазера/Можит, электроника, -1987, -Т.14, № 11. -С.2168-2174.
4. Miyazaki K., Hasami T., Yamada K. et al. Efficiency of a capacitor-transfer-type discharge excimer laser with automatic preionization //J. Appl Phys. -1987. -V.60, № 8 p 2721-2728.
5. Мясин Г.А., Масибов А.С., Кремнев В.В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. -И.: Энергия, 1978. -152 с.

В.С.Андреев, К.Ф.Эмоско, А.Д.Кузнецкий
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭНЕРГИИ ИСКРОВОЙ ПРЕДИОНИЗАЦИИ
НА ЭНЕРГИЮ ПЕРЕРАБОТКИ Хе-СІ-ЛАЗЕРА

Одним из важнейших факторов, влияющих на работу электровакуумных эксимерных лазеров, является предионизация активной среды [1-3]. Она оказывает существенное влияние на устойчивость разряда, его однородность, длительность объемной стадии, энергию, стабильность генерации, ресурс активной среды. Для предионизации активной среды широко используется излучение искрового, коронного, емкостного, поверхностного разрядов, а также рентгеновское излучение [1-5]. Источники ионизирующего излучения могут располагаться сбоку от основного разрядного объема, у одного из электродов или у обоих, под электродом, непосредственно на электродах ("плазменные" электроды) [2-5]. Для широкопертурных и высокоэнергетических эксимерных лазеров наиболее эффективно расположение источников ионизации под сетчатым катодом [1,5]. Преимуществом такого расположения является максимальное приближение источников предварительной ионизации к основному разрядному объему и максимальное использование их ионизационной способности. Расположение вспомогательных электродов под сетчатым катодом позволяет также использовать для предионизации генерируемый в разряде поток высокоэнергетических ("убегавших") электронов, которые проникают через сетку в основной разрядный объем [5].

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния задержки между основным разрядом и разрядом предионизации, а также результаты оптимизации параметров контуров возбуждения разряда емкостной и искровой предионизации на энергию генерации Хе-Сі-лазера.

Исследования проводились на электроразрядном эксимерном Хе-Сі-лазере, который был выполнен аналогично [4]. Основной разряд возбуждался между анодом и сетчатым катодом в объеме $90 \times 3,5 \times 1,5$ см³. Межэлектродный промежуток был равен 3,5 см. Предварительная ионизация активной среды в межэлектродном промежутке осуществлялась из-под сетчатого электрода. На расстоянии 3 мм от сетчатого катода со стороны, противоположной аноду, устанавливался дополнительный электрод, поверхность которого была

покрыты слоем пленочного диэлектрика толщиной 0,3 мкм. При подаче на дополнительный электрод импульса высокого напряжения между поперкностью диэлектрической пленки и сетчатым катодом развивался заряд, за счет которого осуществлялась предионизация активной среды. Во втором варианте предионизация осуществлялась за счет искровых разрядов, которые развивались между сетчатым катодом и 90 стержневыми электродами. Последние устанавливались в один ряд на расстоянии 10 мм друг от друга и на расстоянии 5 мм от сетчатого катода со стороны, противоположной аноду. Каждый искровой промежуток запитывался от отдельного конденсатора при срабатывании общего для всех разрядника. Этим достигалась синхронизация в зажигании всех 90 искр.

В обоих случаях разряды предионизации (ПИ) возбуждались от отдельных разрядных конутрон, независимых от контура возбуждения основного разряда. Это позволяло регулировать время задержки начала основного разряда относительно начала ПИ. Разряды носили колебательный характер и имели общую длительность до 400 нс при емкостной и до 3 мкс при искровой предионизации. ПИ и основной разряд включались каскадно, так как эффективность предионизации в этом случае максимальная [5].

Исследования проводились на смеси состава $Ne:He:HeCl - 15:20:15:1$ при давлении в лазерной камере 4×10^3 Па и зарядном напряжении 34 кВ. На рис. 1 приведены зависимости энергии генерации E_p $HeCl$ -лазера от величины τ при емкостной (кривая 1) и искровой (кривые 2 и 3) предионизации. Параметры контуров возбуждения емкостной предионизации (ЭП) - $L_p = 50$ мГн, $C_p = 0,6$ нФ, искровой предионизации (ИП) - $L_p = 125$ мГн, $C_p = 55$ нФ. Представленные в работе результаты получены при использовании в качестве глухого зеркала резонатора зеркала с Al-покрытием, за исключением кривой 3 на рис. 1, которая получена при использовании зеркала с диэлектрическим покрытием. Выходным зеркалом являлась плоскопараллельная кварцевая пластинка. Максимальные E_p $HeCl$ -лазера составили 0,6, 0,55 и 0,78 Дж при $\tau \sim 100$ нс во всех трех случаях. Уменьшение τ приводит к резкому уменьшению E_p , значительному росту ее неустойчивости. При малых τ концентрация свободных электронов в межэлектродном промежутке и моменту начала основного разряда мала, что и является причиной неоднородного разряда и низких E_p . Увеличение τ выше оптимального

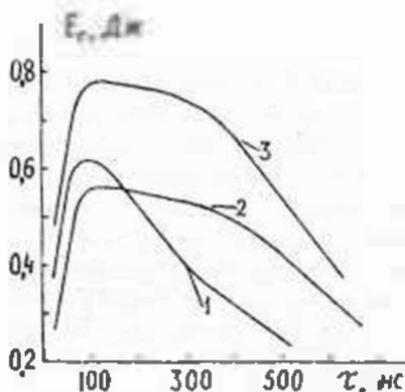


Рис. 1. Зависимость энергии генерации ХеСІ-лазера от задержки начала основного разряда относительно начала разряда искровой (1) и искровой (2, 3) предионизации

значения при ЭП также приводит к сильному уменьшению E_r . При использовании ИП наблюдаются два этапа уменьшения E_r . В интервале задержек 100-400 нс наблюдается слабое уменьшение E_r , а при $\tau > 400$ нс — значительное.

Зависимость E_r от τ при ее значениях, больших оптимального, обусловлена следующими процессами. Во-первых, предионизация осуществляется наиболее жесткой составляющей излучения как искрового, так и искровых разрядов, которая обладает относительно высокой интенсивностью в течение первых 100-150 нс после начала РП, т.е. на стадии их формирования и развития. Во-вторых, поток проникающих электронов генерируется при наличии высокой напряженности электрического поля, которая существует на стадии формирования РП за счет локального его усиления при развитии электронных лавин. Если бы ионизирующее действие РП сохранялось в течение всей их длительности, то после выхода на стационарный уровень концентрации свободных электронов E_r на зависела бы от τ также в течение всего времени их существования. При использовании ИП это время составило бы 2-3 мкс, однако уже при задержках до 700 нс генерация становилась очень нестабильной, ее энергия мала, а на фоне объемного разряда наблюдались искровые каналы. Это говорит о том, что хотя РП и существует, активную среду лазера он ионизирует слабо. Кроме уменьшения ионизационной эффективности ИП и ИП при τ больших оптимального значения РП инициирует химические реакции, продукты которых, накапливаясь,

поглощает как УФ излучение, так и свободные электроны.

На рис. 2 (кривая 1) представлена зависимость E_r ХеСІ-лазера с ЕП от напряжения на питания, которое изменялось от 15 до 34 кВ. Задержка основного разряда относительно предк ionизации принимала оптимальное значение. При изменении напряжения питания предк ionизации от 15 до 22 кВ E_r лазера возрастает от 0,4 до 0,54 Дж. При напряжениях больше 22 кВ, рост E_r замедлился. Проводились также исследования влияния напряжения питания ИП на E_r лазера. Изменение напряжения от 10 до 25 кВ вообще не сказывалось на E_r лазера и не приводило к изменению вида кривых 2 и 3 (см. рис. 1). На рис. 2 (кривые 2 и 3) также приведены зависимости E_r от величины индуктивности в контурах возбуждения ЕП и ИП соответственно. Накопительная емкость в контуре возбуждения ЕП составляла 6,6 нФ, а в контуре ИП - 55 нФ. Уменьшение индуктивности контуров приводит к росту E_r , который обусловлен ростом тока РП, а также укорочением их фронтов.

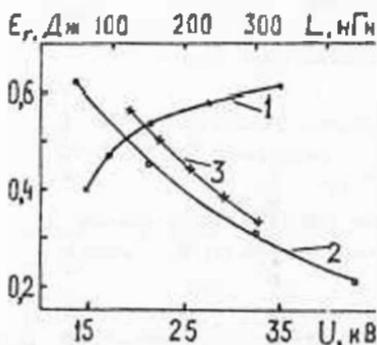


Рис. 2. Зависимость энергии генерации ХеСІ-лазера от напряжения питания емкостной предк ionизации (1) и индуктивности в контуре возбуждения емкостной (2) и искровой (3) предк ionизации

На рис. 3 приведены зависимости E_r лазера от величины емкости в цепи возбуждения ЕП C_n (кривая 1) и величины емкости в цепи возбуждения ИП C_m (кривая 2). Индуктивности при этом принимали значения $L = 50$ нГн и $L = 125$ нГн при ЕП и ИП соответственно. С ростом C_n зависимость E_r от C_n выходит на насыщение, обусловленная тем, что емкость диэлектрика S на дополнительном электроде заряжается до предельного напряжения уже при десятикратном превышении C_n над S . Существенной зависимости E_r от C_m в исследованном диапазоне ее изменения не обнаружено. С уменьшением C_m наблюдается слабый рост E_r .

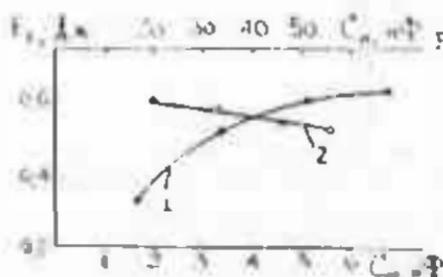


Рис. 3. Зависимость энергии генерации XeCl -лазера от емкости в контуре возбуждения емкостной $C_0(1)$ и искровой $C_0(2)$ предионизации

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено величина оптимальных задержек между предионизацией и основным разрядом. Показано, что тип предионизации не оказывает определяющего влияния на энергию генерации.

Установлено, что интенсивное ионизирующее действие искровой предионизации существует в течение первых 100-150 нс после ее начала, в емкостной предионизации еще меньшее время.

Литература

1. Taylor R.S. Preionization and discharge stability study of 10ns optical pulse duration W - preionized XeCl Lasers // J. Appl. Phys. - 1986. - V. 41. В. - p. 1-24.
2. Баранов В.П., Борисов В.М., Степанов В.В. Электрооразрядные экимерные лазеры на галогенидах инертных газов. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 276 с.
3. Сатраджие L.P., Dudas A.J., Harris M.W. Current rise - time limitation of the large volume X-ray preionized discharge pumped XeCl -laser // J. Appl. Phys. - 1987. - V. 52. N5 - p. 1578-1584.
4. Мельченко С.В., Панченко А.И., Тарасенко В.Э. Электрооразрядный XeCl -лазер с энергией излучения 0,6 Дж // Письма в ЖЭТФ. - 1986. - Т. 12, вып. 3. - С. 171-175.
5. Мауренко В.Т., Рубинов В.А., Шахерман И.А. Новый метод возбуждения однородного разряда в CO_2 лазерах повышенного давления // Квантовая электроника. - 1975. - Т. 12, в. 10. - С. 2335-2338.

Малый пачно-импульсный полупроводниковый стримерный лазер

В [1-3] сообщалось о генерации света стримерным полупроводниковым лазером на сульфиде кадмия с импульсной мощностью до 10 кВт при частоте следования импульсов не более 20 Гц. Средняя мощность световых импульсов не превышала 0,04 мВт. Поэтому актуален вопрос дальнейшего повышения частоты следования импульсов и соответственно средней мощности излучения стримерного лазера. Основными факторами, ограничивающими частоту повторения возбуждения стримерных разрядов, являются релаксация заряда, наведенного в кристалле под воздействием высоковольтного электрического поля, и гашение каждого последующего разряда излучением предыдущего. Наличие оптического гашения стримеров обнаружено на опыте [4-6].

Цель настоящей работы - описать малогабаритный стримерный лазер, генерирующий в импульсно-периодическом режиме, и показать возможности значительного повышения частоты повторения световых импульсов.

Стримерный лазер с повышенной средней мощностью излучения объединяет в себе излучатель, генератор высоковольтных импульсов и универсальный источник питания.

Генератор высоковольтных импульсов выполнен на базе серийно выпускаемого блока мгновенных переключений типа ГМН-4000 ДРМН. В блок переключений внесены следующие изменения: в первичную цепь силового трансформатора введен явочный элемент (тиристор), обеспечивающий импульсно-периодический режим работы генератора, т.е. получение пакетов высоковольтных электрических импульсов, а на выходе лазера - соответствующий пакет световых импульсов; предусмотрена синхронизация генератора от внешнего источника и от генератора внутреннего запуска, позволяющая плавно варьировать частоту следования пакетов в пределах 1-50 Гц; увеличено количество витков во вторичной обмотке повышающего высоковольтного трансформатора и изменена его конструкция, что привело к увеличению амплитуды возбуждающих импульсов до 200 кВ; наряду с питанием от сети переменного тока осуществлены питание от источника постоянного напряжения, в том числе от батареек, с помощью преобразователя напряжения.

Каждый пакет электрических и световых импульсов состоит из

ивзипериодической последовательности 5-20 импульсов, количество которых плавно меняется путем изменения длительности импульсов, управляющих работой ключевого элемента в режиме внешнего запуска. Расстояние между импульсами пакета пропорционально величине емкости, определяющей добротность колебательного контура во вторичной цепи силового трансформатора, и составляет 0,05 - 1 мс.

Излучатель выполнен в виде стержня из кристалла CdS длиной 7 - 15 мм, вырезанного вдоль направления распространения стримерных разрядов и помещенного в герметическую капсулу с диэлектрической жидкостью. Один торец стержня предназначен для ввода генерируемого излучения, ко второму через разрядный промежутки в жидкости подводится высоковольтный импульс. Генерация осуществляется вдоль оси канала разряда без зеркального резонатора [3].

Энергия импульса излучения определялась с помощью высокочувствительного измерителя $Rj - 7200$, длительность - с помощью лампы типа "Агат". Форма световых и электрических импульсов регистрировалась синхронно двухканальным осциллографом С8-2 с помощью ФЭУ-31У Ф7 и емкостного делителя напряжения.

Основные характеристики излучения лазера следующие: длина волны - 520-530 нм (300 н), импульсная мощность - не менее 2 кВт, средняя - не менее 4 мВт при длительности импульсов не более 100 нс. Полученное значение средней мощности излучения на 2-3 порядка выше, чем в низкочастотном режиме [3], а импульсной мощности сравнимо с данными для однократного режима [1,2], что свидетельствует о высокой эффективности разрядостационарного лазера.

Электрический и световой импульсы лазера на осциллограмме (рис.1) характеризуются структурой в виде точек и стрихов, обусловленной наложением нескольких импульсов. Типичная осциллограмма возбуждающего импульса пакета показана на рис.2. Видно, что электрический импульс представляет собой цикл затухающих колебаний (пикнов) с периодом 150-200 нс. Световой импульс при небольших напряжениях структуры не имеет, его максимум приходится на первую из полуоволн цикла с наибольшей амплитудой. При увеличении прикладываемого напряжения световые пики возникают также в пределах следующих полуоволн цикла и их количество возрастает. В результате эффективная частота световых импульсов повышается до нескольких мегагерц. При изменении параметров колебательного контура во вторичной цепи силового трансформатора степень затухания колебаний в цикле и различие амплитуд пиков уменьшаются.

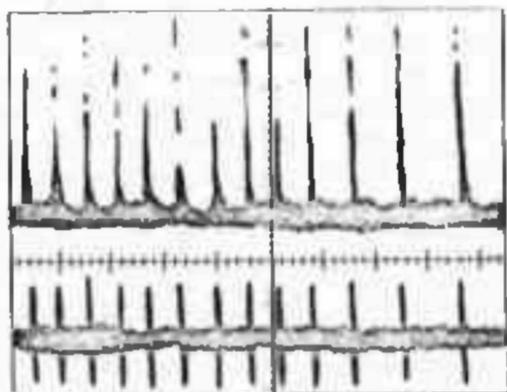


Рис. 1. Осциллограммы светового и электрического импульсов; развертка - 500 мкс/дел; верхняя осциллограмма - световые импульсы; нижняя - электрические импульсы

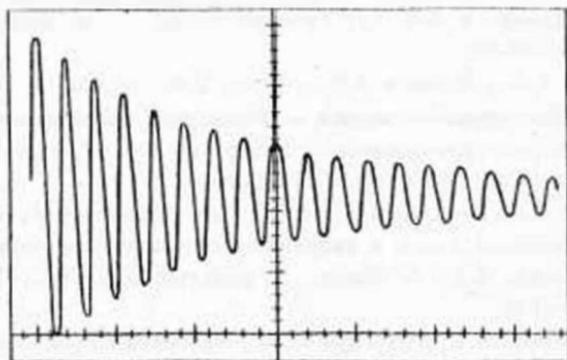


Рис. 2. Осциллограмма возбуждающего импульса пакета; развертка - 0,5 мкс/дел.

Анализ осциллограмм импульсов показал, что их амплитуда практически не зависит от частоты следования вплоть до 10 МГц, что свидетельствует о слабом влиянии стримеров друг на друга. Слабую частотную зависимость интенсивности стримеров можно объяснить выходом основной части светового потока вдоль канала разряда в режиме генерации света, т.е. по волноводу. Излучение за

пределами канала вследствие его малой интенсивности слабо влияет на разряды. Для проверки этого предположения была изучена гашение стримерных разрядов излучением азотного лазера. Сопоставлялись зависимость степени гашения импульсов стримерного излучения (M) или используемых кристаллов от времени опережения импульса лазера ($T_{оп}$) аналогично [4]. При неизменности электрического возбуждения $P \sim 1 \text{ МВт/см}^2$ гашение наблюдается до времени $T_{оп} \approx 10^{-10} \text{ с}$, а при значении $T_{оп}$, соответствующем расстоянию между соседними пиками в pulse ($T_{оп} \approx 200 \text{ нс}$), наблюдается практически полное гашение разрядов. Однако при увеличении P до 10^4 Вт/см^2 значение $M(T_{оп})$ стремится к нулю, что свидетельствует о локальном прецизионном. Таким образом, канал стримера создается условия для возбуждения с высокой частотой повторения.

Литература

1. Папибин А.П., Обидин А.З., Печенов А.Н. и др. Генерация оптического излучения в направлении распространения стримера в CdS // Краткие сообщ. по физике, -1978, - в 11, -С.39-42.
2. Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов В.М. и др. Пространственно-временные и мощностные характеристики стримерного полупроводникового лазера на CdS // Квант. электроника, -1982, -Т.9, №1, -С.1530-1535.
3. Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов В.М., Фролов В.А. Исследования генерации света в направлении стримерного канала в полупроводниках A_2B_6 // Квант. электроника, -1983, -Т.10, №6, -С.1165-1170.
4. Грибковский В.П., Нарядум В.В., Яблонский Г.П. Стримерная люминесценция монокристаллов сульфида кадмия // Физика и техника полупроводников, -1977, -Т.11, -С.626-630.
5. Гладышук А.А., Гурский А.А., Нарядум В.В., Яблонский Г.П. Оптическая модуляция стримерных разрядов в полупроводниках // Изв. АН ВССР. Сер. физ.-мат. н., -1985, -№3, -С.82-86.
6. Белятрахманс Р.А., Грибковский В.П., Яннов В.А. и др. Свечки монокристаллов CaSe при возбуждении высоковольтными импульсами электрического поля // Физика и техника полупроводников, - 1978, - 1.12, - С.497-505.

С.С. Ануфрик, С.А. Карташова, В.Д. Микитчук, А.Э. Курлович
 ИССЛЕДОВАНИЕ СИГНАЛА УСИЛИЩНОГО СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В
 ЛАЗЕРЕ НА КРАСИТЕЛЕ С НАКАЧКОЙ ЭКЦИМЕТРИЧЕСКИМ ЛАЗЕРОМ

Высокая эффективность преобразования излучения накачки в энергию генерации лазера на красителях (ЛК) и одновременно высокие спектральные параметры лазерного излучения могут быть получены только в системе задающий генератор-усилитель. Одной из актуальных проблем в таких системах является подавление фона усиленного спонтанного излучения. Для решения этой задачи используются пространственные и спектральные фильтры [1,2], линии оптической выдержки [2], позволяющие согласовать моменты возбуждения активной среды в усилителе и прихода сформировавшейся генерации и др. Чаще всего конструктивно это ведет к увеличению объема и усложнению конструкции перестраиваемых ЛК.

Для выбора схемы деления пучка накачки между задающим генератором и усилителем и для выяснения возможности уменьшения фона усиленного спонтанного излучения (УСИ) в самом задающем генераторе была исследована зависимость выхода УСИ от концентрации красителя в усилителе и длины активной зоны [3]. Схема установки приведена на рис. 1. Для фокусирования активной зоны использовался

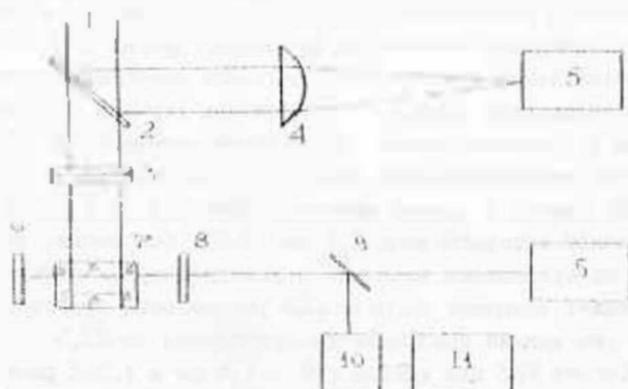


Рис. 1. Схема установки для исследования зависимости сигнала усиленного спонтанного излучения $S_{УСИ}$ от концентрации красителя в усилителе и длины активной зоны

лась поперечная накачка 1 с одномерной фокусировкой воздушного излучения кварцевой цилиндрической линзой 3 с фокусным расстоянием 150 мм. Резонатор лазера на красителях был образован глухими зеркалом 6 с коэффициентом отражения $R = 100\%$ и выходным зеркалом 5 с $R_{\text{вых}} = 20\%$. Активная среда прокачивалась через кварцевую прямоугольную квету 7 с зазором между стенками 5 мм поперечно по отношению к направлению генерации. Исследовались кветы с длиной активной зоны 1,0 см и 1,5 см, которые наклонялись под углом до 7° к оси резонатора для исключения паразитной генерации на стенках. В качестве активной среды использовался раствор КМ-10 в этаноле. Часть излучения накачки 1 с помощью кварцевой пластины 2 и сферической линзы 4 подавалась на измеритель энергии ЭИМД-2Н, и таким образом осуществлялся контроль за энергией накачки. Сигнал УСИ при закрытом зеркале 6 регистрировался с помощью фотоэлектрического прибора ФЭК-22СЦУ и осциллографа ЭИВУР-04. Энергия генерации ЛК при введении поворотным зеркалом 9 измерялась с помощью измерителя энергии ЭИМД-2Н.

Для обеих квет оказалось, что энергия генерации практически не изменяется при изменении коэффициента поглощения α от 23,5 до $12,3 \text{ см}^{-1}$. При этом площадь сечения пучка генерации меняется незначительно (в 1,2 - 1,3 раза), т.е. плотность энергии генерации изменяется не более, чем на 20%. С целью выбора оптимальной концентрации раствора красителя в этих пределах исследовалась зависимость величины сигнала УСИ от энергии накачки и соответственно от энергии генерации ЛК. На рис. 2 приведена эта зависимость для $\alpha = 23,5 \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 16,4 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha = 12,3 \text{ см}^{-1}$ для кветы с длиной активной зоны 1,0 см (1-3) и для кветы с длиной активной зоны 1,5 см (4-6). Как видно, сигнал УСИ растет по абсолютной величине с ростом энергии генерации. Для обеих квет величина сигнала УСИ уменьшается примерно в 2 раза при уменьшении коэффициента поглощения от 23,5 до $12,3 \text{ см}^{-1}$. Сигнал УСИ для кветы с $l = 1,5 \text{ см}$ в 1,5-2 раза больше, чем для кветы с $l = 1,0 \text{ см}$ при одинаковой генерации ЛК и концентрации красителя. Следует отметить, что энергия генерации ЛК остается практически одинаковой для квет разной длины при одной и той же энергии накачки и концентрации красителя. Но при большей плотности мощности накачки и меньшей концен-

трации кристалла происходило увеличение толщины генерируемого слоя, т.е. общее количество возбужденных молекул, участвующих в генерации, не изменялось. Это только приводило, как было указано выше, к некоторому уменьшению плотности энергии генерации.

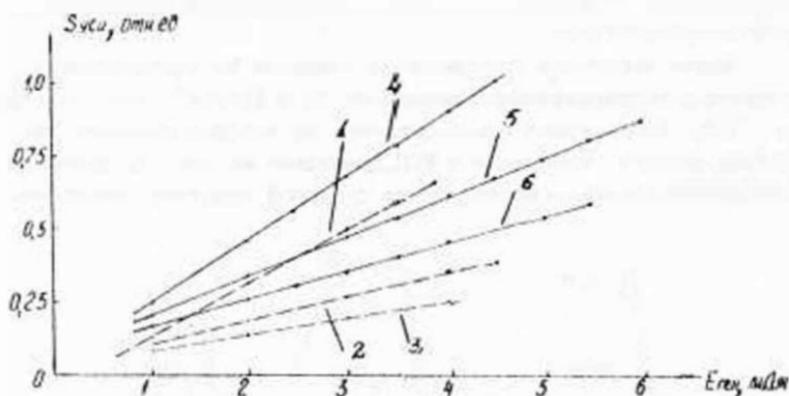


Рис. 2. Зависимость сигнала УСЧ от энергии генерации лазера на кристаллах

Для киветы с длиной активной зоны 1,5 см наблюдалась двухпроходовая генерация, причем она имела место как при наличии только глухого зеркала, так и при наличии только выходного зеркала. С уменьшением энергии накачки и соответственно энергии генерации ЛК энергия двухпроходовой генерации уменьшалась про-

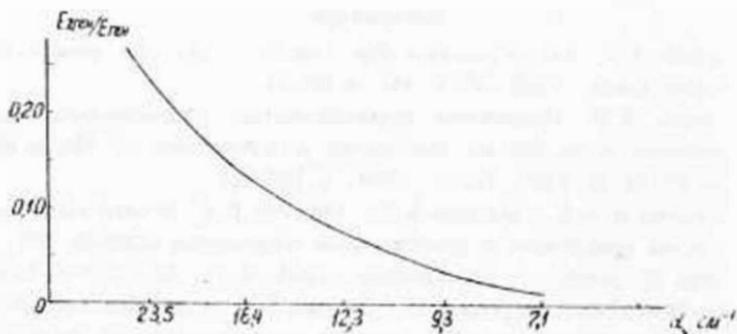


Рис. 3. Зависимость отношения энергии двухпроходовой генерации к энергии генерации ($E_{ген2}/E_{ген}$) лазера на кристаллах от поглощения

порционально. На рис. 3 представлена зависимость отношения энергии двухпроходовой генерации к энергии генерации ЛД от значения коэффициента поглощения активной среды α . Как видно, вклад энергии двухпроходовой генерации в энергию генерации ЛД уменьшается с уменьшением α . При $\alpha = 7,1 \text{ см}^{-1}$ двухпроходовая генерация практически отсутствует.

Форма импульсов генерации не зависела от интенсивности накачки в исследуемом диапазоне до 8 МВт/см^2 , что согласуется с [4]. Характерная осциллограмма, на которой показаны импульсы накачки, генерации и УСИ, приведена на рис. 4. Форма импульса УСИ практически совпадает с формой импульса генерации.

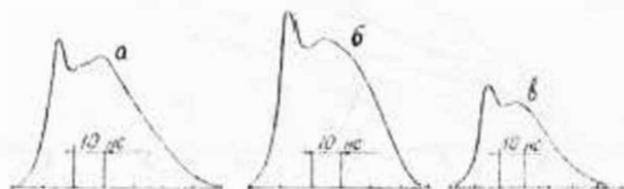


Рис. 4. Осциллограммы импульсов накачки (а), генерации (б) и усиленного спонтанного излучения (в)

Все импульсы на полувысоте имеют практически одинаковую длительность по 40 нс, что указывает на незначительную (в течение возбуждения) наработку у красителя триплетных состояний и продуманном фоторазливании, поглощающих излучение накачки и генерации.

Литература

1. Noble K.L. Excimer dye-dye lasers - the new generation // Laser Focus, 1982, V.18, №. 9, p. 67-74.
2. Серик Е.Б. Подавление широкополосной сверхфлуоресценции в импульсном лазере на красителях с усилителем // Труды ИФ АН ЭССР/ ИФ АН ЭССР, Тарту, 1984, С. 107-111.
3. Хлементов А.А., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Исследование лазера на красителях с возбуждением излучением мощного КГГ-лазера // Квант. электроника, 1984, Т.11, №7 -С. 1399-1393.
4. Ануфрик С.С., Загребя Ю.Н., Эноско К.Ф. и др. Коротковолновый перестраиваемый лазер с возбуждением эксимерным лазером // Материалы XIII международной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Минск 6-9 сентября 1988 / ИФ АН БССР, Мн. 1988 - Ч.2 - С.283-284.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ
ЭЛЕКТРОННЫМ ЛАЗЕРОМ

Одним из наиболее эффективных источников накачки лазеров на красителях (ЛК) являются эксимерные лазеры. Они сочетают в себе достоинства азотного лазера (высокие частоты повторения или пульсов, простота и надежность, низкая стоимость) и твердотельных лазеров (высокие пиковые мощности, достаточно продолжительная длительность импульсов в наносекундном интервале). При этом они обеспечивают возможность получения генерации красителей во всем видимом диапазоне — от ближней УФ до ближней ИВ области спектра — при гораздо большей эффективности.

В работе проведено исследование ЛК, возбуждаемого эксимерным электродврядным XeCl лазером с длительностью импульса до 10 нс на полувысоте и энергией генерации 200 мДж. Размер поперечного сечения пучка накачки составлял 3,5х1,5 см. Оптический схема лазера приведена на рис. 1. Излучение накачки 1 делится

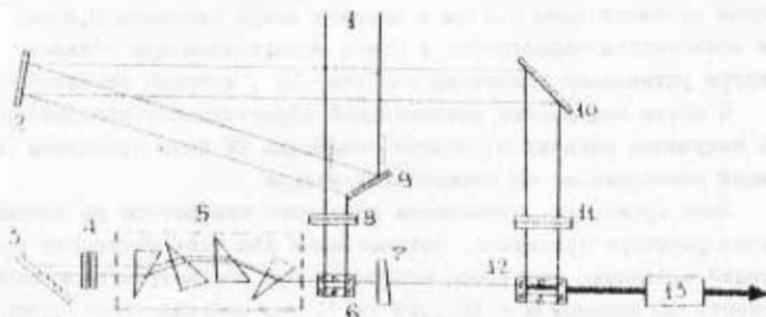


Рис. 1 Оптическая схема лазера на красителе,
возбуждаемого электродврядным XeCl лазером

соду заплечи генератором и усилителем по по амплитуде как в большинстве серийно выпускаемых сточечных и импульсных лазеров [1,2] в по сечению пучка, так как предварительные исследования показали, что диаметр усилительного пологого излучения зависит от длины активной зоны. Пучок излучения накачки 1 фокусируется на катоду с заданной генера

тру с помощью кварцевой цилиндрической линзы 8 с фокусным расстоянием 10 см. Кювета задающего генератора кварцевая прямоугольная с длиной активной зоны 1 см и зазором между стенками 0,5 см. Кювета наклонена под углом 7° к оси резонатора. Резонатор задающего генератора образован дифракционной решеткой 3 в схеме Литтрова 1200 штр/мм либо голографической решеткой 360К штр/мм и выходным зеркалом 7 с коэффициентом отражения $R = 20\%$ на длине волны генерации ЛК. Решетка работает в третьем порядке дифракции для синей области спектра и во втором порядке для красной области спектра. Для расширения пучка, падающего на решетку, использовался призменный одномерный расширитель пучка 20^X 9. При необходимости получения более узкой линии генерации в схеме предусмотрена возможность установки интерферометри Фабри-Перо 4. Вторая часть излучения накачки 1 с помощью системы глухих зернул 2, 9, 10, которые одновременно образуют линию задержки, направляется на усилитель и фокусируется на нем с помощью кварцевой цилиндрической линзы 11 с фокусным расстоянием 15 см. Кювете усилителя 12 кварцевая прямоугольная с длиной активной зоны 2,5 см и зазором между стенками 0,5 см. Для возможности перестройки в более коротковолновую область спектра установлен удвоитель частоты 13, который является КДР.

С целью достижения максимальной эффективности преобразования излучения накачки в энергию генерации ЛК были проведены следующие исследования по оптимизации лазера.

Была проведена оптимизация задающего генератора по концентрации раствора красителя. Оптимальными для всех растворов красителей в этаноле оказались концентрации, соответствующие коэффициенту поглощения $\alpha = 12, \dots, 24 \text{ см}^{-1}$, так как при этом сигнал усиленного спонтанного излучения оказался меньше при меньшем коэффициенте поглощения растворе красителя, концентрации всех растворов соответствовали $\alpha = 12,3 \text{ см}^{-1}$.

Из имеющегося набора выходных зеркал задающего генератора с коэффициентами отражения $R = 50, 20, \dots$ (кварцевая пластинка), наиболее оптимальными по эффективности оказались зеркало с $R = 20$ и 10% .

При постоянной энергии накачки была исследована зависимость энергии генерации ЛК от коэффициента поглощения раствора красителя КН-10 в усилителе (рис. 2). Максимальная энергия соответ-

вует $\alpha = 4,3 \text{ см}^{-1}$. При этом энергия излучения задающего генератора составляла 0,8 – 1,0 мДж.

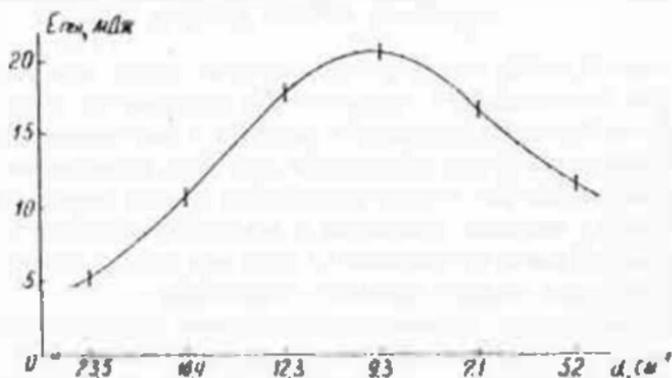


Рис. 2. Зависимость энергии генерации от коэффициента поглощения этанольного раствора красителя КН-10 в усилителе

При тщательно выполненной настройке оптической схемы КВД лазера на красителях составляет около 1% для раствора КН-10 в качестве активной среды. При энергии накачки 200 мДж максимальная энергия генерации равна 30 мДж ($\lambda_{\text{ген}} = 450 \text{ нм}$) при ширине линии генерации 0,04 нм и расходимости лазерного излучения 3λ мрад. Использование эталона Фабри-Перо позволяет сузить линию до 0,005 нм. Использование ряда красителей и удвоителя частоты позволяет перекрыть спектральный диапазон 200 – 800 нм.

Литература

1. Нерях Е. Б., Михальцов В. Т., Рамаев Р. Э. Импульсные лазеры на красителях серии ВМЛ, накачиваемые эксимерными лазерами // Труды ин-та физики АН ЭССР, Тарту, 1984, т. 56. - С. 93-107
2. Pulsed Dye Lasers Fl. 2001, Fl. 2002, Fl. 2002E, Fl. 2002EG, Lambda Physik GmbH, Germany, - Göttingen, - 19 p

РАДИОСТОЯЩИЕ ПУЛЬСАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПИЧЕМАТРИЦАХ СО₂-ЛАЗЕРОВ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

При построении спектрофотометрических систем многофункциональных ФЭУ (дистанционной спектроскопии, контроля излучения), а также доплеровских измерителей скорости и расстояния важным требованием является возможность достижения благодаря использованию излучаемых лазеров и фототетраэдринного метода приема излучения. Одним из основных требований к источнику излучения (как генерирующего, так и ретеродирующего) является стабилизирующая способность генерации во всем диапазоне перестройки.

В данной работе сообщается об наблюдении радиочастотных пульсаций излучения в диапазоне единиц-десятков мегагерц в СО₂-лазерах низкого давления с инволютивным резонатором, стабилизированном при фототетраэдринном приеме излучения, обнаружены возможные причины и способ устранения пульсаций.

Схема установки для фототетраэдринирования излучения лазеров приведена на рис. 1. Резонаторы двух лазеров одного и того же типа длиной

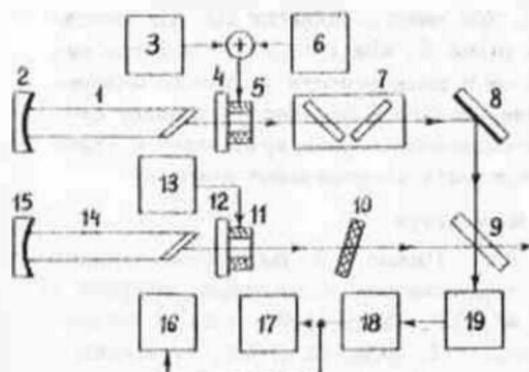


Рис. 1. Схема установки для фототетраэдринирования излучения СО₂-лазеров

408 мм образованы сферическими ("глухими") зеркалом 2, 10 и плоскими (полупрозрачными) зеркалом 4, 12, укрепленным на пьезоэлементе 5, 11. Активный элемент 1, 14 представляет собой газоразрядную кварцевую трубку с рабочим диаметром 4,8 мм, соединяющуюся с дополни-

тельными газонным резервуаром, и трубкой водяного охлаждения. Газовое вещество - смесь диоксида углерода, гелия, ксенона и воздуха с общим давлением 3,3 кПа. Со стороны плоского зеркала рабочий канал герметизирован просторлаком окном. Излучения лазеров регистрируются до требуемой величины пластиной Ge 10 и

и оптическим эталом частоты 7, состоящим из двух пластинок КРС-6, расположенных под углом Брэгга по отношению к падающему излучению. С помощью зеркал 8 и 9 оба пучка совмещались на фотоцифре 10 из $Cd\ Ni\ Te$ (КРП), охлаждаемом жидким азотом. Сигнал фотоприемника после усиления усилителем 10 регистрировался спом прибором С4-20 17, частота сигнала контролировалась с помощью частотомера ЧЗ-31А 16. Перестройка частоты лазера осуществлялась с помощью пьезокорректоров, управляемых от источников напряжения 3, 13. Частотная модуляция одного из лазеров осуществлялась генератором Г4-117 6.

Каждый из лазеров обеспечивал генерацию по крайней мере на трех колебательно-вращательных переходах (КВ) Р(18) (длина волны $\lambda = 10,57$ мкм), Р(20) ($\lambda = 10,59$ мкм), Р(22) ($\lambda = 10,61$ мкм) полосы $(11^0 1) \rightarrow (10^0 0)$ молекулы CO_2 . Установка позволяла регистрировать сигналы частотами в полосе до 50 МГц.

На рис. 2 представлена зависимость крутизны перестройки частоты лазерной волны от частоты управляющего пьезокорректором.

15 мВ / 1 мВ

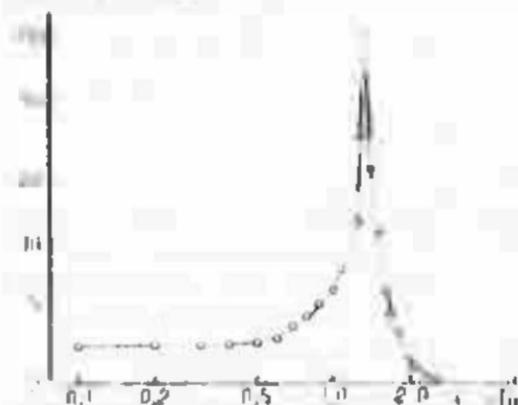


Рис. 2. Зависимость крутизны перестройки лазерной волны от частоты управляющего сигнала.

Пик кривой обусловлен механическим резонансом пьезоэлемента с укрепленным на нем зеркалом.

Диапазон пере- стройки частоты излучения в пределах одного КВ зависит от разрядного тока и достигал нескольких десятков мГц/мВ.

В процессе эксперимента было обнаружено, что для некоторых активных элементов при определенных токах

разрядки и ширине линии пьезокорректора существовали условия резонансного возбуждения (сравнимый по амплитуде с сигналом фотоприемника) спектра линии составляющих частоты и диапазон 4-20 МГц составляющих при фиксированном пучке излучения лазера включено. Таким

твительность спектрального поджатия этой составляющей и управляющему напряжению на пьезокорректоре приблизительно на полтора порядка ниже, чем сигнала фотосмещения.

Для выяснения возможной причины сильных пульсаций излучения рассмотрим характерные частотные параметры исследуемого лазера.

Как известно, при низких давлениях (менее 1 кПа) линия излучения CO_2 лазеров неоднородно уширена за счет эффекта Доплера и имеет гауссову форму с шириной 50 МГц. С повышением давления линия уширяется за счет столкновительных процессов со скоростью 40 кГц/Па [1], в ее форма приближается к лоренцевой (однородное уширение). Для исследуемого лазера ($P \approx 3,3$ кПа) форма линии определяется суммой гауссовой и лоренцевой кривых (фойттовский контур) и оценивается шириной 150 МГц. Наблюдаемое при эксперименте сужение области перестройки до десятков мегагерц может быть объяснено двумя факторами. Во-первых, область генерации в пределах одного КВП ограничена частотным диапазоном, где коэффициент усиления превышает уровень потерь. Во-вторых, диапазон перестройки существенно сужается из-за конкуренции КВП. В работе [2] показано, что в CO_2 лазерах с длиной резонатора L , кратной 204 см, частоты аксиальных мод разных порядков близки к максимумам усиления на переходах $P(18)$, $P(20)$ и $P(22)$. Поскольку в нашем случае $L = 408$ см, следует ожидать сильной конкуренции КВП в изучаемом лазере. Это подтверждается, в частности, сложным профилем выходной мощности, наблюдавшимся при изменении расстояния между зеркалами на величину $(1/2)\lambda$ (автографом лазера). Согласно литературным данным максимумы соседних КВП $P(18)$ - $P(20)$ и $P(20)$ - $P(22)$ разделены частотными интервалами 53,548 ГГц и 54,284 ГГц соответственно.

Оценим теперь величину модовых интервалов в исследуемом лазере. Согласно [3] частотный спектр резонатора имеет вид:

$$\nu = (c/2L) [1 + q + (1 + m + n)(1/3) \arccos(1 - L/R)^{1/2}], \quad (1)$$

где q , m , n - целые числа; c - скорость света; R - радиус кривизны сферического зеркала. При $R = 2$ м и $L = 408$ см разность частот соседних аксиальных мод $\Delta \nu_a = c/2L$ составляет 367,4 МГц, в поперечных - 54,8 МГц. Учет дисперсионных параметров активной среды приводит к неэквидистантности аксиальных мод на величину порядка единиц - десятков килогерц [4].

Таким образом, наблюдаемые пульсации излучения не могут быть объяснены биейнными аксиальных или поперечных мод лазера. На наш взгляд, причина кроется в возбуждении дополнительных аксиальных мод, обусловленных отражением от второй поверхности полупрозрачного зеркала (эффект составного резонатора).

Если толщина выходного зеркала лазера с показателем преломления \bar{n} равна d , то частотный спектр аксиальных мод резонатора длиной $(L + \bar{n}d)$ имеет вид

$$\nu = [c/\lambda(1 + \bar{n}d)](1 + q) \quad (2)$$

Разность частот двух групп аксиальных мод согласно (1) и (2)

$$|\delta\nu| = (c/2L)(1 + q^2) / (1 + \bar{n}d) - (1 + q) \quad (3)$$

Итак, при определенных значениях q , q^2 , L и $\bar{n}d$ два мода, принадлежащие разным группам, могут попасть в область генерации одного КМЛ, а разность их частот соответствовать наблюдаемой частоте пульсаций фототока.

Как следует из (1) и (3), отношение скоростей перестройки аксиальной моды резонатора и сигнала биейных аксиальных мод двух групп равно

$$|(d\nu/dL)(dL/d\delta\nu)| \approx 1 + L/\bar{n}d. \quad (4)$$

При $d = 2$ мм и $\bar{n} = 3,5$ скорость изменения частоты биейных оказывается приблизительно в 60 раз меньшей, чем скорость перестройки одной моды, что также согласуется с экспериментом.

Таким образом, радиочастотные пульсации излучения в CO_2 -лазере низкого давления с неселективным резонатором в области 4-20 МГц объясняются влиянием второй поверхности полупрозрачного выходного зеркала лазера. Поэтому в лазерных системах с фототехническим приемом излучения для устранения помех при приеме следует применять специальные меры по просветлению "нерабочей" поверхности полупрозрачного зеркала лазера.

Литература

1. Зельто О. Принципы лазеров - М. Мир, 1984 - 3.
2. Колосовский С. А. Генерация колебательно-вращательных мод в КМЛ на CO_2 // Электрон. техн. Сер. 1. 1970 - 9. - С. 93-98.
3. Справочник по лазерам / Под ред. А. М. Прохорова, - М.: Сов. радио, 1976. Т. 2. - 400 с.
4. Измерение спектрально-частотных и корреляционных параметров и характеристик лазерного излучения - М.: Радио и связь, 1982 - 272 с.

АНАЛИЗ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ НА "ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ" ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ

Тремя основными неравновесными состояниями системы (ППП) являются неравновесные состояния, обусловленные срывом барьерной емкости (переклю-
 чатель) при спадании на прямом переходе интенсивности излучения $\Phi_{\text{пр}}$, которое контролируется рекомбинацией инжектированных в р-область носителей тока (электронов) и носителей, поступающих в р-область при разрядке барьерной емкости р-п-перехода [1]. Однако, если доминирует генерация инжекцией, то можно предположить, что при разрядке C на прямом переходе $\Phi_{\text{пр}}$ будет неизменной (это в том случае, когда она определяется только падением прямого тока) и р-область (при разрядке тока прямом переходе) после выключения прямого тока на р-п-переходе остается по существу инертной, которая является ее стационарным значением по нулю таким образом, что на прямом переходе, оставаясь спонтанному времени жизни τ_c [10], уменьшается на τ_c (4) (по току Боденштейна; T абсолютная температура) [1]. Барьерная емкость также практически не изменится в течение времени τ_c , поскольку ее значение определяется напряжением на р-п-переходе. Таким образом, за промежуток времени, равный τ_c , на барьерной емкости, на напряжение на ней не изменятся, т.е. на это время не происходит разрядки емкости и носители не поступают в р-область. С другой стороны, за время, равное τ_c , число инжектированных в р-область электронов существенно уменьшится за счет рекомбинации, что и приведет к падению $\Phi_{\text{пр}}$. Иные говоры, спадание интенсивности излучения происходит в условиях, когда барьерная емкость р-п-перехода практически не разряжается, а значит, и не влияет на спадание интенсивности излучения.

В том же случае, когда после прекращения прямого тока цепь светодиода остается замкнутой, разрядка C тем более не будет влиять на спадание $\Phi_{\text{пр}}$, поскольку в этом случае C частично разряжается через внешнюю цепь и число электронов, поступающих в р-область за счет разрядки C , будет меньше по сравнению с рассмотренным выше случаем разомкнутой цепи. Итак, разрядка барьерной емкости р-п-перехода практически не влияет на спадание интенсивности излучения и это определяется только исчезновением инжектированных в р-область электронов [1].

В этом случае при переключении выключателя вправо электроды соединятся двумя проводниками: рекомбинировавшим и электродом ей, если число выключений прямого тока светодиода ограничено количеством выключений, если же количество выключений обратное неограничено, то количество выключений прямого тока цепи светодиодов равно количеству выключений обратного тока. В этом случае процесс переключения выключателя будет зависеть от разности выключений прямого тока.

Так, если выключатель с выключением прямого тока цепи светодиода включается и подтягивается на границе с другим выключателем, то зависимость интенсивности излучения от времени для источника, быстродействие которого определяется периодом переключения, будет иметь вид

$$I_p(t) = \Phi_0 \exp(-t/\tau_0), \quad (1)$$

т.е. постоянная времени спада интенсивности излучения будет равна времени жизни переносчиков тока.

Теперь рассмотрим спадание интенсивности излучения при переключении светодиода из прямого направления на обратное. Пусть через светодиод протекает прямой стационарный ток I_{pr} , которому соответствует стационарная интенсивность Φ_0 , и в некоторый момент времени t_0 производится переключение светодиода на обратное. Тогда после переключения через светодиод будет протекать обратный ток $I_r(t)$, который может быть существенно больше стационарного обратного тока.

Для светодиодов с резким восстановлением обратного сопротивления, т.е. $I_r(t) = I_r - \cos \alpha t$, зависимость интенсивности излучения от времени будет иметь вид [1]

$$\Phi(t) = \Phi_0 \left(1 - \frac{I_r}{I_{pr}}\right) \exp(-t/\tau_0) + \frac{I_r}{I_{pr}} \exp(-t/\tau_0)$$

Время спада интенсивности излучения t_2 , т.е. время, за которое $\Phi(t)$ уменьшается от Φ_0 до $0,1\Phi_0$, не связано с I_r, I_{pr} соотношением [1]

$$t_2 = \tau_0 \ln \frac{I_{pr} + I_r}{0,1 I_{pr} + I_r} \quad (2)$$

Как видно из (2), t_2 может быть намного меньше τ_0 за счет увеличения I_r , если при заданном I_r увеличивать I_{pr} путем приложения достаточно большого обратного напряжения. И так, соответствующим режимом переключения светодиода можно увеличить процесс спада интенсивности излучения, т.е. существенно уменьшить время спада по сравнению с τ_0 .

Экспериментальные исследования электролюминесценции в р-п-переходах из GaAs показали, что в спектре излучения имеют-ся примесные полосы, у которых отчетливо проявляется кинетика заполнения примесных состояний [2].

Также известно, что эффективная излучательная рекомбинация в неупорядоченных полупроводниках (GaAs и др.) может осуществляться только при наличии определенного промежуточного примесного центра [3]. Так, основную роль в люминесценции GaAs (зеленая полоса) играет рекомбинация связанных экситонов на комплексе азота [4]. Красная полоса светодиодов из GaAs, изготовленных методом влажной эпитаксии, определяется рекомбинацией связанных экситонов на центрах Zn [5]. Для таких схем релаксации имеются различные сведения о спале светового импульса. Зависимость общего светового выхода от времени при излучательной рекомбинации неравновесных электронов через энергетический уровень E_A в запрещенной зоне полупроводника можно получить из решения кинетических уравнений [6]

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_s} + \frac{1}{2d} \gamma_0 I, & \tau_s = \tau_{s_1} + 1/\alpha_2 \\ \frac{dn'}{dt} = n'/\tau_s - n'/\tau_{n_1} \end{cases} \quad (3)$$

где n - концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости; n' - концентрация электронов на донорном уровне E_A ; через который идет излучательная рекомбинация; τ_{s_1} и τ_{s_2} - времена жизни неравновесных электронов по безизлучательным каналам рекомбинации относительно переходов зоны проводимости-уровень E_A и зона проводимости-глубокий уровень E' , через который идет безизлучательная рекомбинация; e - заряд электрона; d - толщина области рекомбинации; I - площадь р-п-перехода; I_0 - установившееся значение тока; τ_{n_1} - излучательное время жизни электронов на уровне E_A ; τ_{n_2} - коэффициент инжекции электронов р-п-переходом.

Начальные условия:

$$\begin{cases} n(t=0) = n_0 \\ n'(t=0) = n'_0 \end{cases}$$

где t_0 - начало спада светового импульса.

Решение первого уравнения системы дает

$$n(t) = \frac{1}{\alpha_2} \gamma_0 I e^{-t/\tau_s} + (n_0 - \frac{1}{\alpha_2} \gamma_0 I) e^{-t/\tau_{n_1}}$$

с учетом (4) введем уравнение системы (5) примет вид

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_1 - \frac{N_1 N_2}{\tau_1 N_2 + \tau_2} - \frac{N_1 - N_1^0}{\tau_1} \quad (6)$$

Решение уравнения (5) для $N_1(t)$ получаем в виде

$$N_1(t) = e^{-t/\tau_1} \left[\frac{\tau_1 \gamma_1 + N_1^0 (1 - e^{-t/\tau_1})}{1 - e^{-t/\tau_1}} + \frac{N_2^0 (1 - e^{-t/\tau_1})}{1 - e^{-t/\tau_1}} \right] \quad (6)$$

Так как $\tau_1 \ll \tau_2$, то сдвиги интервалов во времени для рекомбинационных процессов в исследуемом ПЗС характеризуется двумя существенными временами τ_1 и τ_2 в отличие от (1). Вид перекодировки на характеристики зависит от соотношения указанных времен величин.

Литература

1. Динджиев А. Г., Царенков Б. В. О кинетике электролюминесценции светодиодов // ФПД. 1971. Т. 8. Вып. 6. С. 1713-1726.
2. Кинетика излучательной рекомбинации неравновесных носителей тока в GaAs p-n-переходах / А. В. Ивченко, И. М. Колосов, Д. Н. Мамедов, Б. В. Царенков // ФТТ. 1966. Т. 8, Вып. 6. С. 2038-2103.
3. Кутан Л. М. Полупроводниковые светомолочающие диоды. М.: Энергоатомиздат, 1963. 208с.
4. Thomas D. G., Norfield G. G., Frosch C. J. Isoelectric traps due to nitrogen in gallium phosphide // Phys. Rev. Oct-1966 - V. 150 - P. 680-689.
5. Морган Т. Н., Уолтер В., Вхаргала Р. М. Optical properties of Cd-O and Zn-O complexes in GaP // Phys. Rev. Feb-1968 - V. 166 - P. 751-753.
6. Малах И. С., Михлик С. Б. Периодные характеристики полупроводниковых источников излучения // Изв. вузов физика. Томск, 1986. - 13с. - Деп. в ВИОПТИ № 7056. 686 от 8.10.86.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕТИКОДИФФРАКЦИОНОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОШЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ
В РАСХОДЯЩИХСЯ ПУЧКАХ

Одним из достоинств гетеродинадного метода приема излучения является его высокая чувствительность, позволяющая регистрировать слабые потоки, используя достаточно интенсивный опорный пучок [1]. Несмотря на значительные вариации пространственной структуры поля излучения для различных типов полупроводниковых инжекционных лазеров [2], некоторые общие условия согласования пучков при фотосмещении могут быть получены в достаточно простой аналитической форме с применением специальных функций [3]. При выборе условий согласования используем подход, аналогичный описанному в работе [4], однако без предположения об осевой симметрии пучков. Считаем, что в исходном варианте собирающая оптика между источниками излучения и приемником нет.

Рассмотрим простейшую схему свлдения излучения лазеров A' и B' на фотоприемнике ФП с помощью полупрозрачной пластинки L (рис. 1). В целях упрощения задачи предположим, что криволинейные волновые фронты в плоскости рисунка много больше, чем в плоскости, перпендикулярной к оптической оси фотоприемника. Такие приближения мы делаем основываясь на данных исследований ретирализаторов с плоским волноводом, характерные характеристики излучения которых сильно различаются во взаимно-перпендикулярных плоскостях [2]. Будем

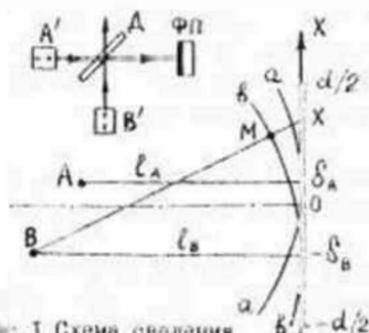


Рис. 1. Схема свлдения пучков

считать, что образование цилиндрических волновых пучков той же параллельно плоскости фотоприемной площадки, и последняя имеет прямоугольную форму и размеры $F \times d$.

Пусть A и B - положения лазера A' и соответственно B' в полупрозрачной пластинке, l_A и l_B - расстояния от осей A и B до фотоприемной площадки, d_A и d_B - расстояния от осей A и B до оптической оси. Полагая, что l_B и l_A значительно больше d , и

\vec{E}_A и \vec{E}_B — векторы напряженности ($\vec{E}_{A,B} = E_{A,B} \vec{e}_{A,B}$). Фазы волн на фронтах a и b равны

$$\varphi_A = (\omega_A t - k l_A + \varphi_{0A}), \quad (11)$$

$$\varphi_B = (\omega_B t - k l_B + \varphi_{0B}). \quad (12)$$

Здесь, ω_A и ω_B — частоты волн; $k = k_A = k_B = 2\pi/\lambda$ — модуль волнового вектора; λ — длина волны излучения. В дальнейшем составим выражения ($E_{0A} = k l_A$) и ($\varphi_{0B} = k l_B$), существующими при тотальной дифракции, будем пренебрегать.

Используя оптико-геометрическую схему рис. 1, получаем следующие выражения для фаз волн (\vec{e}) радиальных волн на фотодиодной площадке:

$$\varphi_A = \omega_A t - (k/2l_A)(x - \delta_A)^2, \quad (13)$$

$$\varphi_B = \omega_B t - (k/2l_B)(x + \delta_B)^2. \quad (14)$$

При совпадении векторов поляризации суммарная величина напряженности поля на фотодиодной площадке равна

$$E = E_A \cos \varphi_A + E_B \cos \varphi_B. \quad (5)$$

Интенсивность излучения пропорциональна E^2 , выражение для суммарной интенсивности в точке K площадки будет иметь вид

$$I = S_A \cos^2 \varphi_A + S_B \cos^2 \varphi_B + 2(S_A S_B)^{1/2} \cos \varphi_A \cos \varphi_B. \quad (6)$$

В дальнейшем нас будет интересовать лишь составляющая интенсивности на разностной частоте ($\omega_D = \omega_A - \omega_B$), которая выразится следующим образом:

$$I_D = (S_A S_B)^{1/2} \cos \left\{ \omega_D t - \frac{k}{2} \left[\frac{(x - \delta_A)^2}{l_A} - \frac{(x + \delta_B)^2}{l_B} \right] \right\}. \quad (7)$$

Соответствующая данной интенсивности плотность фототока равна $J_D = (qe/h\omega) S_D$, где q — квантовый выд фотодиода; e — заряд электрона; $h = h/2\pi$ — постоянная Планка; $\omega = \omega_A$ и ω_B . Площадь фототока на разностной частоте равен

$$J_D = \frac{qe}{h\omega} P \int_{-a}^a S_D dx. \quad (8)$$

Вводя обозначение $G = (qe/h\omega) P (S_A S_B)^{1/2}$. Тогда на основании (7) и (8) приходим к следующей формуле для фототока:

$$J_D = G (F_1^2 + F_2^2)^{1/2} \sin \left\{ \omega_D t + \alpha \arctan (F_1/F_2) \right\}, \quad (9)$$

$$F_1 = \int_{-d/2}^{d/2} \cos [y(x)] dx; \quad (10)$$

$$F_2 = \int_{-d/2}^{d/2} \sin [y(x)] dx; \quad (11)$$

$$y(x) = (k/2) [(x - \delta_A)^2 / \ell_A - (x + \delta_B)^2 / \ell_B]. \quad (12)$$

Соотношения (9)-(12) позволяют анализировать эффективность гетеродинамирования в зависимости от длины волны излучения, размеров фотоприемной площадки и степени рассогласования (разностиро-вки) лазерных пучков. Рассмотрим некоторые частные случаи, представляющие практический интерес.

Пусть $\delta_A = \delta_B = 0$ (оба излучателя находятся на оптической оси). В этом случае

$$F_1 = (d/2)^{1/2} Z C_1(z)/Z, \quad (13)$$

$$F_2 = (d/2)^{1/2} Z S_1(z)/Z, \quad (14)$$

где $Z = [k(\ell_A - \ell_B) / 4\ell_A \ell_B]^{1/2} d$; $C_1(z)$ и $S_1(z)$ — косинус- и синус-интегралы Френеля вида

$$C_1(z) = (2/z)^{1/2} \int_0^z \cos s^2 ds, \quad (15)$$

$$S_1(z) = (2/z)^{1/2} \int_0^z \sin s^2 ds. \quad (16)$$

Оценим параметр Z . При $\ell_A = 4,5$ см, $\ell_B = 5$ см, $d = 500$ мкм и $\lambda = 0,65$ мкм (гетеролазеры на основе AlGaInAs) величина $Z \approx 0,72$. В случае $\ell_A = 9,9$ см, $\ell_B = 10$ см, $d = 200$ мкм и $\lambda = 1,55$ мкм (гетеролазеры на основе InGaAsP) параметр Z уменьшается до 0,045.

Используя представления интегралов Френеля при больших Z в виде [3]

$$C_1(z) \approx (2/z)^{1/2} z (1 - z^{-2}, 10), \quad (17)$$

$$S_1(z) \approx (2/z)^{1/2} z (z^{-2}, 3) (1 - z^{-2}, 14), \quad (18)$$

для фактора эффективности $\mathcal{U}_1 = (F_1^2 + F_2^2)^{1/2} / d$ получаем

$$\mathcal{U}_1 = \left[1 - \frac{\pi^2 d^2 d^4}{160 \ell_A^2 (\ell_A + \ell_B)^2 \lambda^2} \right]^{1/2}. \quad (19)$$

где $\Delta \ell = \ell_B - \ell_A$. При $\ell_A = 6$ см, $d = 200$ мкм, $\lambda = 0,65$ мкм изменение $\Delta \ell$ от нуля до $\pm \infty$ соответствует изменению Z от нуля до 0,765. Значение \mathcal{U}_1 уменьшается при этом от 1 до 0,963.

т. е. всего на 1,7 %, что говорит о нечувствительности фактора U_2 по отношению к расстоянию между источниками излучения при условии точной юстировки ($\delta_A = \delta_B = 0$). Физически это является следствием близости волнового фронта к плоскому при $\ell_{\text{дл}} \gg d$. Тем не менее амплитуда фототока с удалением источников от фотоприемной площадки будет падать из-за уменьшения телесного угла, в котором регистрируется излучение.

Положим теперь, что $\ell_A = \ell_B = \ell$. В этом случае

$$U_2 = (F_1^2 + F_2^2)^{1/2}, \alpha = \frac{\sin[k(\delta_A + \delta_B)d/2\ell]}{k(\delta_A + \delta_B)d/2\ell} \quad (20)$$

Выражение (20) близко к известной формуле для плоских волновых фронтов, где отношение $(\delta_A + \delta_B)/\ell$ определяет угол рассогласования. Графики функции U_2 при $\ell = 6$ см, $d = 200$ мкм и различных длинах волн λ приведены на рис. 2. При $\lambda = 0,85$ мкм

амплитуда фототока на разностной частоте падает на 50 % при отклонении положения источников излучения от оптической оси всего на 0,15 мм.

Как видно из формулы (18), требования к точности юстировки ослабляются с увеличением длины волны излучения. При той же геометрии општа для микандионных лазеров на основе JlGaAsP ($\lambda = 1,55$ мкм) это отклонение может составлять 0,27 мм, а на длину волны $\lambda = 30$ мкм (лазеры на основе PbSnTe) увеличивается до 5,3 мм.

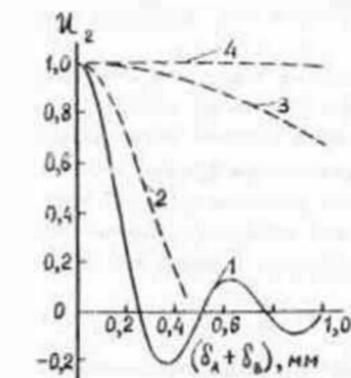


Рис. 2. Зависимость фактивности гетеродинамирования от степени рассогласования при $\lambda = 0,85$ (1), 1,55 (2), 30 (3), 30 мкм (4)

Помимо фокусирующей линзы между полупрозрачной пластиной и фотоприемником (см. рис. 1), как известно, не изменяют условий согласования волновых фронтов для парахсиальных пучков [1]. Однако в этом случае в соответствующие аналитические соотношения будет входить не размер чувствительной площадки фотоприемника, а диаметр входного зрачка (D) фокусирующей линзы. Как вид

но из выражения (20), в такой оптической схеме трансформации в реальности максимумы будут в D, λ раз более жесткими, чем в отсутствие линзы. Однако этот недостаток компенсируется увеличением в величине светового потока при том условии, если все излучение, собранное линзой, попадает на фотоприемник. Следует отметить, что в этом случае смещение фотоприемника вдоль оптической оси в определенных пределах не должно влиять на изменение выходного сигнала. Кроме того, aberrации линзы (или другой фокусирующей оптической системы), расположенной между полупрозрачной пластинкой и фотоприемником, также не оказывают влияния на величину сигнала фотосовещания [1].

Обратимся еще раз к формуле (20). В соответствии со значениями волнчли, указанными на рис. 1, при $\xi_A = \xi_0$ и отклонении источников в одну и ту же сторону от оптической оси на одну и ту же величину аргумент λ функции $(\sin \lambda)/\lambda$ будет равен нулю. Сама функция при этом равна единице, так как, несимметрично отклонению положений источников от оптической оси, волновые фронты пучков остаются согласованными.

В заключение отметим, что при анализе более общих случаев рассогласования фронтов интерферирующих пучков на основе выражения (9) амплитуда фототока на различной частоте также вполне может быть сведена к табулированным значениям Френеля.

Таким образом, полученные в работе результаты могут быть использованы при разработке практических схем согласования волновых фронтов для лазерных систем различного назначения с фотопетеродинным приемом излучения.

Литература

1. Цыганов В.В., Устинов В.Д. Лазерные петеродинные каналы // Наука, 1985. - 280 с.
2. Киселов П.Г. Введение в физику шелекционных лазеров // Наука, 1983. - 226 с.
3. Справочник по специальным функциям / Под ред. А.Степановича и И.Стигана. - М.: Наука, 1979. - 488 с.
4. Казарян Р.А. Гетеродинный прием оптического сигнала и его применение // Радиотехника. - М.: ВШЭИИ, 1981. Т. 8, 1: С. 6-29.

В.А.Борочин, Г.А.Гачко, Л.В.Иван, С.А.Маскенич
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕР С ЧАСТОТНОЙ ЧАСТОТОЙ
И СВЯЗИ НА СТАНДАРНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

В качестве классического синхронизированного метода регистрации кинетики излучения лазера с частотой ν разработана конструкция перестраиваемого по длине волны синхронизированного источника света с частотой повторения импульсов порядка 10^4 Гц. При создании такого источника мы ориентировались на использование стандартных элементов. При этом не считались с тем, что получение импульсов длительностью менее 10^{-8} с, при 10^4 раз повторяющемся временном разрешении исследуемого явления (формула (1)) ограничивается фотоэлектронным умножителем.

В качестве базового импульсного твердотельного лазера ЛТИ-701 на АИГ: Nd^{3+} с непрерывной накачкой и внутрирезонаторным преобразователем второй гармоники. Импульсный режим ЛТИ-701 достигается максимальной добротности резонатора акустооптическим затвором АЗ-301Б. В лазере обеспечивается хорошая долгосрочная стабильность среднего значения выходной мощности, однако отдельные импульсы излучения имеют разброс по амплитуде, достигающий 30%. Основной причиной нестабильности амплитуды выходных импульсов лазера является наличие пульсаций тока дугового разряда в лампе накачки [2] с коэффициентом пульсаций до 3,3%. Для уменьшения пульсаций тока лампы был разработан компенсационный стабилизатор тока СТ (см. рисунок) параллельного типа [1], который позволил снизить коэффициент пульсаций тока до 0,06%.

Режим активной синхронизации мод достигался внесением в резонатор лазера потерь на частоте межмодовых биений с помощью акустооптического синхронизатора МЛ-202. Для достижения необходимого интервала между наносекундными импульсами длина исходного резонатора была увеличена до 2 м, причем заднее зеркало резонатора заменялось выпуклым с $R = 850$ мм. При такой длине резонатора частота межмодовых биений составляла 74 МГц. Но так как акустооптический синхронизатор МЛ-202 вносит потери в резонатор стоячей ультразвуковой волной, то для его питания необходимо синусоидальное напряжение с вдвое меньшей частотой, около 37 МГц. Это позволило использовать для питания акустоопти-

часского синхронизатора МЛ-202 генератор Г4-154 с выходной мощностью 2,8 Вт.

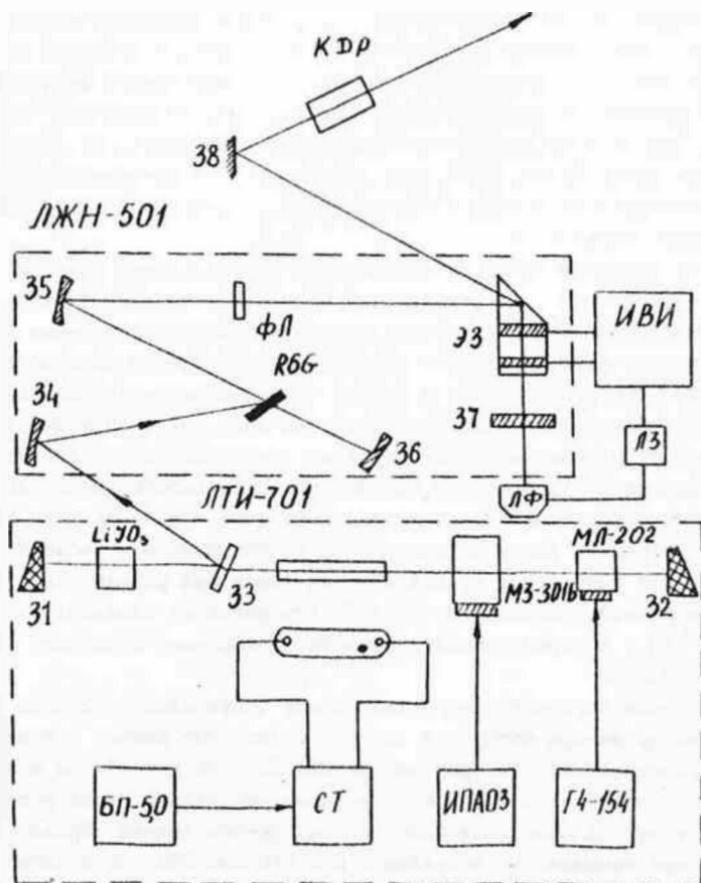


Схема лазера

Зеркала задающего лазера (см. рисунок)

31 и 32 полностью отражают основное излучение, а зеркало 31, кроме того, полностью отражает вторую гармонику излучения. С целью увеличения мощности пикосекундных импульсов в резонаторе размещается селективное зеркало 33, выполненное на обращенной к нелинейному кристаллу плоской грани подложки полностью прозрачным для основного излучения и полностью отражающим для второй гармоники. Оно расположено так, что вторая плоская грань подложки составляет угол Брюстера с направлением распространения основного излучения. При такой конфигурации резонатора формирующийся пикосекундный импульс основного излучения преобразуется во вторую гармонику дважды, причем импульс второй гармоники после первого и второго удвоения совпадает в пространстве, в результате чего их мощности складываются. Вывод результирующего импульса осуществляется селективным зеркалом 33, свободная грань которого используется в качестве поляризатора излучения.

Таким образом, задающий лазер, выполненный на основе ЛТИ-701, работает в двукратном режиме - модулированной добротности и одновременно синхронизации мод, что обеспечивает ряд преимуществ по сравнению с активной синхронизацией мод без модулированной добротности. Прежде всего, это возможность значительно (в $10^3 - 10^4$ раз) увеличения пиковой мощности сверхкоротких импульсов [3]. Затем следует отметить, что, как показано в работе [3], в двукратном режиме пиковая мощность не зависит от частоты модуляции, осуществляемой синхронизатором мод, лишь бы она была кратна частоте межмодовых биений. Это позволяет размещать синхронизатор мод не только вплотную к зеркалу резонатора, но и в середине резонатора; работать на более высоких частотах модуляции потерь, вносимых синхронизатором, получая при неизменной глубине модуляции более короткие импульсы при той же пиковой мощности. Кроме того, в двукратном режиме при внутррезонаторной генерации второй гармоники формирование сверхкоротких импульсов происходит на этапе развития генерации, когда мощность излучения мала и нелинейные потери практически отсутствуют. Последние не оказывают существенного влияния на характеристики сверхкоротких импульсов в отличие от случая лазера с непрерывной синхронизацией мод, где нелинейные потери приводят к значительному удлинению сверхкоротких импульсов.

Существенно также, что режим синхронизации мод оказывается более устойчивым к расстройке длины резонатора и уменьшение средней мощности излучения лазера происходит при расстройках длины резонатора $\pm(0,5-10)$ мм.

Выходное излучение задающего лазера, работающего в двоярном режиме, зеркалом З1 направляется для синхронной накачки струйного лазера на красителе ЛН-501. Его резонатор, образованный зеркалами З5 - З7, также удлиняется до 2 м для обеспечения синхронной накачки. Внутрирезонаторный вывод излучения осуществляется электрооптическим затвором ЭЗ следующим образом [4]. В начале развития очередного цуга первый достаточный по мощности сверхкороткий импульс отпирает лавинный фотодиод ЛФ, установленный за зеркалом З7. Сигнал с фотодиода задерживается регулирующей линией задержки ЛЗ и используется для включения источника высоковольтных импульсов ИВИ. Источник высоковольтных импульсов по сигналу фотодиода формирует высоковольтный импульс с амплитудой, равной четвертьволновому напряжению, и плоской вершиной. Длительность переднего фронта сформированного импульса укладывается в интервал между двумя ближайшими импульсами цуга. Поэтому к моменту появления у электрооптического затвора следующего светового импульса цуга к кристаллу затвора, на который подается высоковольтный импульс, уже приложено четвертьволновое напряжение. При прохождении световым импульсом формируемого цуга пикосекундных импульсов по кристаллу электрооптического затвора вдоль области с четвертьволновым напряжением к зеркалу З7 и обратно поляризация светового импульса изменяется на ортогональную и упомянутый световой импульс отражается скошенной гранью электрооптического затвора уже под другим углом отражения, в результате чего световой пикосекундный импульс отклоняется от оптической оси лазера и выводится из резонатора. Теперь резонатор разъюстирован и дальнейшее развитие цуга невозможно. Длительность плоской вершины высоковольтного импульса, генерируемого источником высоковольтных импульсов, короче периода следования сформированных цугов, поэтому к началу развития следующего цуга пикосекундных импульсов электрооптический затвор будет находиться в исходном состоянии и резонатор лазера окажется съюстированным.

Регулируемая линия задержки ЛЗ позволяет выбрать для вывода из резонатора любой импульс из пуга наносекундных импульсов, в том числе и с максимальной амплитудой.

Выводимый из резонатора лазера выходной импульс направляется зеркалом ЭЗ на кристалл КОР для преобразования во вторую гармонику.

Перестройка длины волны лазера ЛЛН-501 осуществляется интерференционным фильтром ФЛ, работающим по принципу фильтра Лью.

При работе лазера ЛЛН 501 на режиме λ_{00} в этилендициклопикселевый лазер в целом имеет следующие выходные параметры: длительность импульса до 50 пс, частоту следования импульсов - 8 кГц, область перестройки без удвоения - 570-640 нм, с удвоением - 285-320 нм, среднюю выходную мощность без удвоения 6 мВт.

Разработанный лазер будет применяться в качестве источника возбуждения при исследовании кинетики затухания флуоресценции статистическим одноквантовым методом.

Литература

1. Гачко Г.А., Зибельт В.К., Кивач Л.Н. и др. Автоматизированный импульсный спектрофлуориметр // ЖПС. - 1987. - Т.17, № 2. - С.335-339.
2. Воронич В.Е., Гачко Г.А., Маскевич С.А. Стабилизация мощности излучения лазера ЛЛН-701 // Приборы и техника эксперимента.-1986.-№ 6.-С. 167-168.
3. Онищук Г.И., Фомичев А.А. Генерация пуга сверхкоротких импульсов света непрерывно накачиваемым лазером на гранате // Физические явления в приборах электронной и квантовой техники.-М., 1982.-С. 36-39.
4. Бакиновский К.Н., Воропай Е.С., Коява В.Т. и др. Аргонный лазер с синхронизацией мод и внутрирезонаторным выводом излучения // Приборы и техника эксперимента.-1983.-№ 3.-С. 159-162.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ

Во многих нелинейно-оптических процессах, таких, как генерация гармоник, генерация суммарной и разностной частот, параметрическое рассеяние и параметрическая генерация, длина когерентности (ДК) является одной из важнейших характеристик [1]. Однако экспериментальное определение длины когерентности при параметрическом рассеянии в реальных средах представляет собой довольно сложную задачу.

В настоящей работе показано, что при спонтанном параметрическом рассеянии (СПР) света в спектре "сигнального" излучения на определенных частотах должны наблюдаться осцилляции интенсивности, причем частота осцилляций непосредственно связана с длиной когерентности.

Известно, что в процессе генерации второй гармоники (ВГ) при наличии некоторой фазовой расстройки интенсивность ВГ также может испытывать осцилляции или так называемые биения Мейкера [2].

Рассмотрим отличие мейкеровских биений от осцилляций в спектре СПР.

Итак, зависимость интенсивности излучения ВГ от фазовой расстройки имеет следующий вид [2]:

$$F(\Delta k) = [\sin(\Delta k l / 2) / (\Delta k l / 2)]^2, \quad (1)$$

где $\Delta k = 2k_{\omega} - k_{2\omega}$ - волновая расстройка; k_{ω} и $k_{2\omega}$ - соответственно волновой вектор накачки и ВГ; l - длина кристалла. Очевидно, что при генерации ВГ $\Delta k = 4\pi(n_{\omega} - n_{2\omega})/\lambda = 4\pi\Delta n/\lambda$. В общем случае при повороте кристалла Δn и l зависят от угла поворота φ - угла между нормалью к поверхности кристалла и направлением распространения луча. Пусть $\Delta n(\varphi) = \text{const}$, тогда при повороте кристалла $l = l_0/\cos\varphi$ и согласно выражению (1) интенсивность излучения гармоники будет осциллировать. На рис.1 приведен пример таких осцилляций при генерации ВГ в кристалле KDP. Отметим, что ДК при генерации ВГ определяется для фиксированной длины волны и соответствует половине расстояния между двумя смежными максимумами [1].

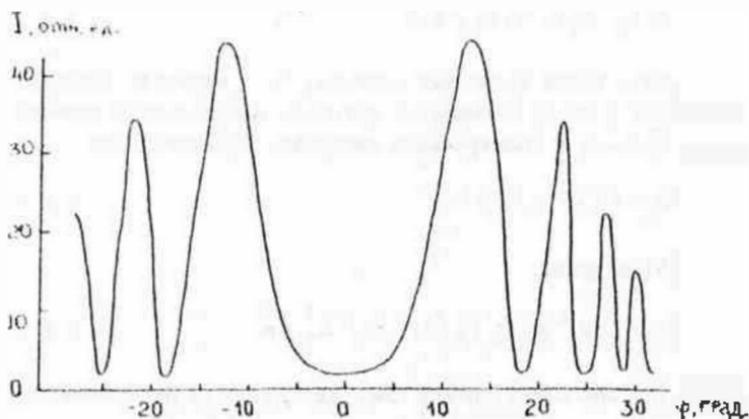


Рис. 1. Биекция Мейкера при наличии фазовой расстройки в процессе генерации второй гармоники [1,2]

Обратимся теперь к спонтанному параметрическому рассеянию света. Согласно работе [3] вероятность рассеяния в единичных спектральных интервалах (независимо от направления) есть

$$R(\lambda) = (2\pi)^2 \chi^2 \rho_s \lambda_1^2 \lambda_2^2, \quad (2)$$

где χ^2 - квадратичная нелинейная восприимчивость среды; λ_1 и λ_2 - длина волны сигнального и холостого излучения соответственно; ρ_s - длина когерентного взаимодействия. В отличие от ДК длина когерентного взаимодействия - переменная величина, периодически изменяющаяся с ростом фазовой расстройки и равная

$$\rho_s = |\sin(\Delta k l / 2 \cos \theta_3) / (\Delta k / 2)|, \quad (3)$$

где $\Delta k = (n_{30} / \lambda_3) - (n_{20} / \lambda_2) \cos \theta_1 - (n_1 / \lambda_1) \cos \theta_2$; θ_3 - угол между нормалью и оптической осью кристалла и волновым вектором накачки; θ_1 и θ_2 - углы вылета сигнального и холостого фотонов относительно волнового вектора накачки; n_{30} , n_{20} и n_1 - показатели преломления для накачки, сигнальной и холостой волны соответственно.

Спектральная мощность сигнала определяется выражением

$$P(\lambda) = \lambda_0 R(\lambda) P_0 / \lambda_1, \quad (4)$$

где λ_1 - длина волны излучения накачки; P_0 - мощность накачки.

Перейдем к числу сигнальных фотонов, излучаемых в единицу времени в единичный спектральный интервал. Очевидно, что

$$N_s = P(\lambda) \lambda_1 / c^2 \lambda_0^2 h \nu. \quad (5)$$

Из (4) и (5) получим

$$N_s = 10^4 \chi^2 \ell_0 P_0 (\lambda_1 - \lambda_0)^2 \lambda_1^2 \lambda_0^{-4}. \quad (6)$$

Выражение (6) описывает спектр СПР. Для удобства перепишем (6) в виде

$$N_s = 1_0 \ell_0 (\lambda_1 - \lambda_0)^2 \lambda_1^2 \lambda_0^{-4}. \quad (7)$$

Здесь мы пренебрегли зависимостью χ от λ и полагаем, что $P_0 = \text{const}$.

На рис. 2 приведен спектр СПР, рассчитанный по формуле (6) для кристалла LiNbO_3 . В расчетах использовались дисперсионные характеристики для показателей преломления, приведенные в работе [4]. Накачка 488 нм, $\vartheta_2 = 0^\circ$, синхронизм - КС.

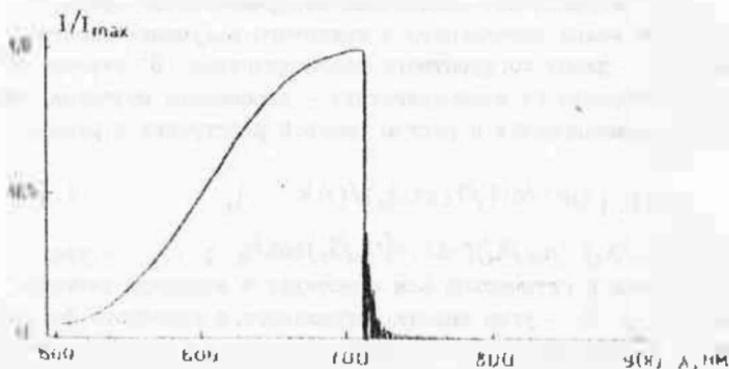


Рис. 2. Теоретический спектр СПР в кристалле LiNbO_3 .

Рис. 3 представляет участок этого спектра с увеличением в 5 раз.

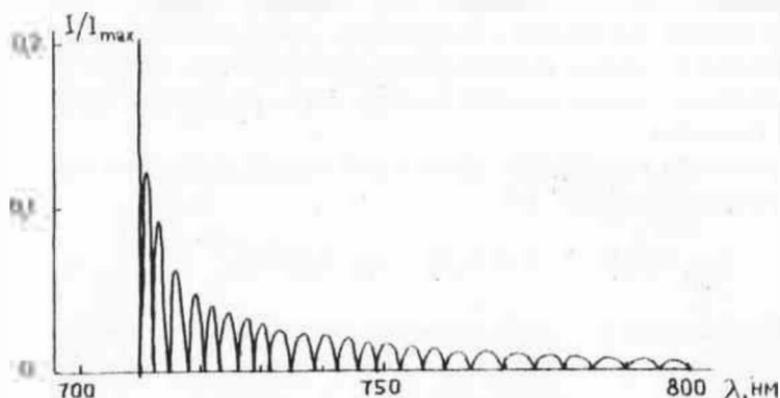


Рис. 3. Участок спектра СПР в LiNbO_3 с увеличением в 5 раз

Появление осцилляций в спектре СПР связано с функциональной зависимостью $\ell_{\Delta}(\Delta k)$. В кристалле LiNbO_3 (без примесей) для длин волн свыше 710 нм условия синхронизма не выполняются и Δk по мере увеличения λ , растет, что и приводит к осцилляциям.

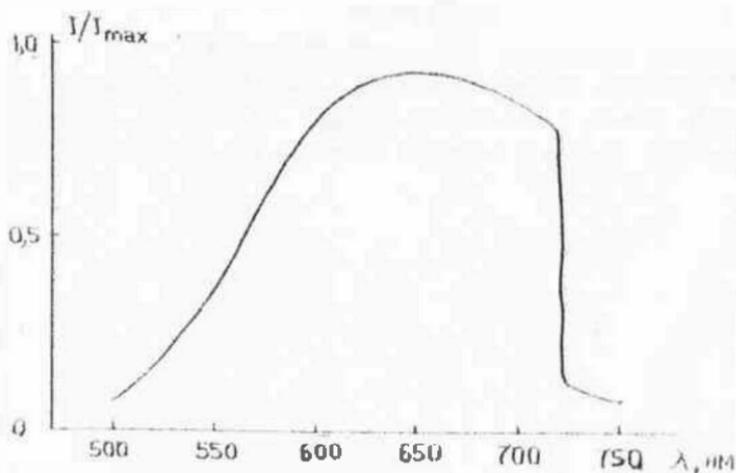


Рис. 4. Реальный спектр СПР в LiNbO_3

В подтверждение существования подобного эффекта на рис. 4 представлен спектр СПР, зарегистрированный ранее на спектральном комплексе КСВУ-23. Разрешить осциллирующую структуру на последнем спектре не удалось, по-видимому, из-за большого шага сканирования и слишком широких щелей монохроматора. Однако в длинноволновом участке данного спектра четко выделяется характерный пьедестал.

Рассмотрим, как связаны между собой период осцилляций и ДК. Из выражения (3) видно, что

$$L_{\text{ос}} = \pi / \Delta k \approx [2((\Delta n / \Delta \lambda) - (n_e - n_o) / \Delta \lambda)]^{-1} \quad (8)$$

причем аналогично $[I]$ здесь также расстояние между двумя смежными максимумами в осциллирующей части спектра СПР соответствует $2L_{\text{ос}}$.

В заключение отметим, что прямое экспериментальное наблюдение обнаруженных осцилляций в спектре СПР позволит не только определять ДК, но одновременно и контролировать однородность нелинейно-оптических материалов, причем это будет производиться не для фиксированной длины волны, а для любого участка спектра СПР.

Литература

1. Бломбергс Н. Нелинейная оптика. - М.: Мир, 1966.- 420 с.
2. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. - М.: Наука, 1989.-560 с.
3. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. - М.: Наука, 1980.-256с.
4. Кузьминов В.С. Ниобат и танталат лития. - М.: Наука, 1975.-233с.

КОГЕРЕНТНОЕ ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИЕ В ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

В качестве элементов фотоприемников и даже фотодетекторов могут быть использованы как полупроводниковые [1, 2], так и газовые [3-14] лазеры. В таких устройствах лазер одновременно излучает и принимает отраженную или рассеянную волну. Лазер работает в совмещенном режиме передачи и приема. Влияние отраженного излучения на режим генерации лазера объясняется по модели трехзеркального резонатора [4, 7] изменением граничных условий на выходном зеркале лазера [5, 12] или воздействием реактивной нагрузки на колебательную систему [14]. В большинстве из упомянутых работ [3-13] лазер является приемным элементом, но сигнал из лазера выводится в виде оптического излучения и фотоэлектрическое преобразование происходит на внешнем фотодетекторе. Исключением является работа [14], где автодинный сигнал регистрируется в цепи питания. При всех перечисленных выше вариантах нелинейные свойства активной среды лазера прямо не используются, эффект заключается в изменении режима генерации лазера под воздействием отраженного сигнала. Только в одной теоретической работе [2] рассматривается гетеродинирование в активной среде полупроводникового лазера в предположении неизменности его режима работы. Эксперименты же [1] относятся к использованию полупроводниковых лазеров в качестве приемных элементов в режиме прямого фотодетектирования, когда в момент приема лазер не излучает.

В настоящей работе рассматривается гетеродинирование в газовом лазере в предположении неизменности режима его работы и приводятся экспериментальные результаты приема сигнала с доплеровским сдвигом частоты газовым лазером без использования внешнего фотодетектора. Лазер работает в непрерывном совмещенном режиме: одновременно излучает и принимает отраженное от объекта излучение.

Будем решать задачу о взаимодействии излучения с активным веществом в резонаторе лазера по полуклассической теории Ламба [15-17]. Внутри резонатора лазера существуют параллельно поля двух стоячих волн: генерируемой волны $E_1(t, z)$ и отраженной от объекта волны $E_2(t, z)$. В комплексной форме

$$E_1(t, z) = E_{10}(t) \sin \frac{\omega_1 z}{v} e^{i(\omega_1 t + \varphi_1)}$$

$$E_2(t, z) = E_{20}(t) \sin \frac{\omega_2 z}{v} e^{i(\omega_2 t + \varphi_2)}$$

Пусть разность частот $\omega_1 - \omega_2$ достаточно мала и дисперсионной в среде можно пренебречь. Тогда фазовая скорость v для двух волн одинакова. При сложении полей двух волн возникает картина интерференции. В реальных условиях волна сигнального излучения образуется из генерируемой в лазере волны. Сигнальное излучение дважды проходит через зеркало лазерного резонатора, следовательно в процессе распространения и при отражении от объекта. Поэтому поле сигнальной волны намного меньше поля генерируемой в лазере опорной волны. Интенсивность суммарного поля стоячей волны в резонаторе с учетом $E_{20}(t) \ll E_{10}(t)$

$$I(t, z) = \frac{1}{2} E_{10}^2(t) \sin^2 \frac{\omega_1}{v} z + \\ + E_{10}(t) E_{20}(t) \sin \frac{\omega_1}{v} z \sin \frac{\omega_2}{v} z \cos (\omega_1 - \omega_2)t. \quad (I)$$

Вероятность стимулированных переходов пропорциональна интенсивности возбуждающего поля, и населенность возбужденного уровня уменьшается с повышением интенсивности оптического поля. Интенсивность суммарного поля в резонаторе лазера вызывает пространственную и временную модуляцию параметров активной среды. Согласно выражению (I) модуляция активной среды содержит составляющую на разностной частоте.

Задача состоит в определении связи свойств атомов активной среды с их электрическими параметрами. В теории Лэмба для газовых лазеров проблема связи электромагнитного поля со средой решается путем введения макроскопической электрической поляризуемости среды, которая играет роль источника поля в среде [15-17]. Тогда одномерное волновое уравнение в среде с проводимостью σ имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -j^0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$$

При малом затухании можно считать, что амплитуда волны за

один цикл колебаний внутри резонатора меняется мало и решение уравнения представляется в виде гармонических функций поля с медленно меняющимися амплитудами. Рассмотрим одномодовый лазер, работающий в режиме с заметным превышением порога, но далеким от насыщения, т.е. соблюдается линейная зависимость населенности верхнего уровня от интенсивности излучения. В приближении третьего порядка теории возмущений в случае подвижных атомов получено выражение для пространственной фурье-компоненты макроскопической поляризации в виде

$$P_n(t) = \frac{D^2 \bar{N} f}{2 \hbar K_u} \left\{ E_n(t) e^{-i\omega_n t - i\varphi_n(t)} \mathfrak{D}(\omega_n - \omega_{ab}) + \frac{\pi^{1/2} D^2}{\delta \hbar^2 f_0 f_1} E_n^2(t) e^{-i\omega_n t - i\varphi_n(t)} [\mathfrak{D}(\omega) - \mathfrak{D}(\omega_{ab} - \omega_n)] \right\}, \quad (2)$$

где D - модуль матричного элемента электрического дипольного момента перехода; \bar{N} - средняя объемная плотность разности населенностей; K_u - ширина доплеровского контура; f - ширина перехода; f_0 и f_1 - ширина возбужденного и основного уровней;

$E_n(t)$ - амплитуда поля n -й моды резонатора; $\mathfrak{D}(\omega_n - \omega_{ab})$ и $\mathfrak{D}(\omega_{ab} - \omega_n)$ - функции, известные из теории доплеровского уширения; ω_n - частота моды резонатора; ω_{ab} - частота перехода. При выводе выражения (2) предполагалось выполнение условия $K_u \gg \gamma$.

Второй член в фигурных скобках учитывает изменение населенности возбужденного уровня под действием электромагнитного поля.

Предполагаем, что разность частот сигнальной и генерируемой волн $\omega_1 - \omega_2$ меньше ширины полосы моды резонатора. Тогда с учетом $E_{10}(t) \gg E_{20}(t)$ можно считать, что в выражении (2) величина

$$E_n(t) = E_1(t) + E_2(t) \approx E_1(t)$$

и

$$E_n^2(t) = [E_1(t) + E_2(t)]^2 = E_{10}^2(t) + 2E_{10}(t)E_{20}(t) \cos(\omega_1 - \omega_2)t.$$

Компонента макроскопической поляризации активной среды, соответствующая n -й моде резонатора, может быть записана в виде

$$P_n(t) = [A + B E_{10}^2(t) + 2B E_{10}(t) E_{20}(t) \cos(\omega_1 - \omega_2)t] E_1(t), \quad (3)$$

где

$$A = \frac{D^2 N}{2 \pi K_u} z(\omega_n - \omega_{0B});$$

$$B = \frac{2^3 \pi^2 \gamma_a \gamma_b}{16 \pi^3 K_u \gamma_a \gamma_b} [D(0) + D(\omega_{0B} - \omega_n)].$$

Когда частота моды резонатора совпадает с частотой перехода $\omega_n = \omega_{0B}$, то $z(\omega_n - \omega_{0B}) = 1$, и частотная зависимость B при $\omega_1 = \omega_n$ определяется функцией

$$D(0) + D(\omega_{0B} - \omega_n) = \frac{1}{\gamma^2} \left[1 + \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{\gamma} \right)^2} \right].$$

Если ширина перехода $\gamma \gg \omega_1 - \omega_2$, то частотной зависимостью коэффициента B на разностной частоте можно пренебречь. В соответствии с (3) компонента эффективной электрической восприимчивости активной среды на частоте ω_1

$$\chi_{\omega_1}(t) = A + B E_{10}^2(t) + 2B E_{10}(t) E_{20}(t) \cos(\omega_1 - \omega_2)t. \quad (4)$$

Пространственная фурье-компонента вектора электрической индукции в активной среде на частоте ω_1

$$D_{\omega_1} = \epsilon_0 E_1(t) + P_1(t) = [\epsilon_0 + \chi_{\omega_1}(t)] E_1(t), \quad (5)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная.

Относительная диэлектрическая проницаемость активной среды на частоте ω_1

$$\epsilon_{\omega_1}(t) = 1 + \frac{A}{\epsilon_0} + \frac{B}{\epsilon_0} E_{10}^2(t) + 2 \frac{B}{\epsilon_0} E_{10}(t) E_{20}(t) \cos(\omega_1 - \omega_2)t. \quad (6)$$

Спектральная компонента объемной плотности энергии электромагнитного поля в активной среде на частоте излучения ω_1

$$W_{\text{изл}} = \frac{\epsilon \omega_1(t) E_{10}^2(t)}{2} \quad (7)$$

При работе лазера в режиме заметного превышения порога при изменении мощности накачки населенность возбужденного уровня не меняется и увеличение мощности накачки приводит к росту мощности излучения. Уравнение баланса энергии для активной среды в резонаторе лазера записывается в виде

$$P_{\text{вых}} = \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\epsilon \omega_1(t) E_{10}^2(t)}{2} dV + P_S = P_H, \quad (8)$$

где $P_{\text{вых}}$ - мощность выходного излучения; P_S - мощность потерь в резонаторе; $P_H = \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\epsilon E_0^2}{2} dV$ - мощность накачки; E_0 - амплитуда постоянного поля, возбуждающего лазер через механизм накачки. В стационарном режиме работы лазера $P_{\text{вых}} = \text{const}$ и $P_S = \text{const}$. Поэтому из уравнения баланса (8) вытекает условие

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\epsilon \omega_1(t) E_{10}^2(t)}{2} dV \right] = \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\epsilon E_0^2}{2} dV \right] \quad (9)$$

При постоянстве выходной мощности лазера в левой части уравнения (9) $E_{10} = \text{const}$. В правой части макроскопическая диэлектрическая проницаемость среды для возбуждающего поля $\epsilon = \text{const}$. Объем интегрирования слева и справа совпадает, поэтому равны и подынтегральные выражения. Членство (9) преобразуется к виду

$$\frac{1}{2} E_{10}^2 \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial t} \epsilon \omega_1(t) \right] = \epsilon E_0 \frac{d}{dt} \frac{\partial E_0}{\partial t} \quad (10)$$

Из соотношения (10) с учетом (5) и (6) получим переменную составляющую величины электрической индукции поля накачки в резонаторе

$$\frac{\partial D_0}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial E_{10}}{\partial t} = \frac{\epsilon E_0}{V_0} E_{10} E_{20} B (\omega_1 - \omega_2) \sin(\omega_1 - \omega_2)t. \quad (II)$$

При обычном гетеродинамном фотодетектировании на фотодетекторе ток детектора

$$i = e \eta \frac{e E_{10}}{h \nu} \cos(\omega_1 - \omega_2)t,$$

где W - волновое сопротивление.

Сравнивая это выражение с соотношением (II), с учетом подобия тока проводимости в фотодетекторе току смещения в активном элементе лазера, можно определить при методе регистрации электрической индукция величину параметра, эквивалентную квантовой эффективности фотодетектора:

$$\eta_D = \frac{E_{10}^2 W h \nu B (\omega_1 - \omega_2)}{2 E_0 e}. \quad (I2)$$

Интенсивность излучения лазера в стационарном режиме определяется соотношением [I7]

$$E_0^2 = \frac{4 \pi^2 \epsilon_0 \nu_0 \nu_L}{3 \rho^2} \left(\frac{N}{N_{пор}} - 1 \right).$$

Тогда выражение для η_D с учетом выражения для B имеет вид

$$\eta_D = \frac{\rho^2 N W \nu (\omega_1 - \omega_2)}{2 E_0 \kappa_u e} \left(\frac{N}{N_{пор}} - 1 \right). \quad (I3)$$

Ток смещения в трубке лазера и эквивалентный параметр η_D обратно пропорциональны напряженности поля накачки E_0 и пропорциональны разностной частоте $\omega_1 - \omega_2$.

Далее рассмотрим задачу регистрации поля электрической индукции. Трубка лазера является линейным источником электромагнитного поля, возбуждаемым током смещения с плотностью $\frac{\partial D_0}{\partial t}$ и частотой $\omega_1 - \omega_2$. При условии $\omega_1 - \omega_2 \ll \frac{v}{L}$, где L - длина активного элемента лазера, на расстоянии от трубки

$\tau \ll \frac{L}{v_1 - v_2}$ можно рассматривать поле как квазистационарное. На проводе длиной $l \ll L$, помещенном параллельно трубке, индуцируется сторонняя ЭДС:

$$U = \frac{\mu l}{2\pi} \frac{d}{dt} \int \frac{\partial D_0}{\partial t} dS,$$

где S - поперечное сечение трубки лазера.

Считая $\partial D_0 / \partial t$ средней плотностью тока смещения через поперечное сечение трубки, получаем с учетом (11) и (12) формулу для ЭДС, наводимой на элементе связи:

$$U = \frac{\mu l \omega^2 E_0^2 E_{10} E_{20} B (\omega_1 - \omega_2)^2}{2 E_0} \cos(\omega_1 - \omega_2) t \cdot \\ \cdot \frac{\mu l \omega^2 E_{10} E_{20}}{w h \nu} Q \cos(\omega_1 - \omega_2) t, \quad (14)$$

где Q - добротность трубки.

Входящая в формулу (14) величина компонента поля со собственной частотой внутри резонатора E_{20} может быть выражена через напряженность поля отраженного излучения, падающего на входное зеркало лазера E_c . Тогда

$$U = \frac{\mu l \omega^2 E_0^2 B (1 - R_1) Q (\omega_1 - \omega_2)^2}{2 E_0 \left[Q^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 + 1 \right]^{1/2}} E_c \cos(\omega_1 - \omega_2) t, \quad (15)$$

где R_1 - коэффициент отражения выходного зеркала лазера по мощности; Q - добротность резонатора.

Коэффициент преобразования по мощности лазерного фидертектора при $\omega_1 = \omega_0$ определяется как отношение мощности на нагрузке элемента связи $P_H = \frac{U^2}{R_H}$ к мощности оптического сигнала на выходе лазера P_{Bx} :

$$K_p = \frac{P_H}{P_{Bx}} = \frac{\mu^2 l^2 \omega^4 E_0^2 E_{10}^2 E_{20}^2 B^2 W (\omega_1 - \omega_2)^4 (1 - R_1) Q}{16 E_0^2 R_H \left[Q^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 + 1 \right]}.$$

где W представляет собой волновое сопротивление активной среды.

Характерным для фотодетектирования в активной среде является зависимость эффективности преобразования от разностной частоты. Эта зависимость определяется тремя обстоятельствами. Во-первых, с увеличением ω_1, ω_2 пропорционально растет эквивалентная квантовая эффективность, позволяемая на элементе связи ЭДС растет как $(\omega_1 - \omega_2)^2$ и коэффициент преобразования по мощности увеличивается как $(\omega_1 - \omega_2)^4$. Такая зависимость отсутствует при автопринном эффекте. Тогда уровень сигнала с ростом разностной частоты уменьшается [14].

Во-вторых, когда разностная частота становится сравнимой с полосой активного резонатора, будет сказываться уменьшение эффективности преобразования за счет расстройки частоты ω_2 относительно резонансной $\omega_{H1} = \omega_1$ (второй член в знаменателе выражения (15)). Полоса резонатора обычно заметно уже полосы активного вещества, и в таком случае частотную зависимость коэффициента B на разностной частоте можно практически не учитывать.

В-третьих, эффективность преобразования ограничена инерционностью активного вещества, что приводит к нарушению условия (9). Эта зависимость может быть определена по характеристике модуляции выходного излучения переменным составляющим тока питания.

Экспериментальные исследования проведены с применением $He-Ne$ лазера на волнах 0,63, 1,15 и 3,39 мкм и лазера на CO_2 . Качественно результаты измерений на различных длинах волн совпадают.

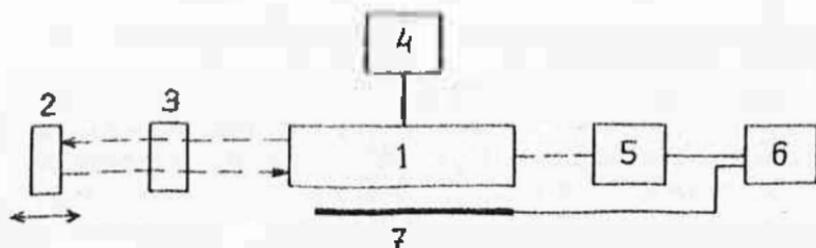


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1-регулятор мощности и источник питания; 2-движущееся зеркало; 3-нейтральный ослабитель; 4-регулятор мощности и источник питания; 5-фотопелектор; 6-двухлучевой осциллограф; 7-элемент связи

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

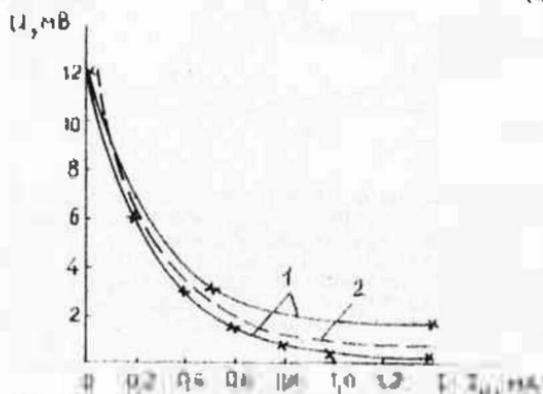
Излучение лазера попадает через нейтральный ослабитель на диодную трубку вдоль оси лазера зеркала. Отраженное от зеркала излучение

доопереженным сдвигом частоты проходит вторично через ослабитель и попадает обратно в резонатор лазера. Формирующийся в активной среде лазера сигнал на разностной частоте индуцирует напряжение на проводе, расположенном параллельно оси лазера и перпендикулярной близости от его трубки. Контрольный сигнал с помощью детектатора с обратного конца лазера. Сигналы с раз-

ности частотой от активной среды лазера и фотодетектора наблюдаются на экране двухканального осциллографа. В ходе эксперимента двухкановой осциллограф замещался анализатором спектра.

По картинке флюидных осечки на экране анализатора спектра можно судить о стабильности режима генерации лазера. При более низком уровне отраженного от внешнего зеркала 2 сигнала наблюдается выходящее из резонанса явление генерации, вследствие переналаженного ослабителя позволяет это явление избежать.

С увеличением тока возбуждения i (внешнего питания трубки E_0) уровень сигнала на разностной частоте увеличивается (рис. 2). Система экспериментально хорошо соответствует зависимости вида $1/E_0$ (см. формулу (14)).



Уменьшение уровня сигнала разностной частоты из активной среды лазера от тока возбуждения:
1-сигнал, обнаруженный в результате опыта при $U_0 = 10$ - лазером разностной генерации; 2-температурно-зависимый.

Напротив, сигнал с флюидно-связью в виде проволочного провода, расположенного внутри лазера, увеличился вместе с увеличением тока возбуждения, таким образом, характерно поведение сигнала от i в соответствии с формулой (14). Увеличение тока возбуждения привело к увеличению сигнала от i в соответствии с формулой (14).

увеличения общей длины элемента связи на величину сигнала не влияет.

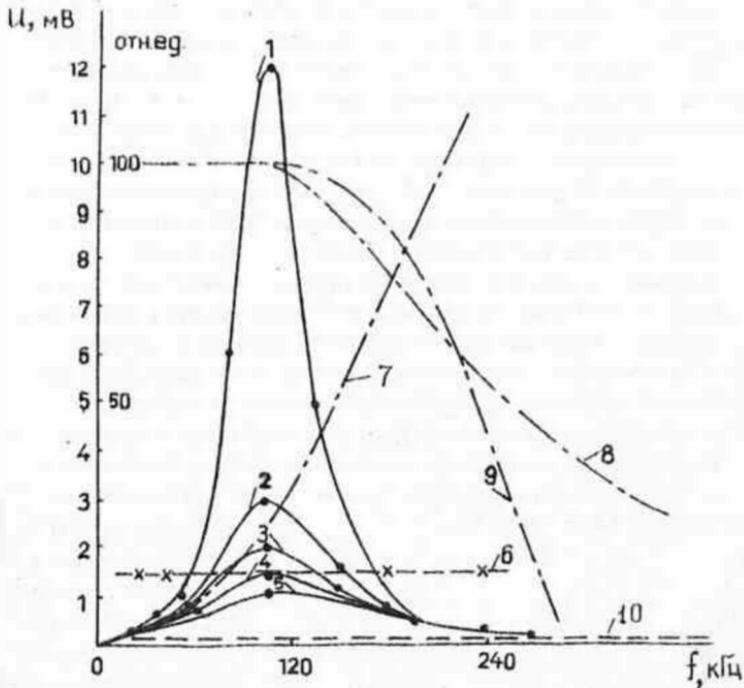


Рис. 3. Частотная зависимость величины электрического сигнала на различной частоте f , регистрируемой из активной среды лазера при различных точках возбуждения i : 1- $i = 7.8$ мА; 2- $i = 8.3$ мА; 3- $i = 9.5$ мА; 4- $i = 10$ мА; 5- $i = 12$ мА; 6 сигнал от внешнего фотодиода; 7-эффективность преобразования; 8-интенсивность моды резонатора; 9-характеристика токовой модуляции; 10-уровень шума.

Снятая экспериментально частотная зависимость сигнала из активной среды $He - Ne$ - лазера на волне 0.63 мкм при различных величинах тока возбуждения приведена на рис. 3 (кривые 1-5). В пределах наблюдаемого участка частот величина сигнала на внешнем фотодетекторе (кривая 6) от частоты не зависит. Для срав-

нения на этом же рисунке приведены типичные характеристики трех факторов, определяющих частотную зависимость сигнала на разностной частоте f : кривая 7 представляет собой свойственную данному эффекту зависимость f^2 (см.(1)), кривая 8 описывает форму линии резонатора (см.(15)), кривая 9 является характеристикой токовой модуляции излучения лазера. Для $He - Ne$ - лазера в области частот ниже 100 кГц снятая экспериментально характеристика хорошо описывается теоретической зависимостью f^2 . На более высоких частотах влияние конечной ширины моды резонатора и иным образом инерционность газовой среды приводит к спаду амплитуды сигнала. Независимо от типа $He - Ne$ - лазера этот спад имеет место на частоте около 200 кГц. Таким образом, сигнал, выделяемый из активной среды $He - Ne$ - лазера, имеет характерный пик на частоте около 100 кГц. Величина сигнала, полученная путем регистрации электрической индукции из активной среды лазера, на частотах, близких к оптимальным, превышает уровень сигнала, регистрируемого от внешнего фотоиода.

Следует отметить, что снятая экспериментально характеристика токовой модуляции $He - Ne$ - лазера соответствует большому току его возбуждения. При меньших токах возбуждения характеристика токовой модуляции имеет немонотонный характер. При малых токах разряда частотный отклик модулирующей интенсивности на малые возмущения и концентрации атомарной определяется временем жизни атомов гелия в метастабильном состоянии, так как становится существенным процесс заселения нижнего рабочего состояния неона через метастабильные уровни. Влияние этого процесса приводит к подъему модуляционной характеристики начиная с частот 60-70 кГц. Дальнейший спад характеристики обусловлен конечным временем жизни состояния гелия. На характеристике токовой модуляции появится подъем на частоте около 100 кГц. Этот эффект влияет также на частотную характеристику сигнала на разностной частоте, выделяемой из активной среды лазера, так как его происхождение связано с механизмом возбуждения лазера.

Фотографии сигналов разностной частоты из активной среды лазера, снятые с экрана двухлучевого осциллографа, приведены на рис. 4. Доплеровский сдвиг частоты при этом создавался колеблющимся по гармоническому закону зрением. Для сравнения приведены

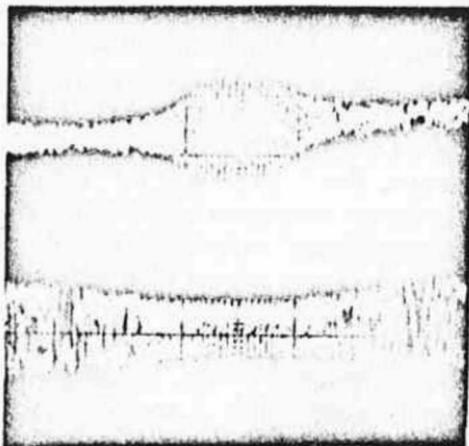


Рис. 4. Вид сигнала разностной частоты на экране двухлучевого осциллографа: сверху - сигнал от активной среды лазера; внизу - сигнал от внешнего фотодетектора

10^{-3} Вт. Рассчитанные по формулам (II)-(I6) параметры при характерных значениях входящих в них величин для He-Ne-лазера $K_{\alpha} = 10^9$ Гц, $f_0 \approx f_0 = 10^8$ Гц, $L = 1$ м, $E_0 = 1000$ В/м, $a = 0,005$ м имеют следующие значения: $\eta \approx 10^{10} (\omega_1 - \omega_2)$; $u \approx 6 \cdot 10^{-18} E_{20} \ell (\omega_1 - \omega_2)^2 \approx 6 \cdot 10^{10} E_c \ell (\omega_1 - \omega_2)^2$; $G_p \approx 10^{-20} (\omega_1 - \omega_2)^4$. На разностной частоте 100 кГц входной мощности 10^{-9} Вт соответствует величина электрического сигнала около 10^{-3} Вт, что находится в хорошем согласии с данными эксперимента.

Для лазера на CO_2 эффективность преобразования выше из-за большего усиления в активной среде. Однако спад частотной характеристики, обусловленный инерционностью активной среды, имеет место на частотах порядка 10^4 Гц. Из-за более низких величин возможных разностных частот уменьшается эффективность преобразования и большее усиление в активной среде в данном случае не приводит к росту амплитуды регистрируемого электрического сигнала.

На основе приведенных выше экспериментальных данных и их теоретической интерпретации можно заключить, что когерентное фотодетектирование в активной среде газового лазера может иметь

сигналы одновременно по картинке сигнала на выходе фотодетектора. Первый сигнал с увеличением частоты доплеровского сдвига увеличивается, второй - из-за инерционности используемого фотодетектора уменьшается.

Величина зарегистрированных с элемента связи сигналов около 10^{-3} Вт при уровне мощности отраженного сигнала на входе лазера

место, если рачностная частота не выходит за контур моды резонатора и не превышает предельную частоту токовой модуляции излучения. Величина сигнала, регистрируемого из активной среды лампы, по порядку величины совпадает с уровнем сигнала от внешнего фотодетектора и при оптимальном режиме может превышать этот уровень.

Литература

1. ... *Electron Lett.* - 1977, **V.14**, - P.553-554.
2. Казарян Р.А., Сурис Р.А. Гетеродинный прием света инжекционным лазером // *ЖТМ*, - 1974, - Т.66, вып.3, - С. 1067-1078.
3. Белоусова И.М., Данилов О.Б., Запругаев А.С. Экспериментальное исследование нелинейных процессов в ОКТ на смеси газов гелий-неон // *ЖТМ*, - 1970, - Т.40, вып.2, - С. 405-407.
4. Белоусова И.М., Данилов О.Б., Запругаев А.С. Исследование спектра излучения He-Ne-ОКТ при амплитудной модуляции обратным сигналом с доплеровским сдвигом частоты // *ЖТМ*, - 1971, - Т.51, вып.5, - С.1028-1033.
5. Герштейн У.Д. Воздействие отраженного сигнала на работу лазера // *Изв.вузов СССР. Радиофизика*, - 1973, - № 4, - С.526-530.
6. Герштейн У.Д., Степанов Д.Т. Обнаружение и измерение малых обратных отражений лазерного излучения // *Изв.вузов. Радиофизика*, - 1973, - № 4, - С.531-536.
7. Годлевский А.П., Зуев В.Е., Иванов А.К., Копитин Ю.Д. Новый метод лазерного зондирования атмосферы, основанный на приеме эхо-сигнала на лазер // *ДАН*, - 1982, - Вып. 267, - С.343-347.
8. Годлевский А.П., Иванов А.К., Копитин Ю.Д. Высококочувствительный газоанализ атмосферы на основе внутррезонаторного лазерного приема рассеянного излучения // *Квант. электроника*, - 1982, - № 9, - С. 2007-2012.
9. Годлевский А.П., Копитин Ю.Д., Лазарев С.В. Исследование флуктуаций фазы ИК излучения в турбулентной атмосфере методом внутррезонаторного лазерного приема // *Квант. электроника*, - 1986, - № 6, - С. 1301-1304.
10. Казарян Р.А., Минаканян Т.А. Характеристики внутррезонаторного метода приема ИК оптического сигнала в атмосфере и

повышение его помехоустойчивости // Квант. электроника. - 1987.- № 3.- С. 607-609.

11. Godlevskii A.P., Gordov V.P., Romashovskii Ya.Ye. et al. Parametric laser resonator theory // Appl. Optics. 1987.- II 3.- P. 1607-1611.
12. Churnside J.D. Signal-to-noise in a backscattered Doppler Velocity Meter // Appl. Optics.- 1984.- II 23.- P. 2101-2106.
13. Churnside J.D. Backscattered Doppler Velocity Meter // Appl. Optics.- 1984.- II 23.- P. 2101-2106.
14. Тумашов Е.И., Левин Б.В., Губин А.С. Автодинамический эффект в газовых лазерах // Изв. вузов. Радиофизика.- 1978.- № 9.- С. 1260-1267.
15. Лавр У. Теория оптических лазеров // Квантовая оптика и квантовая радиофизика.- М.: Мир, 1966.- С. 281-370.
16. Ханни Я.М. Квантовая радиофизика. - М.: Сов. радио, 1975.- Т.2. 496 с.
17. Мейтленд А., Дани М. Введение в физику лазеров.- М.: Наука, 1978.- 407 с.

Синхронная регистрация флуктуаций электромагнитного поля разнесенными приемниками лежит в основе решения широкого круга научно-технических задач. С ней связаны задачи пеленгации и дальнометрии, исследования пространственно-спектральных характеристик импульсных электромагнитных полей в СВД диапазоне, территориального распределения источников грозовых разрядов и многие другие. Известны разностно-дальномерные системы пеленгации источников импульсных сигналов в СВД диапазоне с разнесением приемных пунктов на десятки-сотни километров [1]. Получение информации о пеленге в них основано на измерении временного интервала между моментами прихода сигнала в разнесенные приемные пункты. Точностные характеристики этих пеленгаторов определяются достижимой точностью привязки шкал времени регистрирующих пунктов, что предполагает наличие какого-либо канала связи между пунктами. В ряде случаев в разностно-дальномерных системах для передачи информации можно использовать радиорелейные линии, сличая шкалы времени по сигналам СВД радиостанций. Однако этот способ возможен лишь при наличии разветвленной сети ретрансляторов.

Тенденции развития пеленгационной техники связаны с идеей построения малобазовых систем синхронной регистрации сигналов с разнесением приемных пунктов до нескольких километров [2, 3]. Уменьшения базис приводит к увеличению степени корреляции регистрируемых сигналов, но при этом значительно возрастают требования к точности регистрирующей аппаратуры и используемому каналу синхронизации. Так, для базиса $d = 2$ км угловые ошибки местоопределения менее 1° могут быть обеспечены, если погрешность синхронизации шкал времени разнесенных пунктов не будет превышать нескольких десятков наносекунд.

Из современных каналов связи такую высокую точность синхронизации могут обеспечить лишь волоконно-оптический и атмосферный лазерный каналы. С учетом необходимости обеспечения высокой мобильности малобазового пеленгатора остается только атмосферный оптический канал синхронизации.

Лазерный канал обеспечивает синхронную работу задающих генераторов трехпунктового малобазового пеленгатора. Аппаратура канала синхронизации располагается в центральном пункте и трех удаленных от него и друг от друга на несколько километров (от 0,1 до 5 км) выносных пунктах. Управление аппаратурой и синхронизация шкал времени выносных пунктов осуществляется из центрального пункта по трем автономным лазерным линиям связи. Структурная схема аппаратуры центрального пункта приведена на рисунке. В состав аппаратуры входят три лазерные линии связи, каждая из которых обеспечивает связь с соответствующим выносным пунктом. В состав каждой линии центрального пункта входят лазерный излучатель, фотоприемное устройство, электронный модуль синхронизации и связи и один для трех линий связи эталонный стандарт частоты 50 МГц. Аналогично построена аппаратура выносных пунктов, в каждом из которых имеется оптико-электронный приемопередатчик с задающим генератором 50 МГц.

Принцип синхронизации шкал времени выносных пунктов основан на периодической передаче по линиям связи информации о фазе сигналов эталонного генератора центрального пункта в выносные пункты, где осуществляется коррекция фазы сигналов местных задающих генераторов. В состав электронных модулей синхронизации и связи каждого из пунктов регистрации входят устройство фазовой коррекции, кодирующее и декодирующее устройства. Устройство фазовой коррекции формирует из сигналов задающего генератора сдвинутые друг относительно друга на 10 нс десять импульсных последовательностей, а также осуществляет амплитудный и фазовый анализ импульсов на выходе фотоприемника, принятых по лазерному каналу связи. Лазерный импульс с выхода фотоприемника поступает на амплитудный селектор с порогами H_0 , H_1 и H_2 , причем $H_0 < H_1 < H_2$. По превышению порога H_0 осуществляется привязка к импульсу и фазовый анализ, в результате которого выясняется временное положение принятого импульса относительно временного "окна", сформированного из импульсов местного задающего генератора. По превышении порогов H_1 и H_2 осуществляется амплитудный анализ, в результате которого для синхронизации используются только те импульсы, амплитуды которых удовлетворяют условию $H_1 < A < H_2$. По результатам амплитудного и фазового анализа принимается решение о наличии синхрони-



Структурная схема аппаратуры центрального пункта

зации или рассинхронизации генераторов на величину ± 10 нс. В последнем случае осуществляется переход на ту или другую тактовую последовательность (шкалу времени). Это позволяет поддерживать синхронизм задающих генераторов разнесенных приемных пунктов с погрешностью ± 10 нс.

В качестве передатчика в канале синхронизации используется импульсный полупроводниковый инжекционный лазерный излучатель. Для повышения скорости передачи информации использована дискретная фазово-импульсная модуляция (ДФИМ), при которой N бит информации преобразуются в один импульс, передаваемый по каналу связи, временное положение которого может соответствовать одной из $M = 2^N$ позиций на временном интервале, предоставляемом для передачи и принимаемом цикловым интервалом. Задача приема ДФИМ сигналов состоит в определении временного положения принятого импульса на цикловом интервале, являющегося при наличии синхронизации синхронной копией циклового интервала на передающей стороне. Для этой цели используется пороговый приемник. ДФИМ обеспечивает постоянство средней частоты следования импульсов и средней мощности лазера при увеличении в N раз скорости передачи информации.

Кодирующее устройство формирует цикловые интервалы, цикловые синхроимпульсы и информационные импульсы. Цикловый интервал поделен на две части, в одной из которых передается в канал цикловый синхроимпульс, а на любой из 512 позиций другой части - информационный импульс. При этом информационные импульсы передаются в канал на каждом цикловом интервале, а синхроимпульсы - через один цикловый интервал, т.е. с "прореживанием". Кроме того, цикловые и информационные импульсы сдвинуты друг относительно друга на половину периода тактовой частоты. По этим признакам можно осуществить их селекцию на приемной стороне.

Селекцию и обеспечение цикловой синхронизации осуществляет декодирующее устройство. Критерием наличия цикловой синхронизации является приход импульса по каналу связи в момент переполнения циклового счетчика на приемной стороне. В других случаях принимается решение об отсутствии цикловой синхронизации. При этом вырабатывается сигнал, разрешающий коррекцию циклового счетчика по выделенному синхроимпульсу.

В качестве излучателя в канале синхронизации используется импульсный полупроводниковый лазер ИЛИИ-105. Генератор накачки лазера построен на токовых ключах 155 ШИТ и мощном транзисторе КТ42Б, в коллекторную цепь которого включена первичная обмотка трансформатора лазера [4]. Длительность лазерных импульсов 100 нс при длительности фронтов 15 нс. Максимальная амплитуда импульса тока 6,5 А. Мощность в импульсе 12 Вт при частоте следования импульсов 12 кГц. Длина волны генерируемого излучения 0,9 мкм. Диаметр передающей линзы 50 мм.

Фотоприемное устройство построено на обратносмещенном фотодиоде ФД-24 К и быстродействующем трансимпедансном усилителе. Постоянная времени фотоусилителя 40 нс. Диаметр приемной апертуры 130 мм. Дальность действия линий связи 5 км. Длительность лазерных импульсов 100 нс. Частота следования лазерных импульсов 12 кГц. Мощность в импульсе 12 Вт. Относительная нестабильность частоты задающих генераторов $5 \cdot 10^{-10}$. Погрешность синхронизации - 10 нс.

Литература

1. Кононов И.И., Петренко И.А., Снегуров В.С. Радиотехнические методы местоопределения грозовых очагов.-Л.: Гидрометеоиздат, 1986.-С.221.
2. Хефли, Линфилд, Дэвис. Система для радиопеленгирования на сверхдлинных волнах// Зарубежн. радиоэлектроника.-1988.- № 3.-С.15-24.
3. Александровский В.И., Васильев И.И., Комар М.В. и др. Измерительный комплекс для синхронной регистрации СВЧ сигналов на малых базах // Прием и анализ сверхнизкочастотных колебаний естественного происхождения: Тез. докл. II Всесоюз. конф. 16-17 сентября 1987 г.- Воронеж, 1987.-С.101.
4. Васильев И.И., Комар М.В., Лисовский Н.Л., Мащенко В.И. Генератор накачки полупроводникового инжекционного лазера//Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации: Тез. докл. III Всесоюз. конф. 11-13 ноября 1987 г.-Таллинн, 1987.-С.55.

КОРРЕКЦИЯ РАСТРА В ЛАЗЕРНЫХ УСТРОЙСТВАХ ВЫВОДА
ИНФОРМАЦИИ

Лазерные растровые устройства записи и отображения графической информации (ЛВУЗИ) обеспечивают формирование выводимых из ЭВМ изображений с большой разрешающей способностью и тем самым позволяют преодолеть ограниченную информационную емкость поля отображения современных дисплеев. В то же время пределы производительности существующих ЛВУЗИ, определяемые быстродействием систем модуляции и строчной развертки лазерного записывающего пучка, оставляют желать лучшего. Повышение производительности возможно при обеспечении точной записи информации на предельных скоростях сканирования носителя изображения и при использовании для записи обратного хода развертки [1].

Устройство лазерной записи, структурная схема которого представлена на рис. 1, имеет наилучшие на сегодняшний день технические параметры [2]. Строчная развертка лазерного пучка (ЛП) осуществляется резонансным электромеханическим дефлектором (ЭМД), а для модуляции интенсивности луча используется акустооптический модулятор (АОМ). Управление АОМ осуществляется с помощью буферной памяти (БП), в которой содержится информация, предназначенная для записи на носитель в текущей строке растра. Текущее положение лазерного пучка внутри строки определяется датчиком накаливающего типа, выполненного на основе интерферометра с дифракционной решеткой [1].

Данные из ячеек БП считываются синхронно с импульсными сигналами датчика. Таким образом, адрес запрашиваемой ячейки памяти однозначно соответствует текущей координате строчной развертки.

Однако АОМ вносит существенную временную задержку сигнала управления ЛП. Обусловленное ею смещение позиций растрелемента (РЭ) зарегистрированного на носителе по некоторому синхронизационному датчику положения относительно позиции ЛП на носителе, в которой он находился в момент формирования этого син-

получила, определяется формулой [2]:

$$\Delta = \bar{v} \tau, \quad (1)$$

где Δ - вектор смещения РЗ; \bar{v} - вектор скорости сканирования; τ - длительность задержки. Из формулы (1) следует, что смещение РЗ зависит от скорости сканирования.

Рассмотрим причины возможных изменений скорости сканирования. На рис. 2 представлены траектории сканирования при различных наклотах строчной развертки. На рис. 3 условно показаны погрешности, возникающие при формировании раstra. Если на протяжении и единичных векторы скорости остаются постоянными, то все РЗ будут смещены на одинаковое расстояние, что приводит к сдвигу всего изображения без его искажения. Такой сдвиг будем называть ошибкой первого рода. Деформации изображения, вызванные изменением абсолютной величины скорости в процессе записи, определяем как ошибку второго рода ($\Delta_{\bar{v}} = \Delta_L, \Delta_{L-1}$ на рис. 3), которая в отличие от первой меняется в зависимости от $|x|$. Искажения при ошибке второго рода характеризуются изменением масштаба изображения вдоль строчной развертки. Наконец, ошибка третьего рода ($\Delta_{\bar{v}}$ на рис. 3) имеет низкую повторяемость РЗ и различные знаки в соседних строках. При этом вследствие нарушения связности между соседними РЗ изображение может быть искажено до неузнаваемости.

Особенностью использования интерферометрического датчика является необходимость привязки его выходной импульсной последовательности к абсолютным координатам носителя (или к позиции первого РЗ сканируемой строки на носителе). При однонаправленном сканировании импульс, определяющий начало записи, формируется одним концом датчика. При двунаправленном сканировании для привязки четных и нечетных строк необходимо установить два датчика. Если они будут удалены друг от друга на расстояние, большее, чем размер записываемой строки на величину

$$\Delta_{\bar{v}} = 2 \bar{v} \tau, \quad (2)$$

то при пилообразной симметричной развертке устраняется ошибка третьего рода. Величину $\Delta_{\bar{v}}$ (2) может быть заранее измерена и зафиксирована в виде числового кода N , равного количеству импульсов датчика положения точка, укладывающихся на расстоянии



Рис. 1. Структурная схема лазерного устройства вывода информации



Рис. 2. Виды строчной развертки

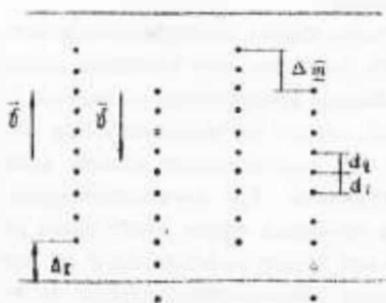


Рис. 3. Искажения при формировании raster изображения:
 $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4$ — ошибки первого, второго, третьего
 ряда соответственно

Δ_{III} . При сканировании нечетных строк последние N позиций для записи не используются, но фиксируются перед изменением направления сканирования. Эти N позиций учитываются при определении момента начала записи четных строк.

Смещение Δ_{III} может быть также измерено число-импульсным методом. В качестве задающей последовательности при число-импульсном кодировании следует использовать выходной сигнал датчика положения. При подсчете импульсов датчика на временном интервале код смещения определяется формулой

$$N_i = 2 \int_{f_i}^{f_{i+1}} f_c(t) dt - f_c(t) \text{max} = 2f_i t_i \quad (3)$$

где i - номер нечетной строки; f_i - частота импульсов датчика положения в конце сканирования i -й нечетной строки; N_i - число импульсов датчика положения, укладываемое в пределах одной строки между позицией, которой соответствует последний импульс в нечетной строке, и позицией, которой соответствует первый импульс следующей четной строки. Очевидно, что при определении расстояния между концевыми датчиками необходимо использовать максимальное значение N . В этом случае для каждой строки автоматически учитываются возможные изменения скорости сканирования вследствие биений амплитуды колебаний зеркала строчного ЭИД.

При гармонической развертке, когда скорость в пределах сканируемой строки меняется по косинусоидальному закону, указанный способ позволяет полностью устранить ошибку третьего рода только на начальных и конечных участках строки. Для коррекции на средних участках весь диапазон сканирования разбивается на равные зоны, длина которых должна превышать смещение Δ_{III} . Сверху длина зон ограничивается расстоянием, в пределах которого deviation скорости для четных и нечетных строк можно пренебречь. Для нечетной строки число-импульсным методом определяется смещение Δ_{III} в каждой j -й зоне. В пределах зон скорость сканирования считается постоянной. Числовые коды, соответствующие смещениям, запоминаются в отдельных регистрах. При сканировании следующей четной строки по каждому синхрипульсу датчика, соответствующему началу записи в j -й зоне, производится замена текущего адреса обращения к БИ на адрес, определяющий начало зоны. Номер этого синхрипульса определяется по коду величины смещения Δ_{III} . При такой коррекции ошибка третьего рода в пределах

всей строки не превышает элементарного шага датчика положения пучка.

Прием, связанный с модификацией текущего адреса, может быть использован и для коррекции ошибки второго рода, имеющей место при гармонической развертке. Адрес должен измениться с учетом скорости сканирования. Значение скорости определяется числом импульсов датчика положения, приходящихся на некоторый заданный интервал времени $T_{инт}$. Значение $T_{инт}$ выбирается из условия

$$T_{инт} < m/T_{acc}, \quad (4)$$

где T_{acc} — максимальное ускорение при сканировании строки, s^{-2} ; m — число шагов датчика, соответствующее допустимой ошибке записи. Коррекция осуществляется путем модификации адреса через равные периоды времени $T_{инт}$ на величину, не превышающую m и равную разнице между числом импульсов, поступивших в течение текущего интервала, и числом импульсов, поступивших в течение предыдущего интервала времени.

В случае, если модификация адреса по скорости сканирования будет использоваться только при записи четных строк ($T_{инт}$ следует выбрать в 2 раза меньше рассчитанного по (4)), то, как и при модификации адреса по зонам, ошибки третьего рода будут устранены, а ошибки второго рода сохранятся.

Анализ рассмотренных способов коррекции погрешностей rasterовой записи в ЛУЗОИ показывает принципиальную возможность записи неискаженных изображений при использовании различных вариантов строчной развертки, в том числе и тех, при которых достигаются пределы производительности ЛУЗОИ.

Литература

1. Диепровский Э. П., Усильев Т. П., Лесков А. П. и др. Расчет элементов линейных сканирующих систем. — Изв. ВУЗов СВЯЗ, 1980, — 9, 348.
2. Диепровский Э. П., Ковальчук В. Г., Рогов В. М. и др. Ускоренное rasterовое устройство для цифровых изображений в цвет, анализ ошибок релейной аппаратуры на примере ЦТД-27. Проблемы и методы управления. — 1980, 200, — 4, 200-204.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ CO_2 -ЛАЗЕРОВ МАЛОЙ МОЩНОСТИ С ВОДОЙ

Расширить сферу применения, раскрыть новые возможности лазерной обработки материалов можно на пути развития новой технологии — лазерной гидродинамической обработки [1, 2], заключающейся в обработке материалов лазерным излучением в среде технологической жидкости.

Вопрос взаимодействия лазерного излучения мощностью 0,5...3,0 кВт на длине волны 10,6 мкм с жидкостями исследовался в работе [1]. Целью настоящей работы является дальнейшее экспериментальное изучение этого процесса при мощности излучения до 100 Вт.

Согласно [1] сфокусированное излучение CO_2 -лазеров вызывает образование в жидкости парогазового канала. Очевидно, что для уменьшения энергетических потерь на парообразование лазерную гидродинамическую обработку материалов необходимо проводить в условиях образования канала максимальной глубины. По этой причине эксперименты проводились с целью оптимизации условий формирования канала в воде и построения математической модели зависимости глубины канала от варьируемых факторов.

Эксперименты проводили на исследовательском стенде с CO_2 -лазером ИЛПН-709 мощностью непрерывного излучения до 100 Вт. Излучение мощностью (85 ± 10) Вт направлялось нормально поверхности дистиллированной воды и фокусировалось линзами из CaF_2 и KCl . В качестве варьируемых факторов были выбраны факторы, оказывающие существенное влияние на размеры канала: фокусное расстояние линзы F (50...350 мм), положение перетяжки луча относительно поверхности жидкости ΔF ($-20...+20\%$ от F), температура воды t (20...100°С). Функцией отклика являлась глубина парогазового канала.

Обработку результатов экспериментов осуществляли на ЭВМ методами теории оптимизации функции и теории вероятностей [3, 4] по методике, изложенной в работе [5]. Регрессионные модели строили в форме полинома второй степени:

$$Y = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i x_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n a_{ij} x_i x_j, \quad (1)$$

где Y — значение функции отклика; a_0, a_i, a_{ij} — коэффициенты регрессии; x_i, x_j — значения i -го и j -го факторов; n — число варьируемых факторов.

Так как установленные экспериментальные зависимости глубины канала от варьируемых факторов не аппроксимировались с достаточной точностью квадратичной формой, то ввели функциональные преобразования координатных осей факторного пространства, спрямляющие эти экспериментальные зависимости:

$$x_i = f_i(X_i'), \quad (2)$$

где i — номер фактора; X_i' — значение i -го фактора в натуральных координатах; x_i — значение i -го фактора в преобразованных координатах.

Вид выпрямляющих подстановок (2) находили по графикам экспериментальных зависимостей рассматриваемой функции отклика от i -го фактора [3, 6]. Правильность подобранных функций (2) определяли по адекватности полученной на ЭВМ регрессионной модели (1).

В результате обработки экспериментальных данных получена следующая регрессионная модель, позволяющая рассчитать глубину пароголового канала в воде:

$$H(F, \Delta F, t) = 6,2 + 34,8 X_1 - 0,3 \cdot 10^{-3} X_2 + 0,27 \cdot 10^{-1} X_3 - 0,3 \cdot 10^{-3} X_1 X_2 + 0,102 X_1 X_3 - 0,18 \cdot 10^{-4} X_2 X_3 - 106 X_1^2 - 0,15 \cdot 10^{-4} X_2^2 + 0,3 \cdot 10^{-6} X_3^2, \quad (3)$$

где

$$X_1 = \left(\frac{F}{350} \right)^2 \exp \left[- \left(\frac{F}{110} \right)^2 \right]$$

$$X_2 = \Delta F \sqrt{2000 - 2 \Delta F^2},$$

$$X_3 = \exp \left(\sqrt{\frac{t}{3}} \right)$$

— выпрямляющие подстановки.

Разработанная регрессионная зависимость позволяет проана-

изировать характер изменения глубины канала от варьируемых факторов. Наибольшее влияние на отклик оказывает температура воды и расфокусировка, меньшее – фокусное расстояние.

Графики зависимостей глубины канала от расфокусировки при различных значениях F и t показаны на рис. 1.

Устойчивый паргазовый канал возникает при плотности мощности порядка 10^3 Вт/см², что соответствует расфокусировке 20%. Уменьшение расфокусировки вызывает рост глубины канала, являющейся максимальной при $\Delta f = -3...+3\%$. При возрастании фокусного расстояния влияние расфокусировки на глубину канала уменьшается, что связано с падением плотности мощности излучения в фокальном пятне (кривая 2). Повышение температуры воды ведет к смещению кривой в сторону увеличения глубины канала (кривая 3).

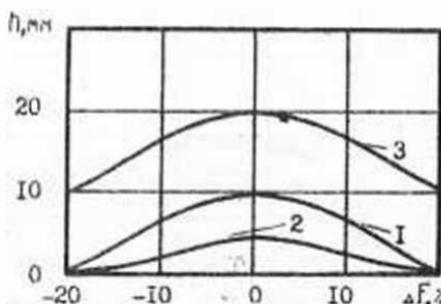


Рис. 1. Влияние расфокусировки на глубину паргазового канала в воде:

1 - $F = 350$ мм, $t = 20^\circ\text{C}$; 2 - $F = 100$ мм, $t = 20^\circ\text{C}$; 3 - $F = 100$ мм, $t = 100^\circ\text{C}$.

Сильная расфокусировка (более 35%), соответствующая плотности мощности 10^2 Вт/см², вызывает в месте падения луча на глубине до 5 мм интенсивное пузырьковое парообразование.

Вследствие роста глубины канала с возрастанием фокусного расстояния, большая глубина канала обеспечивается линзами с большими фокусными расстояниями. Однако при $F > 150$ мм плотность мощности из-за увеличения диаметра фокального пятна падает настолько, что дальнейшее увеличение F вызывает уменьшение глубины канала (рис. 2).

Повышение температуры воды вызывает уменьшение энергии, требуемой для образования канала, и, следовательно, ведет к объ-

зависимости каналов с большей глубиной (кривая 3) и смещению максимума глубины в сторону увеличения фокусного расстояния, т.е. на глубину канала сильное влияние оказывает также совместное воздействие температуры и фокусного расстояния. Поскольку при больших значениях относительной расфокусировки плотность мощности излучения на поверхности жидкости зависит главным образом от величины относительной расфокусировки и почти не зависит от диаметра фокального пятна (а следовательно, и от F'), то с увеличением расфокусировки зависимость глубины от F уменьшается (кривая 2) и при $\Delta F > 12\%$ глубина канала не зависит от фокусного расстояния фокусирующей системы (кривая 4).

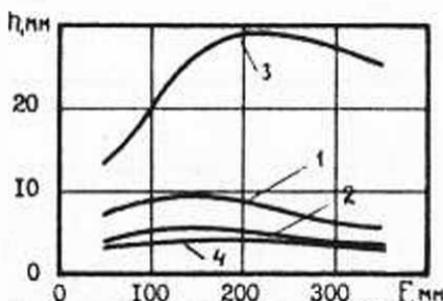


Рис. 2. Влияние фокусного расстояния на глубину парогазового канала:
 1 - $\Delta F = 0$, $t = 20^\circ\text{C}$; 2 - $\Delta F = 10\%$, $t = 20^\circ\text{C}$; 3 - $\Delta F = 0$, $t = 100^\circ\text{C}$; 4 - $\Delta F = 15\%$, $t = 20^\circ\text{C}$

В связи с описанными выше особенностями влияния факторов на глубину канала рост температуры воды при небольших фокусных расстояниях ведет к незначительному увеличению глубины канала (рис. 3, кривая 1). Наиболее интенсивный рост глубины канала наблюдается при $F' = 200$ мм (кривая 2). При дальнейшем увеличении фокусного расстояния кривая смещается вниз по оси ординат (кривая 3).

Экспериментально установлено наличие интенсивного аномального течения: от дна парогазового канала в глубь воды. По фотографиям траектор пузырьков пара оценена величина скорости этого течения, оказавшаяся равной 0,1...0,5 м/с.

Таким образом, оптимальными по энергетическим потерям яв-

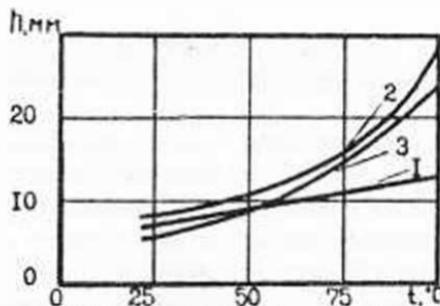


Рис.3. Влияние температуры воды на глубину парогазового канала:

1 - $\Delta F = 0$, $F = 50$ мм; 2 - $\Delta F = 0$, $F = 200$ мм;
3 - $\Delta F = 0$, $F = 350$ мм.

яются следующие режимы лазерной гидродинамической обработки материалов: температура воды - 100°C , расфокусировка - $-3...+3\%$, фокусное расстояние оптической системы - 200 мм. При температуре воды 20°C обработку следует проводить с расфокусировкой $-3...+3\%$ и фокусным расстоянием 150 мм.

Исследования показали, что указанные режимы позволяют осуществлять лазерную обработку под слоем воды с минимальными затратами на образования канала (на более 5% мощности излучения). Например, лазерная гидродинамическая резка подстирола с указанными режимами обеспечивает практически те же глубины прорезания, что и газолазерная резка.

Литература

1. Сливак А.В. Взаимодействие излучения CO_2 лазеров с жидкостями // ДАН. - 1986. - Т.290, № 5. - С.1107-1111.
2. Арауов М.И., Джумабеков Ж.И., Конов В.И. и др. Лазерное сверление металлов под водой // Письма в ЖТФ. - 1987. - Т.13, - №17. - С.1055-1058.
3. Ядерный П.И., Мехаринский Е.И. Планирование эксперимента в машиностроении. - Мн.: Выш. шк., 1985. - 286 с.
4. Брезерман Э.М., Мучник И.В. Структурные методы обработки экспериментальных данных. - М.: Наука, 1983. - 164 с.
5. Аверченко А.Ф., Мемчунов М.И. // Тез. докл. I Всесоюз. симпозиум. "Механика и физика разрушения композитных материалов и конструкций". - Ужгород; Львов: Ин-т механики АН УССР, 1988. - С.153.
6. Рыбасенко В.Д. Элементарные функции. - М.: Наука, 1987. - 416 с.

В.В.Грузинский, А.А.Редько, В.А.Сучков
ПРОСВЕТЛЕНИЕ ПАРОВ ПЕРИЛЕНА В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Основной целью проводимых исследований электрических разрядов в парах многоатомных органических соединений является выяснение механизмов возбуждения, ионизации и диссоциации молекул [1]. В настоящей работе рассматриваются особенности просветления паров перилена в разряде постоянного тока.

Продольный разряд создавался в газоразрядной кювете, которая размещалась в печи таким образом, что электроды и окна находились вне зоны нагрева. В качестве газа-носителя применялся гелий при давлении 133 Па. Во всех экспериментах газоразрядная кювета помещалась в резонатор лазера с целью увеличения чувствительности измерений и устранения сигнала, обусловленного интенсивной флуоресценцией молекул.

Оптическая однородность положительного столба разряда в парах перилена изучалась с помощью гелий-неонового лазера на длинах волн 632 и 1152 нм. Зондирование показало, что изменение интенсивности генерации на обеих длинах волн при включении импульсного или постоянного разрядов в парах перилена не наблюдается. Кроме того, при этом не изменялась модовая картина излучения, что также свидетельствует о высокой оптической однородности зондируемой активной зоны.

Спектрально-люминесцентные свойства паров перилена ранее рассматривались в [2]. На рис.1 приведены спектры синглет-синглетного (1) и триплет-триплетного (2) поглощения [3], флуоресценции в разряде постоянного тока (3).

Длина волны излучения гелий-кадмиевого лазера 441,6 нм попадает на край полосы поглощения. До включения разряда определялось начальное пропускание $T_0 = I_n/I_0$, где I_n и I_0 - интенсивность лазерного излучения, прошедшего через газоразрядную кювету при наличии и отсутствии в ней паров перилена. Измерения показали, что при давлении $p = 133$ Па $T_0 = 0,73$. При увеличении коэффициента поглощения k (с ростом давления паров) мощность генерации уменьшалась при $k = 10^{-6}$ см $^{-1}$, $T_0 = 0,7$, а при $k = 5 \cdot 10^{-6}$ см $^{-1}$, $T_0 = 0,2$ генерация отсутствовала.

При возникновении разряда в кивете наблюдалось увеличение пропускания паров перилена, которое определялось из отношения $T_p = I_p / I_0$, где I_p - интенсивность лазерного излучения, прошедшего через положительный столб разряда в парах перилена. Например, когда начальное пропускание $T_0 = 0,8$, при плотности тока разряда $= 7В$ и $200 А/м^2$ $T_p = 0,95$ и $0,98$, а при $T_0 = 0,63$ и тех же величинах $T_p = 0,63$ и $0,68$.

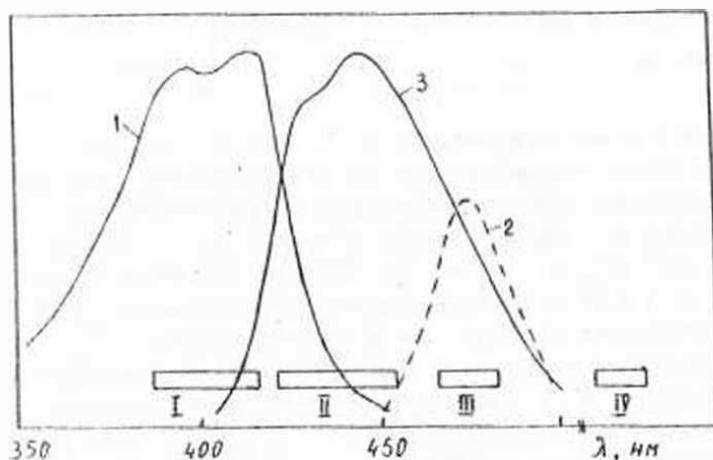


Рис. 1. Спектры синглет-синглетного (I) и триплет-триплетного поглощения (2) и флуоресценции в разряде постоянного тока (3)

Для изменения длины волны зондирующего излучения в дальнейшем использовался лазер на основе растворов органических соединений. Накачка производилась излучением второй гармоники (Nd^3) на рубине. Используемые для зондирования активные среды и окисидный пояс генерации приведены ниже в таблице. На рис. 1 показано спектральное положение пояса генерации этих растворов.

Используемые активные среды и их длины волны генерации

№ п/п	Активная среда	λ , нм
I	2-(4-Бифенилил)-5-фенилоксазол в диоксане	392
II	1,4-Ди-2-(5-толилоксазолил)бензол в диоксане	425
III	1,2-бис(5-Дифенилоксазол)этилен в диоксане	475
IV	Родамин 6Ж в этаноле	572

Полоса генерации активной среды I (см.рис. I) совпадает с максимумом поглощения паров перилена. При увеличении плотности тока в газоразрядной кювете наблюдается рост интенсивности генерации. При $p = 12$ Па пропускание $T_0 = 0,32$, $T_p = 0,78$ для $I = 130$ А/м² и $T_p = 0,96$ при $I = 210$ А/м². Повышение давления паров до $p = 44$ Па приводит к уменьшению не только T_0 , но и T_p при одинаковой (с предыдущим p) плотности тока.

Полоса генерации активной среды II попадает на длинноволновый край полосы поглощения паров перилена. В этом случае, наряду с изменением мощности генерации от плотности тока, происходит смещение полосы генерируемого излучения в длинноволновую сторону. При переходе от $p = 44$ Па к $p = 160$ Па это смещение увеличивается в результате увеличения поглощения в данной области спектра.

Поскольку активная среда III, спектр генерации которой находится в области T-T поглощения паров перилена, обладала низкой воспроизводимостью параметров генерации в длинном резонаторе, не удалось получить четкую зависимость T_p от плотности тока. Наблюдалась некоторая тенденция к понижению T_p при больших I , и резкого влияния T-T поглощения не обнаружено.

Спектр генерации активной среды IV расположен значительно длинноволнее спектров поглощения и флуоресценции паров перилена, поэтому в данном случае уменьшается возможность проявления потерь, связанных с внутримолекулярными процессами. Измерения показали, что в спектрах генерации практически не наблюда-

ется каких-либо изменений при увеличении плотности тока.

Таким образом, зондирование положительного столба разряда в парах перилена на различных длинах волны показывает, что с увеличением плотности тока в кювете происходит просветление я полюса синглет-синглетного поглощения. Этот эффект не может быть обусловлен только разрушением молекул в электрическом разряде. На рис.2 показаны зависимости интенсивности флуоресценции молекул перилена от j в двух частях сечения разрядной трубки одинаковой площади: центральной (кривая 1), выделяемой диафрагмой и периферийной (кривая 2), когда центральная закрывалась диском. Видно, что в периферийной части наблюдается обычное для разряда насыщение интенсивности флуоресценции. В центральной части при больших j интенсивность флуоресценции после достижения максимума незначительно падает, по-видимому, из-за разрушения молекул. При том же давлении паров $p = 44$ Па показана зависимость (кривая 3) T_p от j , полученная при зондировании излучением гелий-кадмиевого лазера. На сопоставления кривых на рис.2 следует, что по мере роста плотности тока увеличивается как интенсивность флуоресценции, так и пропускание паров. В данных условиях электрического разряда этот факт указывает на слабое разрушение молекул при столкновениях с электронами (при сильном разрушении интенсивность флуоресценции должна резко уменьшаться с ростом j ввиду низкой скорости диффузии молекул из остротки кюветы в активную зону).

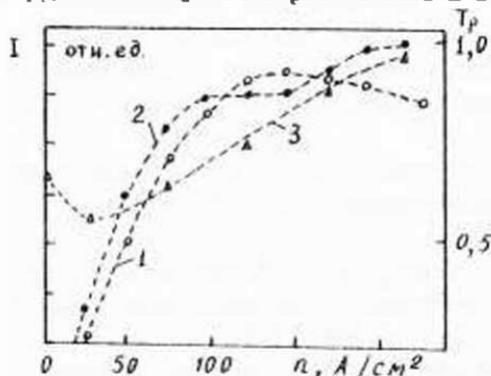


Рис.2. Зависимость интенсивности флуоресценции паров перилена от плотности тока разряда (положение в тексте)

Поскольку уменьшение концентрации молекул в триплетном состоянии в результате заселения низлежащих триплетного состояния в разряде постоянного тока незначительно, главным процессом, ответственным за прорисовку спектров, можно считать ионизацию молекул. Во-первых, анализ спектров потерь энергии электронов в парах перилена [4] показывает, что сечение ионизации молекул по крайней мере на два порядка по сравнению с сечением возбуждения синглетных состояний. Во-вторых, при изучении эффекта катодорыва [5] в разряде постоянного тока в парах перилена при давлении $p = 10^{-4}$ Па сечение ионизации оказалось порядка $3 \cdot 10^{-23}$, т.е. значительно выше величин, характерных для того же разряда в парах бензола. В настоящих экспериментах степень ионизации молекул должна быть еще больше, поскольку давление паров значительно ниже (почти на порядок) и увеличение эффективной температуры электронов указывает на преобладающую роль процесса ионизации в образовании основного синглетного состояния. Образование отрицательных ионов в положительном столбе разряда также может уменьшать концентрацию молекул.

Список литературы

1. Борисевич И.А., Грузинский В.В. Люминесценция свободных сложных молекул при электрическом возбуждении // Изв.АН СССР. Сер. физ. - 1982. -Т.46, №2. -С.399-405.
2. Грузинский В.В. Применение универсального соотношения к структурным спектрам флуоресценции и поглощения паров ароматических молекул // Изв.АН СССР. Сер. физ. - 1983. -Т.27, №4. -С.580-583.
3. Lehnrole C., Formochiho S.I. Triplet-triplet absorption spectra of aromatic vapors // J. Mol. Spectr. - 1974. - V.53, N3. - P.489-492.
4. Грузинский В.В., Казачков С.М., Коротков С.А. и др. Спектры потерь энергии электронов, рассеянных молекулами перилена в газовой фазе // ЖФХ. - 1986. -Т.44, №2. -С.225-229.
5. Sakurai T., Watanabe S. Cathodoresis and dissociation of dye vapors in a positive column of direct-current glow discharge // J. Appl. Phys. - 1982. -V.53, №5.- P.3511-3515.

II. МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

СПЕЦИФИКА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ШИРОКООБЛАСТНЫХ ФЭУ С ОЭС-ФОТОКАТОДАМИ В СИСТЕМАХ ВРЕМЯКОРРЕЛИРОВАННОГО СЧЕТА ФОТОНОВ

Функциональные возможности современной аппаратуры для измерения динамики временных процессов методом многоканального времякоррелированного счета фотонов ограничиваются в основном характеристиками существующих фотодетекторов. Полупроводниковые счетчики фотонов хотя и обладают высокой чувствительностью в ближней ИК области, но из-за малого размера фотоприемной площадки (около 0,2 мм) не нашли широкого практического применения [1, 2]. По-прежнему, основными фотодетекторами в одноквантовой фотометрии остаются фотоумножители. Расширение же возможностей фотоумножителей достигается в первую очередь за счет использования новых фоточувствительных материалов и специальных систем умножения [3].

Современная спектрофотометрия значительно расширила свои возможности при использовании фотоумножителей, имеющих фотокатоды с отрицательным электронным средством (ОЭС). Достоинствами таких приборов являются высокая световая чувствительность фотокатода (до 1000 мкА/лм), малый темновой ток (10^{-9} А) и широкая область спектральной чувствительности (200-930 нм для ФЭУ с GaAs-фотокатодом и 200-1200 нм для ФЭУ с InAs-фотокатодом).

Отечественной промышленностью выпущен серийный ряд фотоумножителей - ФЭУ-155, -156, -157 с монокристаллическим GaAs-фотокатодом. Применение непрозрачных ОЭС-фотокатодов, работающих на отражение, предопределило конструктивно реализацию бокового оптического входа, что позволяет создавать компактные фотоприемные устройства на базе этих приборов. Специальная система фокусировки электронных лавин обеспечила острую их фокусировку и эффективный сбор фотоэлектронов на центральную часть первого динода (ограничив попадание термоэлектронов с нерабочих участков фотокатода). За счет высоких коэффициентов вторичной электронной эмиссии медно-алюминиево-магниевых динодов и сбора электронов достигаются коэффициенты умножения ФЭУ до 10^6 . Эти же факторы предопределили субнаносекундное разрешение приборов

и опноэлектронном режиме [4]; длительность же импульсной характеристики на полувысоте составляет около 2 нс. У данных приборов также мала вероятность последодействия, так как фотокатод расположен вне оси умножительной системы.

При использовании быстродействующих фотоумножителей с субнаносекундным разрешением, к которым относится и ФЭУ-157, возникает необходимость учета ряда специфических эффектов, которые не проявляются у менее скоростных приборов. Среди них в первую очередь следует выделить пространственные вариации временного разрешения и времени прохождения сигналов по фотокатоду. В импульсной фотометрии они могут привести к увеличению длительности импульсной характеристики аппаратуры, а в свододальнометрии и оптической локации - к уменьшению точности измерения расстояния [5].

Анализ происходящих в ФЭУ явлений показывает, что пространственные вариации их временных параметров определяются процессами формирования сигналов в промежутке от фотокатода до третьего диода. Проявлением их являются зависимости от координат на фотокатоде:

- а) флуктуаций времен пролета электронов, вызванных разбросом начальных скоростей фотоэлектронов;
- б) дисперсии времен прохождения сигнала в умножительной системе;
- в) времен прохождения сигналов, которые определяются неодинаковостью путей фотоэлектрона.

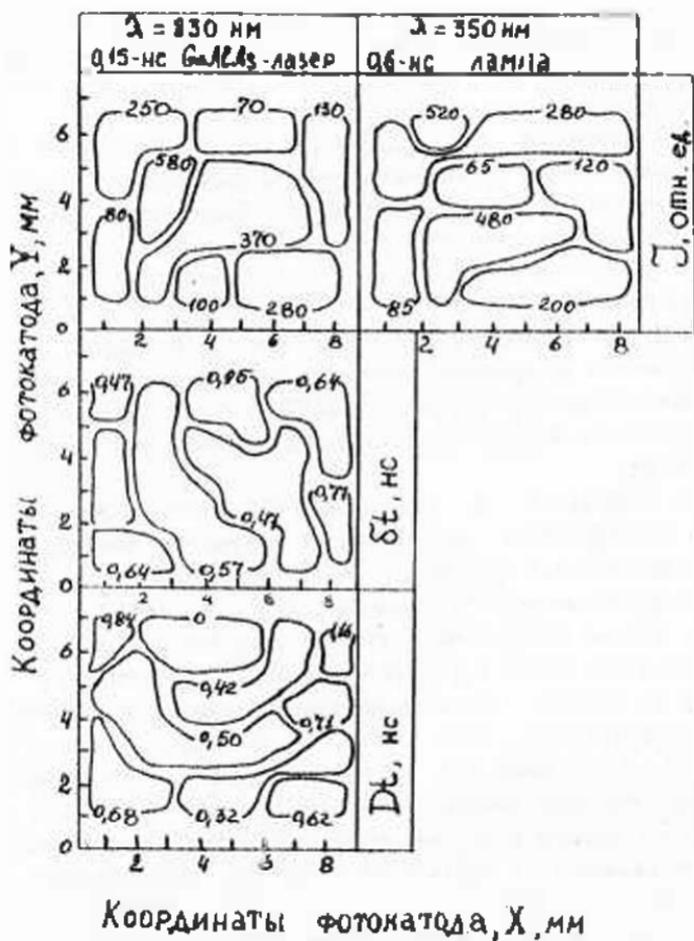
Минимизация вклада отмеченных факторов достигается в первую очередь за счет конструктивных решений, а также за счет оптимизации рабочих режимов ФЭУ. Конструктивные пути улучшения временного разрешения - введение специальных фокусирующих электродов в катодной камере, применение диодов с большими коэффициентами вторичной электронной эмиссии и ряд других [6]. Наиболее важным при этом является реализация высокой однородности ускоряющего электрического поля вблизи фотокатода. Неконтролируемые при производстве вариации параметров приходится компенсировать за счет подбора индивидуального режима питания.

Длинные по пространственным вариациям временных параметров ФЭУ не приводятся в документацию на них, отсутствуют они

практически в научной и технической литературе. Для изучения указанных параметров в ИВВ ИИИ создана установка на базе оптического вычитательного анализатора **КТА-1024** и платы модуля **КАМАК** для времякоррелированного счета фотонов; временной записи и времяамплитудного преобразователя **М**. В качестве источника коротких световых импульсов использовались С, В- и газоразрядная лампы и С, В- и инжекционный гетеродинам. Исследованиями каждого ФЭУ предшествует подбор оптимального режима питания на счет вспомогательных отдельных микроскопических инверсий. На рисунке представлены распределения световой ионной чувствительности η , разрешены во времени δt и различия времен прохождения сигнала Dt на фотокатоде лампы ФЭУ-157, параметры которых являются характеристическими для данных приборов. Прежде всего следует выделить три основных показателя характеристик для разных длин волн. Это выделительность и влияние разброса начальных скоростей фотоэлектронов на эффективность их сбора. Этот фактор становится у быстродействующих электронно-оптических преобразователей (ЭОП) как один из основных, ограничивающих пределное разрешение во времени Δt . При этом у данных ФЭУ с продвижением в УФ диапазоне зона максимальной чувствительности уменьшается, как бы расширяется, что может быть причиной ошибок при фотометрировании протяженных объектов.

Области фотокатода с наилучшим разрешением во времени для ФЭУ-157 не совпадают в точности с областями наибольшей чувствительности. Это сложнее ситуации с наложением времен прохождения сигналов. Минимальное значение Dt отмечается для областей сравнительно малой чувствительности, что может быть причиной ошибок при использовании ФЭУ в составе оптических спектроанализаторов и локаторов.

Для отдельных областей фотокатодов ФЭУ-157 достигается высокое разрешение во времени и чувствительности, чему способствует высокий квантовый выход фотокатода, эффективный сбор фотоэлектронов и термализация фотоэлектронов в арсениде галлия [9]. Однако в целом зонно-дисперсионные характеристики данных приборов существенно варьируются; причинами этого являются локальные неоднородности электрического поля в катодной камере. При использовании ФЭУ-157 в составе субнаносекундных флуорометров и



Распределение светового и видной чувствительности J , раз —
 ршения по времени δt и различным временам прохождения сигнала Dt по фотокатоду 10У 10?

прецизионных светодальномеров следует ограничивать размеры светового пятна на фотокатоде или же учитывать его трансформации при интерпретации полученных результатов.

Литература

1. Кова С., Лонгоин А., Андронни А. О возможности получения субнаносекундного разрешения при помощи лавинных диодов для счета отдельных фотонов // Приборы для научных исследований. - 1981. - Т. 52. - № 3. - С. 81-87.
2. Воропай В.С., Дмитриев С.М., Ермелицкий Ф.А., Чернинский А.Ф. Использование лавинных фотоприемников для регистрации коротких световых импульсов в ближней ИК области // Импульсная фотометрия. - Л.: Машиностроение, 1986. - Вып. 9. - С. 102-106.
3. Барковский А.Г., Гезанин В.А., Зайдель И.Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. - М.: Радио и связь, 1988. - 272 с.
4. Ермелицкий Ф.А., Чернышаский А.Ф., Шевцов В.А. Реализация 200 пс разрешения во времени одноквантовым фотоумножителем с GaAs фотокатодом // Тез. докл. 13 ВНИИ "Высокоскоростная фототриграфия, фотоника и метрология быстропротекающих процессов". - М., 1987. - С. 68.
5. Воропай В.С., Дмитриев С.М., Ермелицкий Ф.А., Шевцов В.А. Неоднородности пространственно-временных характеристик быстродействующих фотоумножителей ФЭУ-157 // Тез. докл. Всесоюз. конф. "Метрология в дальнометрии". - Харьков, 1988. - С. 131-133.
6. Бабелар Д. Отклик фотоумножителей различных типов и его зависимость от длины волны в режиме счета отдельных фотонов с корреляцией во времени с предельным разрешением 47 пс (ШШВ) // Приборы для науч. исследований. - 1986. - Т. 57, № 6. - С. 71-82.
7. Дмитриев С.М., Ермелицкий Ф.А. Комплект модулей для кинетической одноквантовой флуориметрии // ПТЭ. - 1988. - № 4. - С. 224-226.
8. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. - М.: Наука, 1978. - 431 с.
9. Лифшиц Т.М., Мусатов А.Д., Коротких В.Д. и др. Эффективные фотозуммирующие с отрицательным электронным средством // Проблемы современной радиотехники и электроники. - М.: Наука, 1987. - С. 195-217.

ВОЛНОВО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Эксплуатация сложных технологических систем по их текущему состоянию предъявляет повышенные требования к скорости нарастающего контроля и диагностики. Особую проблему при этом составляет получение информации о параметрах и состоянии контролируемых объектов, воспринимаемых в процессе их нормального функционирования. Статистические методы контроля позволяют в некоторой мере исключить ресурс наработки, но не исключают аварийных ситуаций, наличие достоверной измерительной информации, распределенной по различным уровням диагностирования, обеспечивает принципиальную возможность создания автоматизированных информационно-измерительных систем и комплексов дефектоскопии и диагностики.

Более общим случаем является оценка фактического состояния объектов, которые в процессе эксплуатации не создают специфических информационных полей, т.е. они не генерируют первичную информацию. Тогда наряду с задачей восприятия и передачи появляются проблемы пространственной локализации контролируемых зон и возбуждения этой информации, что в условиях безопасности и трудноразрешимости требует существенных трудозатрат.

Оптическая информация имеет ряд преимуществ, обеспечивающих выработку перспективу практического применения оптических методов и средств неразрушающего контроля. Оптическое излучение в проходящем, рассеянном или отраженном свете создает пространственный портрет контролируемого объекта, посредством которого формируется портрет источника информации. В условиях сложных, особенно динамических объектов более достоверно оценивать их изменчивость по пространственной информации. Исследование физических свойств объекта по множеству точек, составляющих его пространственную структуру, обеспечивает объективное отражение реальных физических процессов и их пространственно-временную взаимосвязь.

Ограниченное применение оптических средств неразрушающего контроля обусловлено сложностями транспортировки как стимулирующего излучения к объектам диагностирования, так и первичной информации в пункты ее обработки. Однако наличие пассивных и активных

ний информации при использовании оптических средств решаются более эффективно.

В волоконно-оптических преобразователях техника геометрической информации используется преимущественно как традиционный метод в неразрушающего контроля, т. е. в волоконной оптике (1). Методы и средства волоконной оптики позволяют существенно упростить задачу поиска и преобразования оптической информации и повысить надежность технических средств. В волоконно-оптических, механических и электронных элементах устройства созданы прецеденты для оптимизации средств измерения и измерениями техники. Информационно-измерительный метод таких средств обеспечивает рациональный выбор метода, элементов и параметров с учетом метрологических, технологических и эксплуатационных требований, а также режима работы объекта и условий окружающей среды. Рационализация оптических средств, основанная на приеме информации позволяет реализовать информационный процесс на уровне, что особенно важно в условиях пространственной ограниченности, труднодоступности, ограниченных размеров и массы, повышенной агрессивности среды, пыли и капель различной фракции природы.

В зависимости от характера задачи объекту контроля и оптической информации волоконно-оптические преобразователи относятся на методы зондирования, проецирования и внутривидения (2). При проецировании по различной контрастности элемент объекта и фона фиксируется темнее изображением, несущим информацию о его параметрах и свойствах. Для передачи и преобразования стимулирующего излучения и изображения используются функциональные элементы волоконной и геометрической оптики.

Для контроля объектов, расположенных на некотором расстоянии от пунктов приема и обработки первичной информации, применяется волоконно-оптическое зондирование. Оно предполагает выделение измерительной информации из рассеянного объектом оптического излучения. Здесь особую задачу представляет поиск и локализация адресной информации, ориентация и фиксация приемника по отношению к источникам информации.

Внутривидение строится на восприятии диффузно отраженного излучения и по отражательной способности объекта и фона диагностируется объект. При внутривидении важное значение имеет выбор

структуры информационно-измерительных средств поэлементной передачи оптических изображений, несущих измерительную информацию о характерных особенностях объекта. Волоконная оптика позволяет реализовать параллельный съем и передачу изображений по его канализованному каналу с последующей обработкой средствами оптоэлектроники.

Для систем централизованного контроля более перспективны внутренние волоконно-оптические первичные преобразователи (зонды, датчики, адаптеры, сенсоры и т.д.), обеспечивающие управляемую часть требуемой технологической информацией [3]. При некотором увеличении стоимости повышается оперативность диагностирования таких объектов и надежность их функционирования. При технологическом контроле в процессе производства, испытаний и регламентных проверок эффективнее универсальные информационно-измерительные средства, укомплектованные быстро перенастраиваемыми периферийными волоконно-оптическими устройствами.

Возможность подучения и преобразования измерительной информации обеспечивает широкую область практического применения волоконно-оптических преобразователей для дистанционного контроля и измерений размеров и формы, фотометрического контроля, эндоскопии, пираметрии и других задач. В совокупности с традиционными методами контроля волоконно-оптические преобразователи расширяют диапазон применения акустических, электромагнитных, тепловых и других устройств, повышая их коммутируемость, помехоустойчивость и производительность. При этом функциональные элементы волоконной оптики более рационально решают задачи поиска, пространственной ориентации чувствительных элементов и доступа к невидимым зонам и областям.

Автоматизированная обработка первичной информации средствами волоконной оптики и микропроцессорной техники обеспечивает современный уровень информационно-измерительной техники. Алгоритмизация этих задач повышает производительность и метрологические характеристики технических средств и упрощает условия работы обслуживающего персонала.

Таким образом, методы и средства волоконной оптики обеспечивают принципиальную возможность создания высокоэффективных средств технологического контроля. В совокупности с оптоэлектроникой, лазерной и микропроцессорной техникой более эффективно

реализуются информационные процессы для задач возбуждения, восприятия, преобразования и обработки первичной информации. При высокой коммуникобельности и помехозащищенности волоконно-оптические преобразователи, как универсальные функциональные элементы технических систем, отличаются улучшенными динамическими и эксплуатационными характеристиками.

Литература

1. Марков П.И., Шаповалов В.М. Волоконно-оптические преобразователи в приборах технологического контроля. — М.: Наука и техника, 1984. — 110 с.
2. Марков П.И., Кеткляч А.А., Сеттарев Д.К. Волоконно-оптическая интроскопия. — Л.: Машиностроение, 1987. — 286 с.
3. Коныхов Н.Е., Плет А.А., Марков П.И. Оптоэлектронные контрольно-измерительные устройства. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 152 с.

И.Ф. Поляничков

МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ В ОПТИЧЕСКОМ ТРАКТЕ ЛАЗЕРНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Качество интерференционной картины лазерного интерферометра в значительной степени определяется стабильностью мощности излучения лазера и качеством элементов оптической части.

В оптическом тракте интерферометра возникает шум, вызванный наличием дефектов изготовления оптических элементов, наличием пыли и флуктуации атмосферы в промазке информационного плеча. С физической точки зрения преломления, возникающие на пути когерентных пучков в интерферометре, представляет собой амплитудные и фазовые экраны. При этом нарушается структура светового пучка. В общем случае в плоскости регистрации интерференционной картины будут присутствовать три составляющие светового пучка: излучение, рассеянное на преломлении, излучение, дифрагируемое на преломлении, и излучение, прошедшее без искажений. Являясь когерентными, они беспорядочно интерферируют между собой и вызывает паразитную модуляцию интерференционной картины, снижая соотношение сигнал/шум. Повышение данного соотношения является важной предпосылкой для оптимизации структуры измерительного устройства в целом, позволяет повысить достоверность измерительной информации.

Как известно из теории связи [1], на выходе линейной системы при аддитивной смеси сигнала $S(x, y)$ и стационарного случайного шума $U(x, y)$ будем иметь

$$f(x, y) = S(x, y) + U(x, y) \quad (1)$$

В качестве критерия оптимальности такой системы выбирается соотношение сигнал/шум в точке $X=0, Y=0$, т.е.

$$\frac{S_0}{N} = \frac{S(0,0)}{N(0,0)} \quad (2)$$

где S_0^2 — среднеквадратичное значение шума на выходе.

Максимум этого отношения достигается при выполнении условия

$$H(p, q) = \frac{S^*(p, q)}{N(p, q)} \quad (3)$$

где $H(p, q)$ — передаточная функция (фильтра в пространстве частот p, q); $S(p, q)$ — преобразование Фурье входного сигнала; $N(p, q)$ — спектральная плотность мощности шума на входе (фильтра).

Анализ уравнения (3) показывает, что если шум на входе (фильтра белый $N(p, q) = \text{const}$ то $H(p, q) = K S^*(p, q)$. Отсюда следует, что можно построить оптимальный линейный фильтр, зная спектральную характеристику входного сигнала, при условии его физической реализуемости.

Подобный метод фильтрации может быть реализован и в оптике, поскольку с помощью сферической положительной линзы можно осуществить двумерное прямое Фурье-преобразование [2] над когерентным оптическим полем. Если в передней (фокальной) плоскости распределение поля имеет вид $S(x, y)$, то в ее задней фокальной плоскости формируется Фурье-преобразование входного сигнала $S(p, q)$:

$$S(p, q) = \iint S(x, y) \exp[i(p x - q y)] dx dy \quad (4)$$

где \iint — обозначает интегрирование по плоскости $f(x, y)$.

Поскольку в плоскости регистрации интерференционной картины складываются две плоские световые волны, имеющие наклон α и β оси распространения, суммарная картина в плоскости регистрации описывается выражением

$$S(x) = E_1 e^{i k x \sin \alpha} + E_2 e^{i k x \sin \beta} \quad (5)$$

а соответствующее ему Фурье-преобразование

$$S(p) = E_1 \int e^{i p x \sin \alpha} dx + E_2 \int e^{i p x \sin \beta} dx \quad (6)$$

Отсюда на основе свойств преобразования Фурье [3] получим

$$S(p) = E_1 \delta(p - k \sin \alpha) + E_2 \delta(p - k \sin \beta)$$

Спектр $S(p)$ вещественный, поэтому

$$S(\rho) = S^*(\rho).$$

Таким образом, передаточная характеристика оптимального фильтра имеет вид:

$$H(\rho) = [E(\rho \cdot k \sin \alpha) + E^*(\rho \cdot k \sin \alpha)] \quad (7)$$

Если перед фильтром установить в задней фокальной плоскости Фурье-преобразующую линзу, то он пропустит полезный сигнал и наиболее чистую часть шума, спектральные частоты которых равны $k \sin \alpha$ и $-k \sin \alpha$.

Вторая линза, передняя фокальная плоскость которой совпадает с плоскостью $H(\rho)$, осуществит еще один Фурье-преобразование, при этом получим восстановленный входной сигнал.

Поскольку угол α мал, то для когерентного сигнала выполняется условие линейности, что позволяет применить классический метод оптической фильтрации в интерферометрах, так как полезный сигнал является узкополосным.

Конструктивно оптический фильтр состоит из двух объективов и транспаранта, расположенного в одной фокальной плоскости этих объективов. Транспарант (рис. 1) выполнен в виде экрана произвольной формы с заданным законом пропускания.

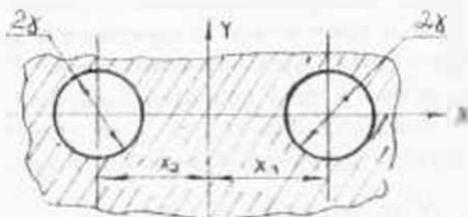


Рис. 1. Схематический вид транспаранта

Оптическая схема для расчета предложенного фильтра приведена на рис. 2. Она включает резонатор с зеркалами 31 и 32, коллиматор, образованный линзами с фокусными расстояниями f_1 и f_2 , и первую линзу оптического фильтра.

Диаметр пятна перетяжки лазерного луча δ_0 определяется эквивалентным конъюгальным параметром R_0 "пустого резонатора", диаметром перетяжки гауссова луча на выходе резонатора $2\delta_1$ и геометрическими параметрами схемы.

Эквивалентный конъюгальный параметр для наиболее распространенной схемы резонатора с плоским выходным зеркалом определя-

где R_0 — радиус зеркала резонатора; L — длина резонатора.

$$\beta_0 = \frac{2L}{R_0} \quad (8)$$

В этом случае резонансно излучает пучок диаметра в плоскости входного зеркала. Его диаметр d_0

$$d_0 = \frac{2L}{R_0} \quad (9)$$

Влияние перетяжки после линзы f_1 [4]

$$\beta_1 = \frac{2L}{R_0} \left(1 + \frac{d_0^2}{4R_0^2} \right) \quad (10)$$

Диаметр перетяжки d_1 учитывается и учетом двоячного увеличения линзы

$$\beta_1 = \sqrt{R_0^2 / R_1^2}$$

где R_1 — приведенный конфокальный параметр

$$R_1 = \frac{R_0}{(1 + d_0^2 / 4R_0^2)(d_0 / 2f_1)} \quad (11)$$

Тогда $\beta_1 = \beta_0 R_0^2$. Расстояние между линзами коллиматора равно $f_1 + f_2$. Отсюда $d_2 = f_2 + f_1 - d_1^2$.

Воспользовавшись полученными формулами, аналогичным образом определим d_3 , R_2 и β_2 , а затем с учетом расстояния между коллиматором и первой линзой фильтра d можно определить положение d_4 и диаметр искомого пятна. Следует заметить, что $d_3 \neq f_3$, но так как в интерферометре выполняется условие $Z \gg f_3$, поскольку Z определяет его рабочий диапазон, то можно считать, что $d_3 = f_3$.

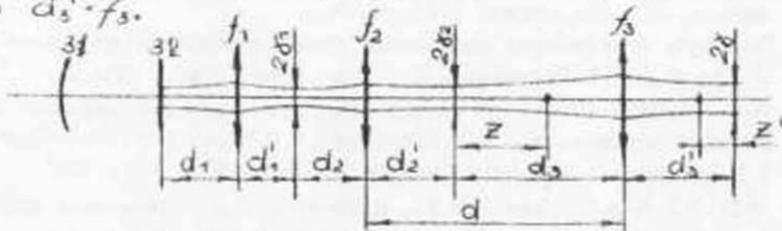


Рис. 2. Оптическая схема для расчета фильтра

Расстояние от центров отверстий (прозрачных зон) транспаранта до его оптической оси определяется исходя из соотношения между известными координатами (β_0, β_1) и координатами системы

координат x, y [5]:

$$p = \frac{k}{f} x, \quad q = \frac{k}{f} y$$

Поэтому на условия

$$\begin{cases} \sin(\rho + k \sin \alpha) = 0, \\ \sin(\rho - k \sin \alpha) = 0 \end{cases}$$

имеем

$$\begin{cases} A - k \sin \alpha = 0, & \left\{ \begin{array}{l} \frac{k}{f} x_1 + k \sin \alpha = 0, \\ \frac{k}{f} x_2 + k \sin \alpha = 0. \end{array} \right. \end{cases} \quad (12)$$

Откуда

$$x_1 = -f \sin \alpha, \quad x_2 = f \sin \alpha, \quad (13)$$

где $f = f_1$.

Таким образом, применение разработанного оптического фильтра в лазерном интерферометре позволяет повысить отношение сигнал/шум оптического информационного сигнала в $\sqrt{2}$ раз и тем самым повысить точность измерения линейных перемещений в $1,5 - 2$ раза [6, 7].

Литература

1. Ахметов С.А., Дьяков Б.К., Чирнин А.С. Введение в статистическую радиобиюфизику и оптику. - М.: Наука, 1981. - 312 с.
2. Буко-Рабинович Я.И., Епифанов М.В. Опτικο-электронные приборы. - М.: Машиностроение, 1979. - 360 с.
3. Теория оптических систем Уч. для вузов. / В.И.Бизумов, И.П.Закваснов, В.П.Сурини. - М.: Машиностроение, 1981. - 432 с.
4. Климов М. Основы расчета опτικο-электронных приборов в лазерных. - М.: Сов. радио, 1978. - 264 с.
5. Передача и обработка информации голографическими методами / Под ред. С.Б.Гузевича. - М.: Сов. радио, 1978. - 304 с.
6. А.с. СССР 1495 / СССР/, Интерферометр для измерения линейных и угловых перемещений / О.М.Ворообьев, В.Ф.Повдичков, П.С.Саргван, Н.В.Кудряков // Открытия, Изобрет. - 1984. - 1 24. - II. 121
7. Зарва П.Н., Шиповалов В.М., Поздняков В.С. Применения конформно-оптических приборов размерного контроля: Обзорная информация. - М.: Радиотехника, 1981. - 64 с.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПТИКО-ОБЪЕКТИВНОГО СРЕДСТВА
ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕФЛЕКЦИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ

Большое значение в улучшении метрологических характеристик оптико-объективных средств измерения и контроля абсолютных коэффициентов зеркального отражения имеет совершенствование систем геометрической оптики, используемых для непосредственного и опосредованного приятия измерительной информации. Призматические оптические системы выходят широкое прикладное применение в первую очередь как со спектрофотометрами типа СФ-1, СФ-26, так и с лазерными источниками [1, 2]. Однако точность измерения при этом ограничивается флуктуациями интенсивности источника света, происходящими в период времени между измерительным и опорным сигналами [3]. Поэтому в данной работе исследована возможность снижения степени влияния конечный результат указанных флуктуаций путем многократного взаимодействия излучения с элементами оптической системы.

При введенной в рабочий пучок оптического излучения призматической системе сравнения (рис. 1) излучение от источника 1, проходя призма 2 и 3, претерпевает три раза полное внутреннее отражение. Учитывая многократные отражения светового потока между выходной гранью призмы 2 и входной гранью призмы 3, общую интенсивность I_4 опорного сигнала на призме излучения 4 можно представить в виде суммы бесконечной геометрической прогрессии:

$$I_4 = I \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2} \quad (1)$$

где I — интенсивность источника света; T_1, T_2 — соответственно коэффициенты пропускания призм 2 и 3; R_1, R_2 — коэффициент отражения выходной и входной граней этих призм.

Информационный сигнал I_7 формируется при замене призматической системы сравнения измерительной призматической системой, состоящей из призм 5 и 6. Световой поток претерпевает при этом многократные отражения и от исследуемого образца 7. По аналогии с выражением (1) запишем

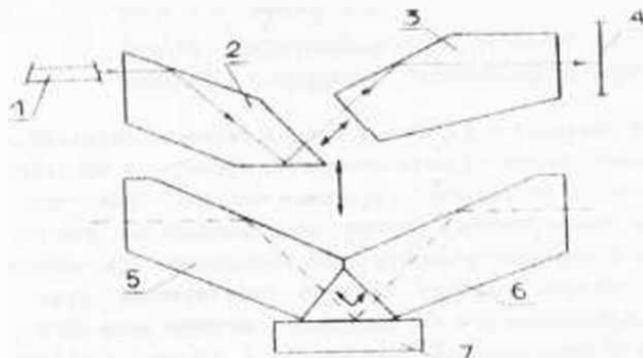


Рис. 1. Схемы измерения абсолютных коэффициентов зеркального отражения с помощью призмных систем

$$I_1 = I_0 \frac{T_3 T_4}{1 - R^2} \quad (2)$$

где T_3 , T_4 — соответственно коэффициенты пропускания призм 3, 4; R — коэффициент отражения исследуемого образца.

На практике для обеспечения одинаковых потерь в призмных системах все призмы выполняются из одного и того же материала, а их геометрические размеры подбираются так, чтобы оптические длины путей в обоих каналах были равны между собой.

Данное условие обеспечивает равенство $T_1 T_2 = T_3 T_4$.

Тогда, вычислив отношение информационных и опорных сигналов, имеем уравнение

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{R(1-R^2)}{1-R^2 R^2} \quad (3)$$

решив которое, получим формулу для определения коэффициента отражения исследуемого образца:

$$R = \sqrt{\frac{I_1(1-R^2) + I_0 R^2}{4I_1 R^2}} = \frac{I_1(1-R^2)}{2I_1 R^2} \quad (4)$$

Последовательно дифференцируя (4) по переменным I_1 и I_0 , определим коэффициенты влияния A_1 и A_2 каждой из переменных на величину сигнала при обоих измерениях:

$$\frac{\partial R}{\partial I_1} = -A_1 / I_1 \quad (5)$$

$$\frac{\partial R}{\partial I_0} = A_2 / I_0 \quad (6)$$

$$\text{где } \Delta = \frac{R_1(1-R_2^2)}{1-R_1R_2} \quad (7)$$

В соответствии с принципом измерения составляющая погрешности, являющаяся флуктуационной интенсивности,

$$\Delta K = A \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2}\right)^2} \quad (8)$$

где ΔI_1 , ΔI_2 — соответственно отклонения интенсивности I_1 и I_2 от номинальных значений.

Для традиционного варианта исполнения призм ($R_1 = R_2$, где R_2 — отражательная способность материала, из которого изготовлены призмы)

$$\Delta K = \frac{R_1(1-R_1^2)}{1-R_1R_2} \quad (9)$$

и определяется величиной и обратного коэффициента зеркального отражения.

Максимальные отклонения светового потока между гранями призм значительно уменьшаются, если последние имеют коэффициент отражения R_2 , превышающий R_1 . В этом случае

$$\Delta K \approx \frac{R_1(1-R_1R_2)}{1-R_1R_2} \quad (10)$$

и зависит, кроме того, от величины R_1 .

Снижение составляющей погрешности, обусловленной флуктуационной интенсивности источника света, в таком варианте реализации призмочных систем при одних и тех же условиях эксплуатации, одним и тем же влиянии интерференционных явлений и т.д. определяется следующим образом:

$$K = \frac{\Delta R_1}{\Delta R_2} \frac{R_1 - R_2}{R_1 - R_2} = \frac{1 - R_1^2 R_2^2}{1 - R_1 R_2} = \frac{1 - R_1^2 R_2^2}{1 + R_1 R_2} \quad (11)$$

На основании (11) получены графические зависимости K от R_2 при различных R_1 (рис. 2).

Из приведенного графика следует, что наиболее эффективно снижается влияние флуктуаций интенсивности при измерении коэффициента зеркального отражения, близкого к единице. В этом случае для значений коэффициента отражения граней призм свыше 60% численное значение составляющей погрешности снижается в 2 и более раз, а выполнение граней с такими коэффициентами отражения не имеет технологических препятствий.

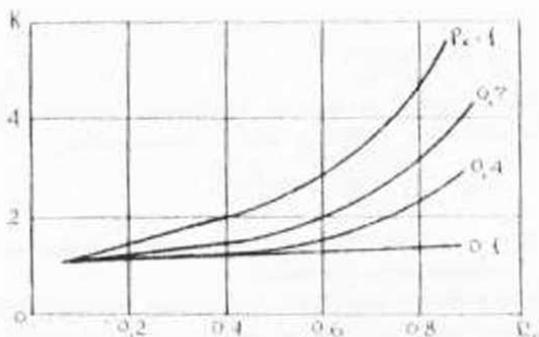


Рис.2. Ослабление влияния флуктуаций интенсивности источника света на конечный результат

Таким образом, влияние флуктуаций интенсивности источника света при использовании для измерения призматических систем ослабляется, если грани призм выключены с коэффициентом отражения, превышающим отражательную способность материала призм. При этом ослабление указанного влияния наиболее ярко выражено для исследуемых объектов, имеющих значения коэффициента зеркального отражения, близкие к предельному.

Литература

1. Ефимов В.М., Соболев В.П. Призматические системы для измерения абсолютного коэффициента зеркального отражения // Физ. - 1967. - № 6. - С. 49-51.
2. А.с.1191786 СССР, МКГД В 01H 21/55, G 02 B 17/04. Устройство для измерения коэффициента отражения. В.М.Ефимов, В.П.Соболев (ИИР). - №3758113; Заявл. 18.05.64; Опубл. 15.11.65 // Открытия. Изобрет. - 1965. - 3.
3. Усан В.И. Анализ методов первичного преобразования в фотометрических информационных измерительных системах. М.: Ил. - Министр. ин-т. Могилев, 1961. - 270. - Деп. в ИИР ИМН УССР 22.06.64, в 4258.

ПЕРЕДАЮЩЕЕ ФУНКЦИИ БЕЗДИФФУЗИОННЫХ
ФОТОПРИЕМНИКОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

Современные твердотельные приемники оптического излучения на основе матриц приборов с зарядовой связью (ИЗС) обладают высокой квантовой эффективностью, малым шумом в широкой области спектра и применяются в радиотехнике, электрической фотографии, астрономии, робототехнике. Качество регистрации излучения системой с ИЗС описывается оптической передающей функцией (ОПФ), связанной с функцией размытия преобразованием Фурье. Имеющиеся в литературе сведения дают одномерный анализ информационных свойств ИЗС [1, 2].

В данной работе учитывается принципиально двумерная структура матрицы ИЗС, приводящая к зависимости ОПФ от ориентации наблюдаемого объекта. Анализ ОПФ выполнен без учета диффузии фотоэлектронов и фотонов между фоточувствительными ячейками.

Найдем функцию размытия линии прямоугольной ячейки с размерами $2a$ вдоль горизонтального и $2b$ вдоль вертикального направлений, выполненной в виде бездефективной структуры с единичной чувствительностью по всей поверхности. Функция размытия линии h будет пропорциональна длине линии внутри геометрических границ ячейки. Пусть светящийся линейный источник расположен вдоль оси t прямоугольной координатной системы

(s, t) , которая повернута на угол $|\varphi| \leq \pi/2$ относительно координатной системы (x, y) , ориентированной вдоль сторон ячейки, причем начала обеих систем координат расположены в центре ячейки. Тогда для ориентаций, определяемых углом φ в области $0 \leq \varphi \leq \varphi_0$,

$$h(s, \varphi) = \begin{cases} 2b/\cos \varphi, & |s| \leq a \cos \varphi - b \sin \varphi, \\ \frac{a}{\sin \varphi} + \frac{b}{\cos \varphi} - \frac{2|s|}{\sin 2\varphi}, & a \cos \varphi - b \sin \varphi < |s| \leq a \cos \varphi + b \sin \varphi, \end{cases}$$

а для ориентаций, определяемых углом φ в области $\varphi_0 < \varphi \leq \pi/2$,

$$h(s, \varphi) = \begin{cases} 2a/\sin\varphi, & |s| \leq b \sin\varphi - a \cos\varphi, \\ \frac{a}{\sin\varphi} + \frac{b}{\cos\varphi} - \frac{2|s|}{\sin 2\varphi}, & b \cos\varphi - a \sin\varphi \leq |s| \leq b \sin\varphi + a \cos\varphi. \end{cases}$$

Здесь $\varphi = \arctg(a/b)$ определяет формат фоточувствительной ячейки. При $\varphi=0$, когда $|s| \leq a$, $h(s, \varphi=0) = 2b$, а при $\varphi = \pi/2$, когда $|s| \leq b$, $h(s, \varphi = \pi/2) = 2a$. Все функции размытия симметричны по обеим координатам s и φ .

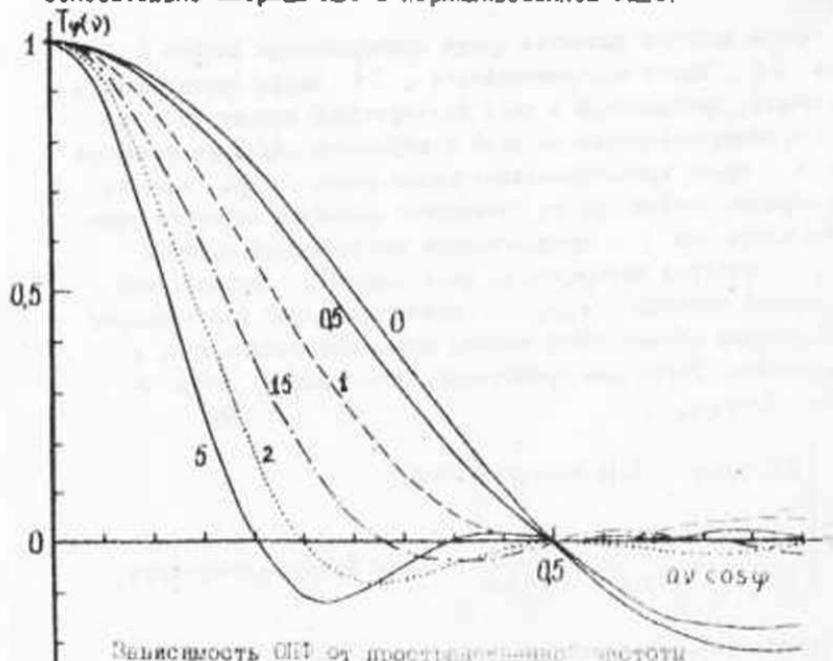
С помощью преобразования Фурье

$$T_{\varphi}(v) = \int h(s, \varphi) \exp(-i2\pi v s) ds$$

из найденной функции размытия линии можно получить ОИФ в виде

$$T_{\varphi}(v) = \frac{\sin(2\pi a v \cos\varphi)}{2\pi a v \cos\varphi} \frac{\sin(2\pi b v \sin\varphi)}{2\pi b v \sin\varphi}$$

Здесь $m = b \operatorname{tg}\varphi/a = \operatorname{tg}\varphi_0 / \operatorname{tg}\varphi$ определяет ориентацию области относительно матрицы ПЗС в нормализованном виде.



На рисунке приведены ОПФ в зависимости от безразмерной пространственной частоты $u \cos \varphi$ для ряда ориентаций, характеризующих числовым параметром m у соответствующих кривых. Видно, что увеличение m приводит к уменьшению диапазона периодических без искажений пространственных частот. Интересно, что вид ОПФ слабо изменяется при малых, примерно до 0,5, значениях m .

Таким принципиально дискретным по пространству изображаемая система, как ПЭС, является пространственно неинвариантной (неизоматрической). Каждый фоточувствительный элемент одновременно с регистрацией распределения интенсивности света $I(x')$ в объекте производит интегрирование образующих зарядов в пределах ячейки, и распределение зарядов $G(x)$ выражается как

$$G(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x') h(x, x') dx'$$

Для более определенной характеристики положения изображаемого одномерного объекта свяжем его с референтной координатой ξ , описывающей сдвиг объекта относительно начала координат x' в предметной плоскости. Тогда

$$G(x, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x' - \xi) h(x, x') dx' = \int_{-\infty}^{\infty} I(x') h(x, x' + \xi) dx'$$

Это выражение определяет зависимость распределения зарядов по координате x в плоскости ПЭС от сдвиговой координаты ξ . Видно, что $G(x, \xi)$ является кросс-корреляционной функцией $I(x')$ и $h(x, x')$ по координате ξ . В изоматрической системе эти функции определяют $G(x)$ в виде операции свертки [3], которая является, в отличие от кросс-корреляции, перестановочной операцией.

Литература

1. Носов В.Р., Шилин В.А. Основы физики приборов с зарядовой связью. - М.: Наука, 1986. - 378 с.
2. Гаврилов Г.А., Сотникова Г.П. Разрешающая способность преобразователей оптического изображения на основе ПЭС // Оптическая обработка изображений. - Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1985. - Т. 20-193.
3. Гудман Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. - М.: Мир, 1988. - 532 с.

Н. В. Карнаухов, В. М. Платонов, Н. И. Спорник
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЙ

Визуализация течений в гидродинамических трубах, баллистических экспериментах, энергетических машинах и установках осуществляется обычно с помощью комплекса различных оптических методов. Наиболее целесообразным является применение методов анализа восстановленного волнового фронта с однократноэкспонированной голограммы [1,2]. Такая голограмма позволяет использовать теневые и интерференционные методы исследования восстановленной объемной волны апостериорно с различной настройкой системы обработки, изменением чувствительности и диапазона измерений [3,4].

Для реализации комплекса методов исследования и получения высокого качества оптических картин необходимо получение голограммы сфокусированного изображения при ее нелинейной регистрации [3]. Тем самым обеспечивается восстановление волн в n -х порядках дифракции с увеличением чувствительности и применением как монохроматических, так и полихроматических источников света различной формы. Это необходимо для получения теневых и цветных картин с различными визуализирующими диафрагмами. Цветной теневой метод обладает большой наглядностью при визуализации сложных течений с наличием резких градиентов плотности. При реализации данного метода голограмма освещается источником белого света, одновременно выполняя роль диспергирующего элемента. В качестве визуализирующей диафрагмы служит щель, с помощью которой выделяет один цвет в невозмущенном поле. Чувствительность метода и диапазон измерений зависят от несущей частоты голограммы. Для изменения данных параметров в процессе восстановления волнового фронта можно использовать дополнительную диспергирующую систему, например, в виде призмы [5,6]. При исследовании восстановленного волнового фронта интерференционным методом может быть реализовано несколько вариантов [1,3,4]. Для получения интерферограммы сдвига вместо визуализирующей диафрагмы устанавливается интерференционное устройство (интерферометр сдвига). При получении двухлучевых интерферограмм используется две совмещенные—опорная и объектная—голограммы. Для получения двухлучевых интерферограмм с увеличением чувствительности

используются две раздельные голограммы, установленные в оптически сопряженных плоскостях, что обеспечивает интерференцию волн, восстановленных в ± 1 -х порядках дифракции излучения на голограммах. Таким образом, с одной объектной голограммой можно восстанавливать волновой фронт, исследовать его различными методами и априорно получать максимальную информацию о структуре сложного течения.

Для реализации голографических методов исследования применяются системы записи и исследования восстановленного волнового фронта, схемы которых приведены на рис. 1 и 2 [7-10]. Система записи голограмм представляет собой лазерный интерферометр, который реализуется на базе теневого прибора ИАБ-451, включающего коллиimator и приемный объектив. Для работы с импульсным лазером введен узел его стыковки с интерферометром, состоящий из неподвижного полупрозрачного зеркала 2 и прямоугольной подвижной призмы 12. Для вострировки системы используется лазер 1. При записи голограммы призма 12 выводится и используется импульс-

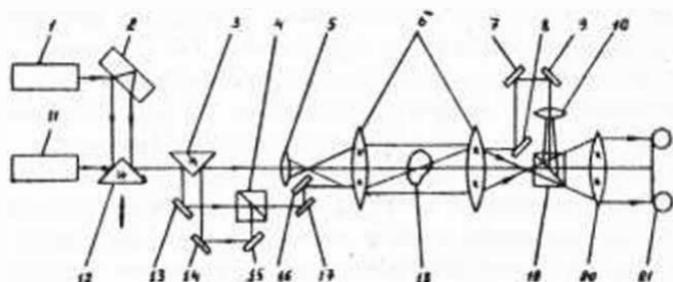


Рис. 1. Система записи голограмм

ный лазер 11, который имеет возможность синхронизации с быстропротекающим процессом. Между узлом стыковки и коллиimatorом 5,6 теневого прибора установлена система формирования двух пучков и узел компенсации разности их оптических путей (призма 3, зеркало 13-17, светоделительный кубик 4 и расширяющая линза 5). Таким образом, в зоне исследуемой неоднородности 18 распространятся два пучка: широкий объектный и узкий опорный. За приемным объективом установлена система формирования опорного пучка (зеркала 7-9 и объектив 10) и регистрирующая часть (светоделительный кубик 19, объектив 20 и фотоматериал 21).

Оптическое сопряжение исследуемого объекта 18 и фотослоя 21 осуществляется с помощью объектива 6 и 20. Конструктивно оптические элементы перед коллиматором и за приемным объективом представляют собой две малогабаритных приставки к фазовому прибору ИАБ-451.

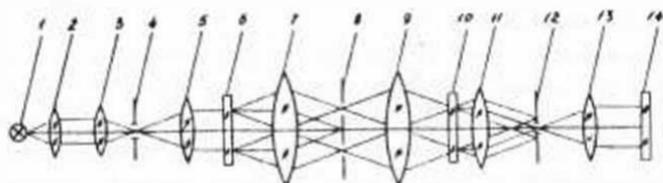


Рис.2. Система восстановления и исследования волнового фронта

Система для восстановления и исследования волнового фронта (рис.2) включает в себя источник света 1 с конденсором 2,3 и щель 4, две одинаковых оборачивающих оптические системы 5,7 и 9,11, опорную 6 и объективную 10 голограммы, фильтрующие диффрагмы 8,12, фокусирующий объектив 13 и фотопленку 14. С помощью диффрагмы 8 выбираются волны в соответствующих дифракционных порядках и направляются на объективную голограмму 10. Для получения теневых картин в плоскости установки диффрагмы 12 помещается визуализирующая диффрагма, например нож или нить. В этом случае используется один освещающий пучок, дифрагированный на опорной голограмме 6. Для получения цветных снимков голограммы 6 и 10 меняются местами, а вместо диффрагмы 8 устанавливается визуализирующая щель. Интерференционный метод исследования с увеличением чувствительности реализуется выборкой $\pm n$ -х порядков дифракции света на опорной голограмме 6 с помощью диффрагмы 8. Таким образом, устройство обработки голограмм, приведенное на рис.2, обеспечивает исследование волнового фронта различными методами, а опорная голограмма одновременно позволяет компенсировать дисперсию света и абберции схемы записи.

С помощью рассмотренных систем были проведены исследования течений в различных аэродинамических установках. Во всех экспериментах регистрировались опорная и объективная голограммы с рубиновым лазером, длительность импульса которого составляла около 20 нс. На рис.3 приведен интерференционный (а, б)

в течение 4-х минут с момента начала течения. 4) представлено изображение структуры в момент окончания обтекания воздухом пластины при $Re = 10^5$; в момент окончания течения структура полностью исчезла.

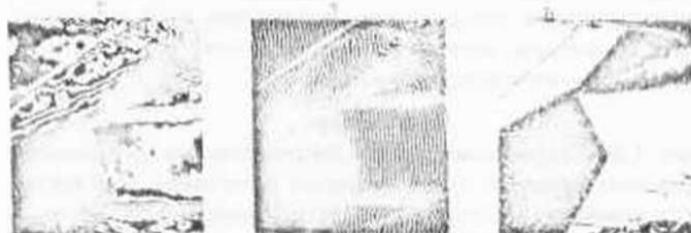


Рис. 3. Структура тонкой (а, б) и толстой (в) пленки те-
чения, сформированная из жидкокристаллического слоя (мол-
нолярная концентрация слоев $C = 4$):

а — структура на бесконечно широкой полосе;
б — структура на полосе конечной ширины

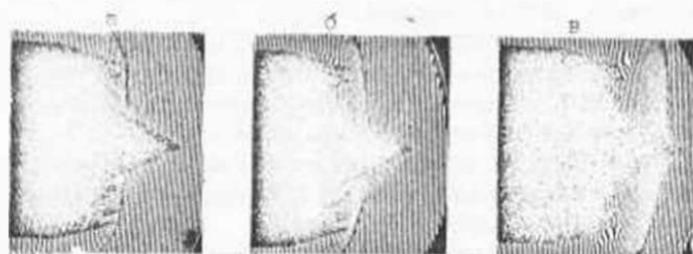


Рис. 4. Интерференция нестационарного обтекания возду-
хом пластины ($N = 2,3$):

а — $t_1 = 0,3 \cdot 10^{-2}$ с; б — $t_1 = 0,6 \cdot 10^{-2}$ с; в — $t_1 = 0,9 \cdot 10^{-2}$ с

Результаты исследования течения в удлинной трубе представлены на рис. 5.



Рис. 5. Интерференция течения:

а — структура на полосе конечной ширины; б — структура на бесконечно широкой полосе

Методы и системы, рассмотренные выше, являются достаточно универсальными и применимы для исследования тепловых, плазменных и других физических процессов, а также для контроля оптических элементов. Данные методы обеспечивают качественную и количественную оценки сложных фазовых объектов с минимальными затратами и получением максимальной информации, что особенно важно для быстротекающих процессов.

Литература

1. Спорник Н.М. Современные методы диагностики неоднородностей в прозрачных средах с использованием голограммы однократного экспонирования // Современные экспериментальные методы исследования процессов тепло- и массообмена: Материалы Международ. шк.-семинара. - Мн.: ИТМО им. А. В. Луцкого АН БССР, 1987. - С.3-9.
2. Belozerov A.F., Razumovsky A.I., Spornik N.M. et alii. Aerodynamic gas flow investigation holographic device to schlieren system // 10th eme Congr. Internat. de Cinematogr. Ultra-Rapide, Nice, France, 1973. - P. 401-408.
3. Гекетова А.Е., Белозеров А.Г., Черезкин А.Н. и др. Голографический интерферометр для газовых объектов. - М.: Наука, 1979. - 200 с.
4. Зельников И.С., Спорник Н.М. Голографическая диагностика прозрачных сред. - Мн.: Университетское, 1988. - 208 с.
5. А.с. 748120 СССР. Устройство для количественной оценки неоднородностей в прозрачных средах / Н.М. Спорник // Открытия, Изобрет. - 1980, №16. - С.226.
6. Спорник Н.М. К расшировке темных картин, полученных с голограммы // Письма в ИТФ. - 1975, - Т.1, вып.4. - С.164-187.
7. Спорник Н.М. Интерферометр с ОКП на базе темного прибора ИИ-451 // Опт.-мех. пром-сть. - 1973, - №2. - С. 77-78.
8. А.с. 397540 СССР. Устройство для изучения волнового фронта / Н.М. Спорник, А.Ф. Галозеров, А.М. Бивальцев и др. // Открытия, Изобрет. - 1973, - №7. - С. 249.
9. А.с. 787449 СССР. Голографический интерферометр / Н.М. Спорник // Открытия, Изобрет. - 1980, - №5. - С. 200.
10. Спорник Н.М. Голографический интерферометр с дифракционной решеткой // ИТФ. - 1987, - Т.14, №3. - С. 224-226.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИ НА ГОЛОГРАММНОЙ ОПТИКЕ

Голограммная оптика, применяемая при создании различных типов оптических приборов, позволяет существенно уменьшить их вес, стоимость, а при определенных условиях исключить aberrации оптической системы [1-4]. Уменьшение aberrаций в интерферометрах [2,3] с большими рабочими полями (диаметром 100 - 200 мм) достигается записью в плоскости выходного луча корригирующей голограммы, что позволяет регистрировать интерферограммы в реальном масштабе времени. Однако коррекция aberrаций реализуется лишь при фотопроцессинге голограммы-компенсатора на месте его записи [2,3], а эксплуатация интерферометра возможна в условиях незначительных вибраций. Анализ влияния остаточных aberrаций интерферометров на основе голограммной оптики на погрешности измерений [4] показывает, что для работы интерферометра в условиях вибраций ударных и аэродинамических установок необходимо достичь уровня aberrаций до 10^{-20} л. Способ записи голограммных линз в расходящихся лучах [1] расширяет возможности создания светосильной голограммной оптики, не требует использования высококачественных коллимирующих объективов большого диаметра и обеспечивает исключение комы в стигматичеcкой системе. Однако значительная сферическая aberrация, обусловленная изменением геометрии схем записи и восстановления и сдвигом длины волны восстанавливающего излучения, при этом не компенсируется [1,4]. Это связано с тем, что регистрация линз большого диаметра требует длительного экспонирования фотоматериала и применения лазеров непрерывного действия, а эксплуатация интерферометров в условиях вибраций и при исследовании быстротекущих процессов осуществляется при использовании импульсных лазеров. Таким образом, остаточная сферическая aberrация появляется даже в частном случае регистрации голограммных линз при интерференции безaberrационных расходящейся и плоской волн. Вычисления показывают, что при регистрации с помощью гелий-неонового лазера линз с относительным отверстием $D_0 = R_0 = 1:3$,

где D_0 - диаметр линзы; R - расстояние от источника восстанавливающего излучения до центра линзы, и $D_0 \approx 200$ мм и эксплуатации интерферометра с рубиновым лазером остаточная сферическая aberrация двухлинзовой системы составляет ≈ 400 при записи линз в расходящихся пучках и ≈ 150 при их регистрации в расходящемся и коллимированном пучках. Поэтому целесообразно разработать методы записи и функционирования голограммных линз, а также способы повышения качества записи и интерферометрах на основе голограммной оптики [7].

Рассмотрим возможности компенсации остаточных aberrаций интерферометра. Коррекции неоднородностей подложки голограммных линз может осуществляться голографическими методами [4]. Компенсация сферической aberrации при сохранении длины волны восстанавливающего излучения может осуществляться на стадии регистрации голограммных линз (рис. 1, а). После записи первой



Рис. 1. Схема коррекции aberrаций голограммных линз (а) и интерферограммы, характеризующие aberrации интерферометра (б, в)

голограммной линзы 3 осуществляется регистрация корректирующей голограммы 2 за счет обратного хода лучей при отражении от зеркала 1 и полупрозрачного зеркала 4. На голограмме 2 записывается сферическая aberrация, соответствующая двухлинзовой предметной ветви интерферометра. Далее корректирующий элемент 2 в стационарных условиях используется для регистрации второй голограммной линзы при восстановлении комплексно-сопряженной (расходящейся) волны. В интерферометре роль корректирующего элемента выполняет одна из голограммных линз. Интерферограммы

(тест Ронки), характеризующая несокомпенсированные и уменьшенные аберрации двухлинзовой системы, представлены на рис. 1, б, в. Остаточные аберрации после коррекции могут быть связаны с неточной установкой голограммных линз и корректирующего элемента относительно освещающих пучков [6]. Компенсация сферической аберрации при коротко- и длинноволновом сдвиге восстанавливающего излучения может быть также реализована голографическим способом (рис. 2). При регистрации линз в расходящихся пучках с радиусами кривизмы R_0 и R_n для коллимированного просвечивания неоднородности первая линза должна освещаться расходящейся волной с $R_2 = R_0 R_n / \mu (R_0 - R_n)$, где μ - отношение длин волн излучения, используемого в работе интерферометра и для записи линз. Остаточная сферическая аберрация таких линз равна $\Phi_s = \int S \rho^4$, где ρ - полярный радиус в плоскости голограммы; $S = R_0^2 \cdot \mu (R_n^2 - R_0^2)$. Для записи безаберра-

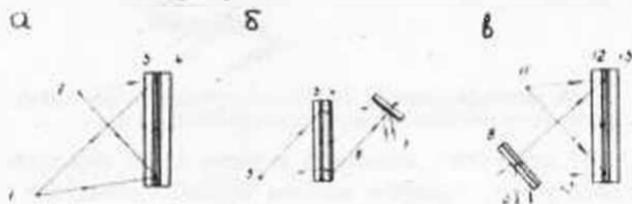


Рис. 2. Схемы коррекции сферической аберрации голограммных линз

ционных линз на первом этапе записывается пара линз 3 и 4 в расходящихся пучках с радиусами кривизмы $R_{01} = R_0 / N$ и $R_{n1} = R_n / N$ (см. рис. 2, а) где $N = 2 [(R_0 - R_n)^2 + R_0^2 - R_n^2] / \mu [N^2 (R_0 R_n - R_0^2 - R_n^2)]$. Далее полученная линза (см. рис. 2, б) освещается волной 5 с $R_2 = \mu R_{01} / N$ и регистрируется корректирующая голограмма 7 в сходящемся 6 и коллимированном 7 пучках, которая затем используется для записи необходимых для интерферометра голограммных линз 12, 13 (см. рис. 2, в) при восстановлении комплексно-сопряженной (расходящейся) волны 10 (R_0) и расходящейся волны 11 (R_n). Коэффициент сферической аберрации двухлинзовой системы 3, 4 равен $S = 2 (R_0^2 + R_n^2 - R_0^2)$, а сферическая аберрация волны 10 равна $\Phi_{10} = \frac{2^2 (R_0^2 + R_n^2 - R_0^2)}{4 R_0^2}$.

где $R = R_1$ - поллираый радиус в плоскости голограммы 3 и 4. Сравнение выражений φ_3 и φ_4 показывает, что $\Delta\varphi(r) = \varphi_3(r) - \varphi_4(r) = 0$. Таким образом, на голограммных линзах, обладающих сферической aberrацией φ_4 , записывается сферическая aberrация φ_3 , и линзы интерферометра 12, 13 свободны от aberrаций. Комы и астигматизм такой двухлинзовой системы исключаются способом их записи [1].

Голограммные линзы 3, 4 диаметром 200 мм с относительным отверстием $D_r : R_c = 1 : 3$ использовались в интерферометре (рис. 3, а) при изучении сверхзвукового обтекания воздухозаборника (рис. 3, б). Осветительная часть интерферометра содержит

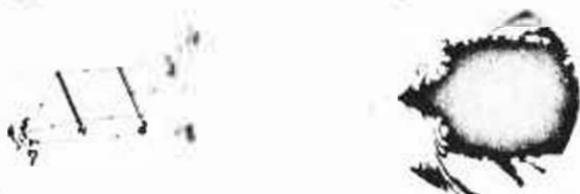


Рис. 3. Схема интерферометра (а) и интерферограмма сверхзвукового обтекания воздухозаборника (б)

светодатчик 1, поворотное зеркало 8 и линзу 2 для формирования расходящейся волны. Приемная система включает объективы 5 и 7 для формирования коллимированных пучков на фотоматериале 6. Линзы регистрировались на фотопластинках "Микрат"ЛОМ-2 с помощью гелий-неонового лазера с коррекцией сферической aberrации. Остаточные aberrации интерферометра не превышали 20λ , что дает возможность его использования (см. рис. 2, б) в условиях значительных вибраций газодинамической установки. Соотношение, определяющее связь между уровнями aberrаций φ_{max} и вибраций Δ при минимальных погрешностях интерференционных измерений (менее $0,1 \lambda$), имеет вид [4]

$$\frac{10 \varphi_{max}}{\lambda} \left[\frac{\Delta}{2} + 6 \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2 \right] \leq 1, \quad (I)$$

где α - диаметр регистрируемой в интерферометре голограммы. Выражение (I) позволяет определить допустимый уровень остаточных aberrаций интерферометра φ_{max} при заданных смещениях Δ элементов в условиях вибраций.

Основной причиной ошибок измерения в интерферометрах на основе голограммных линз является неточная установка линз относительно освещающих пучков [5]. Изменение параметра R_0 приводит к дополнительной сферической аберрации, а непараллельность линз $\Delta\alpha$ — к дополнительной коме и астигматизму, которые компенсируются при выполнении условий [5]

$$R_0 \leq 2\lambda \left(\frac{R_0}{\lambda}\right)^2, \quad \Delta\alpha \leq \frac{\lambda}{2R_0} \left(\frac{R_0}{\lambda}\right) \sqrt{\frac{R_0}{\lambda}} \quad (2)$$

где α — угол между опорами и предметным пучками при записи линз. Получено экспериментальное подтверждение соотношения (2). Интерферограммы, представленные на рис. 4, характеризуют некомпенсированные аберрации интерферометра при искусственной ретушировке линз на углы $\Delta\alpha = 10^{-4}$ рад (см. рис. 4, в) и $\Delta\alpha = 10^{-3}$ рад (см. рис. 4, д). Параметры записи линз следующие: $R_0 = 1,5$ м; $R_1 = 0,5$ м; $\alpha = 10^0$; $\lambda = 200$ нм.



Рис. 4. Интерферограммы некомпенсированных аберраций линз

Использование голограммной оптики в интерферометрах позволяет оптимизировать или улучшить их технические характеристики, а коррекция аберраций голограммных линз при выполнении требований к точности их установки при записи и эксплуатации для возможности применения интерферометров в гелиодинамических и других подобных экспериментах и условиях значительных вибраций.

Литература

1. Зевляков И.С., Спорник Н.М. Интерферометр на основе голограммных линз // Опт. и спектр.-1982.-Т.53, № 1.-С.863-867.
2. Зевляков И.С., Платонов Е.М. Интерферометр с голограммными линзами // Opt. and Laser Technol. 1985. V.1, №3. P. 14-14.
3. Зевляков И.С., Платонов Е.М. Интерферометр на основе голограммной оптики // ЭТС.-1985. Т.43, № 3.-С.484-488.
4. Платонов Е.М. Коррекция аберраций в интерферометре на голограммных линзах // Опт.-1987.- № 6.-С.1-4.
5. Зевляков И.С. Вибросопротивляемость интерферометров на голограммных линзах // Опт.-1988.- № 10.-С.1-4.

АНАЛИЗ ЗАДАЧИ ПАРАМЕТРОВ ЧЛОНОВ ПОЛЕХ ПРИБЛИЖИ
 ПЕРИОДИЧЕСКИ И ОБЪЕКТА НА ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ НА
 ПИХОДЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧРЕЗВЫЧНО ФИЛЬТРОН СИГНАЛ-
 ОБЪЕКТОМЫХ СИСТЕМ

Для оптимизации характеристик оптико-электронных систем (ОЭС) поисково-обзорного и следевого типов необходимы оптимальные пространственно-частотные фильтры, осуществляющие выделение полезного сигнала из фоновых помех. Методы определения временных и пространственно-частотных передаточных функций, учитывающие влияние собственных шумов (СШ), разработаны для плоских фоновых помех в [1, 2]. При их практическом применении возникает затруднение, обусловленное необходимостью учета большого числа факторов, влияющих на форму рассчитываемой передаточной характеристики фильтра. В данной работе выделены основные параметры фоновых помех и характеристики временной части СШ, влияющие на форму передаточной характеристики фильтра и отклонения сигнал/шум на его выходе, а также оценена степень их влияния.

Естественные яркостные фоны многообразны, физически приюда их оптического излучения довольно сложна [3], поэтому статистической модели их излучения нет, что вынуждает пользоваться при расчетах экспериментальными статистическими характеристиками. В [4] наиболее последовательно и полно представлены результаты исследований пространственных флуктуаций яркости фонов в инфракрасных окнах прозрачности 2,1-2,4, 3,1-4,2, 4,5-5,1 мкм. Полученная в [4] двумерная спектральная плотность мощности пространственных флуктуаций дневного излучения небосвода, леса и города в диапазоне пространственных частот $1/\lambda_1 \times 1/\lambda_2$, где $1/\lambda_1 = 5,35$ 1/угл.град, описывается выражением

$$S_{xx}(\omega_1, \omega_2) = S_{xx}(\omega_2) = \frac{S_0^2 \sigma_x^2}{(1 + \lambda_1^2 \omega_1^2 + \lambda_2^2 \omega_2^2)^{1+\alpha}}, \quad \alpha > 0,5, \quad (7)$$

где σ_x^2 - дисперсия флуктуаций излучения; λ - коэффициент аппроксимации, изменяющийся от 0,085 до 1,18; $S_0 = 4\pi R^{1-\alpha}(\alpha-0,5)$; α - показатель степени, изменяющийся от 0,4 до 1,9; $\omega_2 = 2\lambda_2$; $\lambda_2 = \sqrt{\lambda_1^2 - \lambda_1^2}$ - пространственная частота в полярной системе координат; $\lambda_1 = L/\lambda$ - масштабный коэффициент преобразования спектров, учитывающий по-

связи между точкой наблюдения и фоном $\langle \rho, \rho_0 \rangle$ и для города и для и для леса. Для водопада $\Delta_{\text{вп}}$.

В работе просто степень влияния факторов можно считать для каждого из них величиной пространственно-временных интегралов, характеризующих отклонения сигнала от фактора (ОС). Рассмотрим теперь наиболее интересным элементом моделирование (отражательная способность) наблюдяющей оптико-электронной системы обнаружения "точечного" источника излучения на интервале времени Δ, \dots, T . Для упрощения используем предельный переход к непрерывному расходу элементов в нуль, и рассмотрим приемник с чувствительностью $\rho(\rho)$, зависящей от координат. Тогда будем считать, что изображение точечного источника находится в начале координат пространства наблюдения, поскольку при проявлении положения источника источник вторично обработан (разрешен) сигналом с квадратичной матрицей на матрице, а осуществляются только параллельный анализ.

Упрощенную зависимость воспринимаемого фотоприемником сигнала от сигнала в случае невозможного анализатора можно представить в виде $\langle \rho(t) | \rho(t) \rangle$, где ρ — поток от источника, $\rho(t)$ — единичный импульс $\langle \rho(t) | \rho(t) \rangle$ при $t \in T$, а при $t \notin T$ $\rho(t) = 0$. Используя зависимость от координат, получаем $\rho(t)$ можно найти максимум доставляем сигнал — сигнал $\rho_{\text{вп}}$ на выходе пространственно-временного фильтра при обнаружении точечного источника излучения на фоне изотропных фонового шума со спектральной плотностью мощности пространственного флукуирующей яркости $\langle f \rangle$

$$\rho_{\text{вп}} = \frac{|\rho(t)|^2}{\sigma_n^2 + \sigma_s^2} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{|\int_{\Delta} \rho_{\text{вп}}(\omega_1, \omega_2) \rho_{\text{вп}}(\omega_1, \omega_2) d\omega_1 d\omega_2|^2}{\int_{\Delta} |\rho_{\text{вп}}(\omega_1, \omega_2)|^2 d\omega_1 d\omega_2}$$

где $\rho(t)$ — сигнал на выходе фильтра в момент времени t ; σ_n^2 — дисперсия шума; σ_s^2 — дисперсия собственных шумов $\langle \rho(t) | \rho(t) \rangle$ — спектральная плотность спектральной плотности освещенности наблюдяющей оптикой излучения; $\rho_{\text{вп}}(\omega_1, \omega_2)$ — пространственно-временная характеристика "указания (ПВ)" (альтерн); $\rho_{\text{вп}}$ — яркость изображения в пространственном частотном; $\sigma_n^2 = \int_{\Delta} \rho(\omega_1) |\rho(\omega_2 - \omega_1)|^2 d\omega_1 d\omega_2$ — дисперсия, учитывающая собственные шум $\langle \rho(t) | \rho(t) \rangle$; $\rho_{\text{вп}}(\omega_1, \omega_2) = \int_{\Delta} \rho(t) \rho(t) e^{i(\omega_1 t - \omega_2 t)} dt$ — указание спектральной плотности мощности единичного импульса; $\rho_{\text{вп}}(\omega_1, \omega_2) = \int_{\Delta} \rho(t) \rho(t) e^{i(\omega_1 t - \omega_2 t)} dt$ — указание дисперсия шумов; $\rho_{\text{вп}}(\omega_1, \omega_2) = \int_{\Delta} \rho(t) \rho(t) e^{i(\omega_1 t - \omega_2 t)} dt$ — указание дисперсия шумов.

(квадрат удаленного порогового потока). При вычислении радиационных шумов в ближней и средней инфракрасной области спектра необходимо учитывать как собственное излучение фонов, так и рассеянное солнечное. Для собственного излучения $\Phi_{\text{ф.к}}$ описывается выражением

$$\Phi_{\text{ф.к}}^{\lambda} = 2 \pi \lambda^2 k T_{\text{ф}} \frac{1}{\lambda^2} \left[1 + 2 \left(\frac{hc}{\lambda T_{\text{ф}}} \right) + 2 \left(\frac{hc}{\lambda T_{\text{ф}}} \right)^2 \right] e^{-hc/\lambda T_{\text{ф}}} \sin^2 \theta,$$

где λ — квантовая эффективность приемника излучения; k — постоянная Планка; h — постоянная Больцмана; $T_{\text{ф}}$ — температура фонов; c — скорость света; $\lambda_{\text{к}}$ — красноволновая граница спектральной чувствительности приемника излучения; θ — апертурный угол, определяемый фокусным расстоянием f оптической системы и диаметром охлаждаемой вилфрагмы. Учесть шумы, обусловленные рассеянным солнечным излучением в спектральном диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$, можно, используя выражение

$$\Phi_{\text{ф.к}}^{\lambda} = \tau_{\text{с}} \lambda_{\text{к}}^2 \frac{S_{\text{вх}}}{f^2} \epsilon_{\text{с}} \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} B_{\text{с}}^{\lambda},$$

где $\tau_{\text{с}}$ — коэффициент пропускания оптической системы; $S_{\text{вх}}$ — площадь входного зрачка оптической системы; $B_{\text{с}}^{\lambda}$ — средняя яркость фонов, обусловленная рассеянным солнечным излучением. По данным [4] $B_{\text{с}}^{\lambda}$ в дневное время можно положить для окисл прозрачности 2,1–2,4 мкм приблизительно равным 1 Вт/(м²ср), а для окон 3,1–4,2 и 4,5–5,1 мкм соответственно 0,3 и 0,15 от яркости абсолютно черного тела при температуре 290 К.

При переходе к угловым координатам ρ, ψ , выраженным в угловых градусах, спектральную плотность освещенности изображенная "точечного" источника с силой излучения $I_{\text{с}}$ для оптической системы σ освещенноасимметрично. ППВ можно записать в виде

$$S_{\text{с}}(\rho, \psi) = k_{\text{с}} \frac{I_{\text{с}}^2}{\rho^2} \left(\frac{180^\circ}{\sigma} \right)^2 H(\rho, \psi),$$

а спектральную плотность мощности пространственных флуктуаций освещенности фонов — в виде

$$G_{\text{с.к}}(\rho, \psi) = k_{\text{с}}^2 k_{\text{к}}^2 G_{\text{с.к}}(\rho, \psi) [H(\rho, \psi)]^2,$$

где $k_{\text{с}} = \pi \tau_{\text{с}} \epsilon_{\text{с}} \cos^2 \rho_{\text{с}} / (4 f^2 / D^2)$ — коэффициент, связывающий яркость источника и освещенность его изображения; $k_{\text{к}}$ — коэффициент пропускания среды; $\rho_{\text{с}}$ — угол между нормалью к входному зрачку и направлением на источник; D — диаметр входного зрачка. Тогда при белом

шуме приемника излучения Q_{opt} можно записать следующим образом:

$$Q_{opt} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{h_p^2 \frac{I_0^2}{L^2} \left(\frac{180^\circ}{\pi} \right)^2 |H(\omega_p)|^2}{\left(\frac{h_p^2 k_n^2 r_n \sigma_n^2}{1 + k_n^2 \omega_p^2} \right)^{n+0.5} |H(\omega_p)|^2 + \left(\frac{180^\circ}{\pi} \right)^2 \frac{\Phi_{ш}}{2T}} \omega_p d\omega_p$$

Из последнего вычисления хорошо видно, что Q_{opt} зависит от параметров спектральной плотности мощности фоновых шумов приемника излучения, времени накопления сигнала T , а также относительного отверстия и ППД оптической системы, относительного отверстия очоувдннл. При преобладающем вкладе собственных шумов приемника излучения необходимо обеспечить максимально возможное отношение D/f . В случае же ограничения радиационной силой шумов Q_{opt} не зависит от величины D/f . Влияние качества оптической системы можно оценить, рассчитав Q_{opt} для двувального приемного объектива и объектива с гауссовой функцией рассеяния с различным радиусом, функцией рассеяния $h(\rho)$ и ППД для двувального объектива имеют вид $h(\rho) = J_1^2(x, \rho) / (\pi \rho^2)$,

$$H(\omega_p) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos \cos \frac{\omega_p}{2\alpha_0} - \frac{\omega_p}{2\alpha_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{2\alpha_0} \right)^2} \right] & \text{при } \omega_p \leq \alpha_0, \\ 0 & \text{при } \omega_p > \alpha_0, \end{cases}$$

где $\alpha_0 = \pi D / (180^\circ \lambda)$; $J_1(x)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка, а для объектива с гауссовой функцией рассеяния —

$$h(\rho) = \frac{2}{\pi} e^{-\rho^2}, \quad H(\omega_p) = e^{-\omega_p^2 / 4\rho^2},$$

где $\rho = \pi / (180^\circ \lambda)$; ρ_p — радиус кружка рассеяния, выраженный в радианах. На рис. 1 представлены зависимости Q_{opt} от величины ρ при различных значениях λ для двувального объектива (группа зависимостей 1) и объектива с гауссовой функцией рассеяния с $\rho_p = 0,3$ мрад (группа 2) и $\rho_p = 1$ мрад (группа 3), рассчитанные для окна прозрачности 4, $\tau = 0,1$ юм и случае ограничения радиационными шумами при следующих параметрах: $f = 0,1$ м; $\lambda = 0,1$ м; $I_0 = 0,1$ Вт/см²; $f = 5000$ м; $k_n = 1$; $\sigma_n^2 = 0,1$ (Вт/м²см)²; $T = 0,001$ с. На рис. 2 приведены зависимости Q_{opt} от ρ_p для объектива с гауссовой функцией рассеяния при различных значениях λ в н. Аккумуляция полученные зависимости, можно отметить следующее влияние качества объектива на отношение сигнал/шум

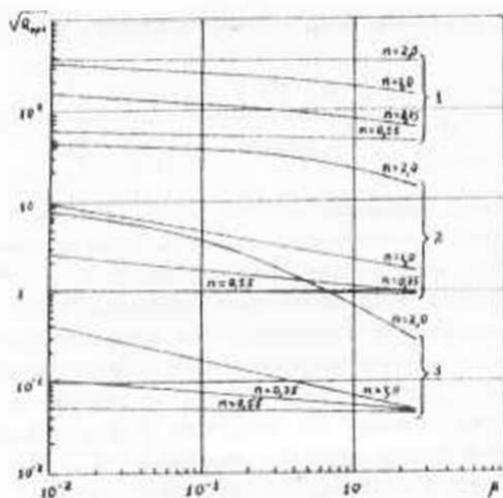


Рис. 1. Зависимость отношения сигнала/шум от ρ

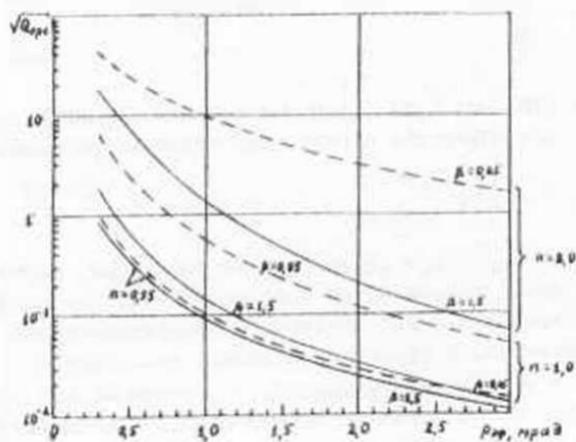


Рис. 2. Зависимость $\sqrt{Q_{opt}}$ от эффективного радиуса кружки рассеяния объектов

при обнаружении малоразмерных объектов. Как видно из рис. 2, при ухудшении качества объекта по порядку $\sqrt{G_{\text{ср}}}$ уменьшается примерно на два порядка. Особенно сильное влияние качества объекта наблюдается при наличии широкополосных помех, являющихся быстрым затуханием на высоких частотах (см. случай $\rho = 1.5, \lambda = 2, 0$ на рис. 2).

Рассматривая зависимость $\sqrt{G_{\text{ср}}}$ от показателя степени затухания высокочастотных составляющих спектральной плотности мощности основной помехи λ и параметра ρ , характеризующего ширину полосы помех, можно отметить гораздо более сильное влияние показателя степени λ . Величина ρ существенно сказывается лишь при ухудшении качества объекта. Это говорит о необходимости выбора такой непосредственной характеристики пространственного фильтра $P_{\lambda}(\omega, \lambda = \rho \cdot \tau)$, которая бы обеспечивала при выделении сигнала из помех, имеющих различное значение λ , минимальное снижение отношения сигнал/шум по сравнению с максимально достижимым, т. е. $Q_{\text{opt}}(\lambda)$.

Зависимость Q_{opt} от λ, ρ, τ и σ^2 носят одинаковый характер. При уменьшении λ, ρ, σ^2 или увеличении τ отношение сигнал/шум увеличивается, особенно при больших значениях λ . При этом, как показывают расчеты, ППФ пространственного фильтра претерпевает сильные изменения своей формы.

Таким образом, при расчете ППФ пространственных фильтров ОБ обнаружения, работающих при изменяющихся параметрах основной помехи, необходимо оптимизация передаточной характеристики с учетом возможных пределов вариаций $\lambda, \rho, \sigma^2, \tau$.

Литература

1. Завмиров А. А., Хороя Д. М., Шкурский Б. И. Оптимальное выделение оптических сигналов на фоне помех при наличии собственных шумов приемника излучения // Автоматика и телемеханика. - 1974. - № 1. - С. 40-52.
2. Завмиров А. А., Хороя Д. М., Шкурский Б. И. Оптимальная пространственно-временная фильтрация в оптико-электронных световых и лазерных сканирующих // Автоматика и телемеханика. - 1976. - № 1. - С. 38-46.
3. Краго С. А., Улюк Г. И., Долгин В. Я. Естественные фоновые помехи в окрестностях прозрачности атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. - 1984. - Т. 27, № 11. - С. 1355-1367.
4. Краго С. А., Улюк Г. И. Статистические характеристики некоторых атмосферных фоновых помех // Изв. вузов. Радиофизика. - 1984. - Т. 27, № 11. - С. 1367-1369.

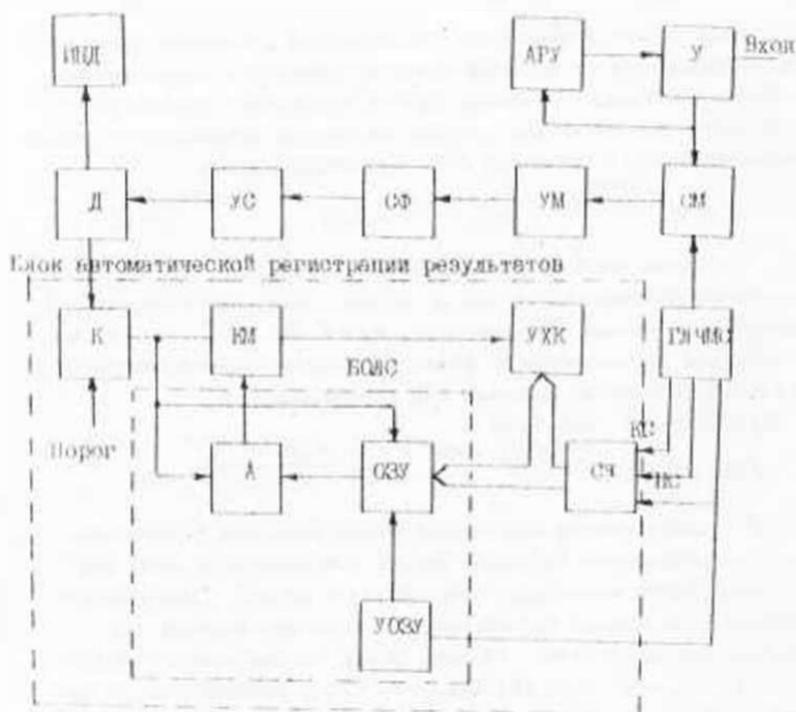
И. Л. Козлов, В. А. Гирого, А. Ф. Шалов
 НАПРАВЛЕННЫЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТРАНАЛИЗАТОР
 ДИСПЕРСИОННЫХ СИГНАЛОВ

В системах обнаружения и анализа дисперсионных сигналов с повышенной нагрузкой частотой и случайным временем появления предпочтительно применение методов согласованной фильтрации, позволяющих достигнуть минимального времени анализа и обеспечить при этом максимальную достижимую чувствительность. Известно, что наилучшими характеристиками в этих случаях обладает параллельный метод согласованной фильтрации, основанный на преобразовании входного сигнала с помощью смесителя и управляемого генератора в линейно-частотно модулированный (ЛЧМ) сигнал с последующей обработкой его набором согласованных фильтров [1]. Однако техническая реализация этого метода затруднена необходимостью применения большого числа параллельных каналов, определяющих разрешения по частоте. Поэтому более эффективным является применение не параллельного, а последовательного метода [2], в котором диапазон частоты и соответственно время переключения ЛЧМ-генератора в два раза больше, однако обработка выходного сигнала смесителя осуществляется одним согласованным фильтром, что значительно упрощает конструкцию.

На рисунке представлена функциональная схема системы, реализующей последовательный метод спектрального анализа. Этот метод основан на определении временного положения отклика на выходе согласованного фильтра, которое зависит от частоты входного сигнала. Покажем, как связаны время появления сигнала на выходе согласованного фильтра с входной частотой. Пусть входной сигнал имеет комплексную амплитуду $U_0 e^{j\omega t}$ на интервале $\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}$, где f — измеренная частота. В смесителе ЛЧМ происходит перемножение входной частоты и сигнала ЛЧМ генератора $U_{\text{ЛЧМ}} = U_{\text{ЛЧМ}} e^{j\omega_{\text{ЛЧМ}} t}$, колебание которого линейно модулировано по частоте. Спектральная плотность результирующего сигнала будет иметь вид

$$S(f) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} U_0 e^{j(\omega - \omega_{\text{ЛЧМ}}) t} dt \quad (1)$$

Введем масштабный временной коэффициент α , связывающий частоту входного сигнала f и скорость переключения частоты $\omega_{\text{ЛЧМ}}$



Функциональная схема системы:

ИПД—индикатор; Д—детектор; УС—усилитель; ФФ—фильтр; УМ—усилитель мощности; СМ—селективность; У—узел; АРУ—блок автоматической регулировки усиления; К—коммутатор; ЮМ—модулятор; УХК—устройство хранения кодов; ГЛЧМБ—генератор ЛЧМ сигнала; ФЧЭС—блок ограничения частот арбитриальностей; А—амплитудный; ОЗУ—оперативное запоминающее устройство; СЧ—счетчик; УОЗУ—управление ОЗУ

родины P :

$$\theta = \frac{\pi t}{T} \quad (2)$$

Используя (2), преобразуем выражение (1) к виду

$$g(\theta) = e^{-j\omega t} \int_{-T/2}^{T/2} g(t) e^{-j(\omega - \omega_0)t} dt \quad (3)$$

Из (3) следует, что зависимость спектральной плотности сигнала на выходе смесителя от входной частоты сводится к зависимости комплексной амплитуды колебания (3) от временного параметра θ . Известно [2], что амплитуды сигнала на выходе согласованного фильтра, согласованного с сигналом ЛЧМ генератора, равны

$$w(t) = 0,5 e^{-j\omega_0 t} \int_{-T/2}^{T/2} g(t) g^*(t - \theta) dt \quad (4)$$

где ω_0 - средняя частота согласованного фильтра; t_0 - временное положение максимума отклика на выходе согласованного фильтра относительно начала ЛЧМ импульса; $\omega = \omega_0 + \omega_1$; g^* - частотная характеристика согласованного фильтра, комплексно-сопряженная к спектральной плотности сигнала ЛЧМ генератора.

Используя (3), получаем

$$w(t) = [0,5 \omega_1 T e^{-j(\omega_0 + \omega_1)t} \int_{-T/2}^{T/2} g(t) g^*(t - \theta) dt] \frac{\sin T\omega_1(\omega_0 + \omega_1 - \theta)}{T\omega_1(\omega_0 + \omega_1 - \theta)} \quad (5)$$

где T - длительность импульсной характеристики и деления частоты согласованного фильтра. Первый множитель в этой формуле характеризует амплитудно-частотный, а второй - фазочастотный спектры на выходе согласованного фильтра. Формула (5) справедлива при достаточно больших базисах согласованного фильтра, т.е. $\omega_1 T \gg 1$. Из (5) следует, что в зависимости от величины временного параметра θ , значения которого (2) определяются входной частотой, будет изменяться временное положение отклика на выходе согласованного фильтра. И, измеряя величину θ , находим частоту входного сигнала

$$f = \frac{\omega_0}{2\pi} \quad (6)$$

Диназон перестройки частоты генератора ЛЧМ сигнала выбирается таким, чтобы любой сигнал с частотой, находящейся в полосе анализа, после преобразования полностью попадал в полосу согласованного фильтра. Разрешение по частоте спектроанализатора определяется обратным значением длительности импульсной харак-

характеристики согласованного фильтра $1/\tau_s$, в полосе анализа - разность полос частот перестройки генератора ЛЧМ и полосы частот согласованного фильтра. Отношение сигнал/шум на выходе фильтра вычисляется по формуле $S/N_0 = \sqrt{2} \frac{E}{N_0 \tau_s}$, где E - энергия сигнала на интервале времени, равном τ_s ; N_0 - спектральная плотность мощности шумов. Радиосигнал (5) с выхода согласованного фильтра усиливается усилителем и поступает на детектор обшивающей Φ , сигнал на выходе которого, т.е. спектр входного сигнала, можно визуально наблюдать на устройстве индикации, например на экране осциллографа. Для обеспечения большого динамического диапазона входных сигналов применяется малощумный усилитель с быстродействующей системой АРУ [3], обеспечивающий динамический диапазон регулировки усиления 110 дБ и позволяющий без искажений обрабатывать сигналы от собственных шумов усилителя до сотен милливольт. Стабилизация характеристик спектроанализатора обеспечивается применением в генераторе линейно-частотно модулированного сигнала автоподстройки параметров генерируемого колебания по методу цифрового преобразования с кварцевой стабилизацией опорной частоты [4]. Спектральные составляющие входного сигнала фиксируются в блоке автоматической регистрации результатов. Если амплитуда входного сигнала с детектора превысила порог компаратора К, то на его выходе появится импульс, поступающий через коммутатор в устройство хранения кодов, где фиксируется его временное положение путем запоминания мгновенного состояния счетчика СЧ кода скорости. Работа счетчика жестко синхронизирована по сигналам начала счета КС и конца счета КС с работой ГЛЧМС. Поэтому в памяти фиксируется код, пропорциональный значению частоты зарегистрированной спектральной составляющей. Дальнейшая обработка результатов осуществляется в микроЭВМ, которая подключается к блоку через соответствующий интерфейс. При использовании спектроанализатора для обнаружения и анализа сигналов неизвестной частоты с малым отношением сигнал/шум применяется блок ограничения ложных срабатываний (ВОЛС), позволяющий существенно снизить вероятность ложных тревог при практическом сохранении вероятности правильного обнаружения. Принцип работы ВОЛС основан на разбиении интервала анализа в каждом периоде перестройки ГЛЧМС на элементарные временные интервалы и запоминании состояния компаратора в этих

интервалах на несколько периодов перестройки с последующим контролем на наличие хотя бы двух импульсов с одинаковыми задержками за текущий и предыдущие периоды перестройки. Поскольку вероятность возникновения шумных импульсов в одинаковых интервалах времени разных периодов перестройки (ЛЧМ) мала, то можно снизить порог компаратора и регистрировать сигналы с малыми амплитудами.

Блок автоматической регистрации результатов выполнен на микросхемах серий К132, К155, К555, К597.

Как указывалось выше, основные характеристики оцифрованного спектроанализатора определяются главным образом параметрами согласованного фильтра. Так, при использовании согласованного фильтра с полосой 10 МГц и длительностью импульсной характеристики 50 нс спектроанализатор имеет следующие характеристики: пороговую чувствительность, приведенную по рхову, — 0,3 мкВ; разрешения по частоте — 20 кГц; период анализа — 100 нс (при полосе анализа 20 МГц).

Литература

1. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. — М.: Сов. радио, 1966. — С.78.
2. Ширман Я.Д. Разрешения и шумовые сигналы. — М.: Сов. радио, 1974. — С.78.
3. Тарго В.А., Козлов В.В., Шилов А.Ф. Широкополосный усилитель с быстродействующей автоматической регуляцией усиления // ИТЭ. — 1986. — № 4. — С. 111—112.
4. Тарго В.А., Козлов В.В., Коростик К.И. Генератор линейно-частотно модулированного сигнала для оптической дальнометрии: Тез. докл. II Всесоюз. ИТК "Метрология в дальнометрии". — Харьков, 1986. — С. 112—114.

АНАЛИЗ ПИЧЕВЫЙ ДВУХЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Большой класс прикладных задач построения фотоэлектрических систем требует разработки универсальной оптической системы, часто в хромотизонной и широком диапазоне. Наиболее оптимальной в отношении универсализации является зеркальная система, а именно двухзеркальная, в которой наиболее просто производится компенсация аберраций по кривой мере третьего порядка. Анализ двухзеркальной системы посвящено множество работ, в том числе фундаментальных [1]. Однако не предлагается универсального метода, позволяющего производить оперативный выбор конструктивных параметров. Наш метод анализа позволяет преодолеть этот недостаток.

На первом этапе построения системы необходимо определить динамику изменения ее параметров в зависимости от расстояния между зеркалами и размера выноса фокуса за главное зеркало (рис. 1).

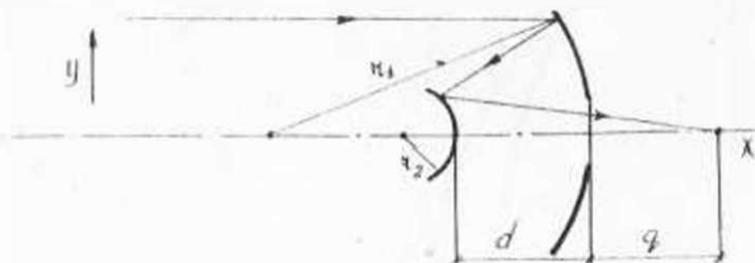


Рис. 1. Двухзеркальная система

В качестве расчетных соотношений используются:

$$\gamma_1 = \frac{2d}{1 - S'} \quad \gamma_2 = \frac{2S' - d}{1 - S' + d} \quad (1)$$

$$f'_0 = 1 \quad B_1 = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{1 - S'^2}{S'}} \quad (2)$$

$$e_2^2 = \frac{4d(S'+1)}{11 - S'^2 + d^2} + \frac{2d^2(11 - 4B_1d)}{11 - S'^2 + d^2} + 1 \quad (3)$$

Зависимости γ_1 , γ_2 , B_1 и e_2^2 от S' (или q) при параметрическом задании d представлены на рис. 2. Результатом анализа этих зависимостей являются следующие положения.

Если вторичное зеркало-сплюснутый сфероид, то оптическая система является системой Кассагрена (с главным вогнутым и вторичным выпуклым зеркалами). Характерный признак этой области

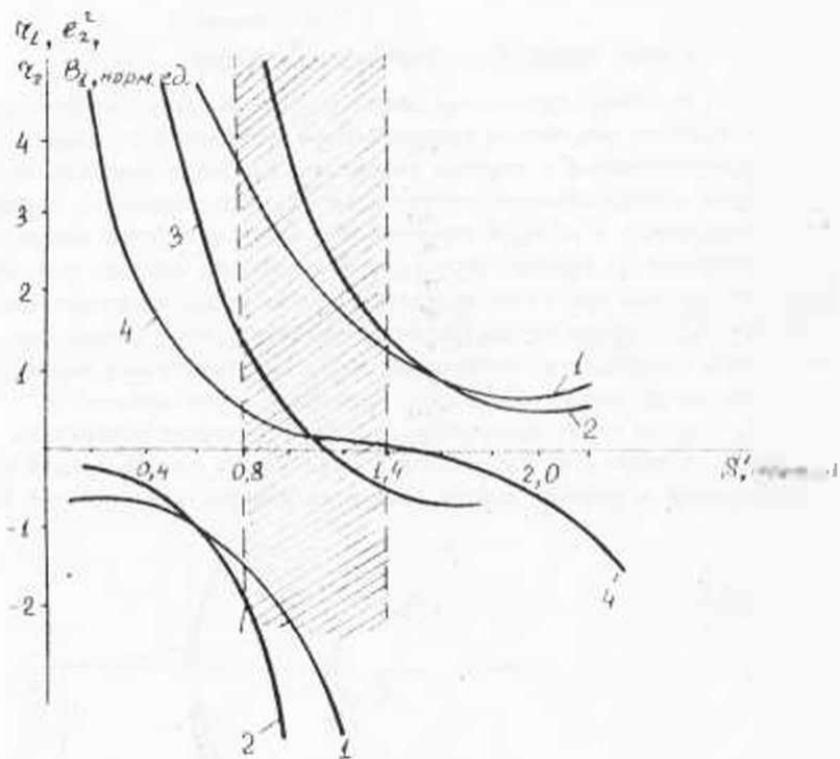


Рис.2. Расчетные номограммы для выбора конструктивных параметров оптической системы:
 1,2,3,4-зависимости от S' , соответственно $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, e_2^2$.

Случай, чаще всего применяемый на практике)
 Вторичное зеркало - гиперболоид. Главное и вторичное зеркала
 вогнуты. В этой ситуации $f_1 < f_2$, $\delta < f_1$.

Случай 1. Оптимальная форма профиля вторичного зеркала - парабо-
 ллоид, при этом главное зеркало становится плоским.

Случай 2. Вторичное зеркало может быть эллипсоидом, сферой или
 сплюснутым сфероидом. Главное зеркало будет выпуклым, вторич-
 ное - вогнутым. Оптическая система имеет одну из трех модифика-
 ций (рис.3).

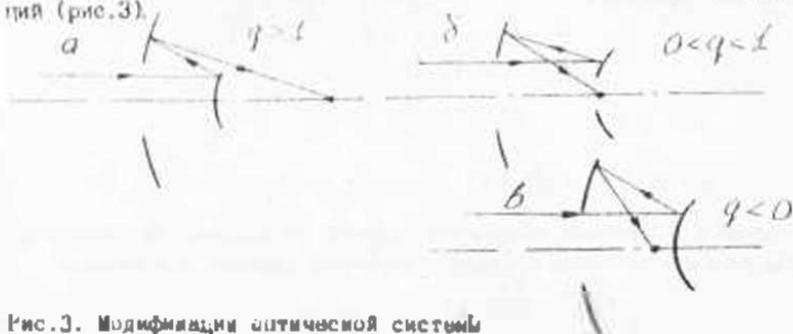


Рис.3. Модификации оптической системы

Критерий построения системы - минимизация сферической абер-
 рации. Сферическая аберрация будет отсутствовать лишь в случае,
 если контролируемая поверхность имеет теоретический профиль. От-
 ступание асферической поверхности от заданной формы вызовет
 расфокусировку всей системы.

Наиболее технологична система с фиксированными радиусом
 главного зеркала и расстоянием между компонентами системы. Для
 оценки возможностей метода необходимо провести анализ изменения
 фокуса в зависимости от изменения профиля поверхности вторично-
 го зеркала.

Задний отрезок и фокальное расстояние определяются из выра-
 жений:

$$\sigma' = \frac{r_1 r_2 - 2d r_1}{2r_1 - 4d - 2r_2} \quad (4)$$

$$\rho' = \frac{r_1 \sigma'}{r_1 - 2d} \quad (5)$$

$$\delta' = \frac{r_1 h' - 2d h'}{r_1} \quad (4')$$

$$\delta'' = \frac{r_2 r_1}{2r_1 - 2r_2 - 4d} \quad (5')$$

Коэффициент комы K_3 и эксцентриситет вторичного зеркала определяются из (2) и (3). Для проведения вычислений K_3 и ϵ нормируются на K_1 .

Апертура системы выбирается из условия минимума сферической абберации

$$d = \sqrt{1634 \lambda \frac{200000}{\sigma_1} \frac{1}{\sigma_2}}$$

Координаты x_1, y_1 точек на поверхности вторичного зеркала вычисляются по формулам:

$$x_1 = \frac{z^2 - d^2 + y_1^2 + x_1^2 \cos^2 \epsilon_1 + 2y_1 x_1 \sin \epsilon_1}{2(1 - \cos \epsilon_1 + \epsilon_1 \sin \epsilon_1 + \epsilon_1^2 / 4 + \epsilon_1^3 / 4 \cos 2\epsilon_1)}$$

$$y_1 = y + \epsilon_1 (x_1^2 + y_1^2) / 2d$$

где

$$z = -2d - \gamma_2 - y - x = \frac{2y^2}{\cos 2\epsilon_1}; \quad \epsilon_1 = y - \gamma_1$$

$$y = 2x \sin \epsilon_1 / (1 + \cos \epsilon_1); \quad \epsilon_1 = -\gamma_1 \sin \epsilon_1$$

Отклонение Δx профиля вторичного зеркала от окружности радиусом, равным радиусу кривизны профиля вторичного зеркала при вершине

где x_2 - координата окружности:

$$x_2' = -\gamma_1 \epsilon_1 + \gamma_2 + d\gamma_2 - y_1^2 \quad \text{если } \gamma_2 < 0,$$

$$x_2' = -\gamma_1 \epsilon_1 + \gamma_2 - d\gamma_2 - y_1^2 \quad \text{если } \gamma_2 > 0.$$

Это изменение профиля вызовет изменение фокуса на величину

$$\Delta f = \frac{2x_2(z_2 - y_1^2) - x_2^2 \gamma_2 - d^2 \gamma_2}{2d^2 \cos^2 \epsilon_1} \cdot \epsilon_1$$

Имеет смысл только те системы, у которых $\Delta f > 0$ и $S > 0$. Тогда

из (4) и (5) можно определить, какие величины радиуса вторичного зеркала существуют при заданных значениях γ_2 и d . Таким образом имеет смысл только те системы, у которых

$$2\gamma_2 - 2\gamma_1 - 4.1 > 0, \text{ т.е. } \gamma_2 > \gamma_1 + 2.05.$$

При заданном d система будет работать с какого-то определенного значения γ_2 .

Для построения универсальной системы наиболее подходящей является система Кассегрена. В качестве примера рассмотрим систему с исходными данными:

$$\gamma_1 = 300 \text{ мм.}$$

$$\gamma_2 = 20 \dots 300 \text{ мм, изменяется с шагом 20 мм.}$$

$r_1 = 100,000$ мм, изменяется с шагом - 10 мм,

$d = 0,13$ мм.

Расстояние между зеркалами d не может быть более 150 мм, система предфокальная, вторичное зеркало располагается слева от главного, $f_1 < 0$. При этом имеет смысл только системы, у которых $f_2 > 0$ и $S_1' = 0$, тогда из (4) или (5) определяется d для данной системы:

Из условия $f_1 = -300$ мм, $0 > d > -150$ мм.

Поскольку $f_1 < 0$, то из формул (4) и (5) и при проверке расчета можно определить величину радиуса вторичного зеркала, подставляя для заданных значений f_1 и d .

Имеет смысл только те системы, у которых $2r_1 - 2r_2 - 4d > 0$, т.е. $r_2 < r_1 - 2d$. Значит, при заданном расстоянии между зеркалами можно проводить исследование вторичного зеркала, начиная с какого-то определенного значения.

При фиксированном расстоянии между вершинами зеркал с увеличением абсолютного значения радиуса вторичного зеркала происходит уменьшение эквивалентного фокусного расстояния системы f , уменьшение расстояния от вторичного зеркала до фокуса системы. При этом это изменение происходит в широких пределах.

Для практического использования оптической системы необходимо выделить только ту область, где вынос фокуса за главное зеркало q имеет положительное значение. Строя графики зависимости q от радиуса вторичного зеркала при определенном d , можно сделать вывод, что с увеличением расстояния между зеркалами эта характеристика будет принимать все больше отрицательных значений, которые не нужны, так как соответствует положению фокуса между зеркалами. Для каждого определенного значения d отрицательные q будут появляться при большем абсолютном значении радиуса вторичного зеркала. Приняв в выражении (4) $S_1' = -d$, найдем для данного расстояния между зеркалами величину радиуса вторичного зеркала, при которой вынос фокуса за главное зеркало $q = 0$. Если радиус вторичного зеркала в оптической системе будет больше по абсолютной величине, то фокус будет между зеркалами, т.е.

$$-d = \frac{r_1 r_2 - 2d^2 r_2}{2r_2 - 4d - 2r_2}$$

$$K_2 = \frac{-2\gamma_1 r_1 + 4d^2}{\gamma_1 - 4r_1 d}$$

Рассмотрим, как зависит коэффициент центрального экранирования от расстояния между зеркалами, так как от радиуса вторичного зеркала он фактически не зависит. В качестве центрального экранирования возьмем K_2/γ_1 , где γ_1 — координата крайней точки профиля главного зеркала, K_2 — соответствующая ей координата крайней точки профиля вторичного зеркала. Очевидно, что центральное экранирование уменьшается при увеличении расстояния между зеркалами. Причем эта зависимость носит прямой характер. Это можно объяснить и исходя из формул. Примем $s' = d + \gamma_1/d$ — расстояние фокуса главного зеркала от вершины вторичного зеркала. Тогда, исходя из принципа подобия, можем ввести коэффициент центрального экранирования $K = 2s'/r_1 - 1 - 4d/\gamma_1$, который будет приблизительно равен ранее введенному коэффициенту центрального экранирования.

Начальным этапом построения системы является выбор оптического промежутка d . Ограничением на возможные значения d является условие $d < (r_1 - r_2)/2$.

В общем случае для известных γ_1 и γ_2 оптический промежуток можно задавать в пределах: $(r_1 - r_2)/2 > d > \gamma_1/\gamma_2$.

Из анализа расчетных данных по критерию минимизации коэффициента комы, чувствительности системы и эксцентриситету вторичного зеркала и т.д. выберем $d = -0,2$. Из расчета определяется форма зависимости $\gamma_1, \gamma_2, \beta_1, \alpha_2$ от s' (рис. 2). Комплексный анализ этих зависимостей дает возможность определить оптимальную область значений параметров системы (заштрихованная область).

Литература

1. Салжаров Г.П. Методы расчета оптических систем. М.: Машиностроение, 1975.-640с.

Исследования	3
• задачи и программа измерений систем	4
Мельников И.И., Малевич И.А., Чубаров С.И., Исмаков А.К. Структурная модель лазерных систем с широким пространствен- но-временным разбросом (системный подход)	5
Сиренко Г.А. Об одном из перспективных направлений разви- тия теории и техники перестраиваемых лазеров на активиро- ванных кристаллах	14
Мельников И.И., Гринько А.А., Малевич И.А., Чубаров С.И. Структурная постановка информатико-вычислительных систем с лазерами и оптико-электронными экспериментальными каналами для лазерной спектральной диагностики окружающей среды	20
Малевич И.А., Чубаров С.И. Численное моделирование и раз- работка структурной модели ЛДА временного типа	30
Исмаков А.К., Мельников И.И. Обработка сигналов обратного рассеяния в лазерных системах (статистический подход)	43
Курько М.Я., Малевич И.А. О возможностях совместного из- мерения спектральных профилей оптических параметров атмо- сферного воздуха и относительной влажности атмосферы	50
Грузинский В.В., Рим У.Аен, Кухто А.В. Генерация производ- ных инфракрасных при накачке азотным лазером	55
Харнинов С.Д., Малевич И.А., Чубаров С.И. Профилометр вод- ной поверхности	60
Малевич И.А., Ставров А.А., Шиперко Д.С., Щаньковский В.В. Учет оптической рефракции при измерении углов и дальности локационными методами	75
Исмаков А.К. Последовательная процедура классификации ре- зультатов сигналов в лазерных системах	81
Ануфрик С.С., Энско К.Ф., Курганский А.Д. Оптимизация внутренней схемы возбуждения XeCl-лазера	87
Ануфрик С.С., Энско К.Ф., Курганский А.Д. Исследование влияния емкостной и искровой преддоминанции на энергию ге- нерации XeCl-лазера	92
Парадун В.В., Ефремов К.И. Мощный пакетно-импульсный по- длинноволновый стримерный лазер	99
Ануфрик С.С., Картаваска С.А., Анигчук В.Д., Курлозич А.Ф. Исследование сигнала усиленного спонтанного излуче- ния в лазере на красителе с накачкой эксимерным лазером	101

Ануфрик С.С., Карташева С.А., Казитцев В.Д. Излучение лазера на красителе с возбуждением экimerным лазером	150
Карих Е.Д. Гидричестотныи пульсови излучения в перестраиваемом CO_2 -лазере низкого давления	156
Манах Я.С., Михняк С.В. Анализ переходных процессов в моделях излучения на основе непрямолинейных полуупроводников	162
Карих Е.Д., Малевич И.А. Эффективность гетеродинамики излучения импактных лазеров в разогретых пучках иоронич В.Е., Гачко Г.А., Кинач Л.И., Шкелевич С.А. Пикосекундный лазер с высокой частотой повторения на стандартных элементах	168
Бортукевич В.А., Дивини А.Р., Дипиний В.П. Определение степени когерентности при параметрическом рассеянии	176
Захаров Б.И., Черкас К.В., Хинрикс Х.А. Когерентное селективное титрование в газовом лазере	181
Комар И.И., Диевский И.А., Стабровский Г.И., Сметыко А.А. Лазерный канал синхронизации	187
Ткаченко В.Д., Латышев А.А., Струсов А.А. Вспрекция пучка в лазерных устройствах вывода информации	193
Кузинский С.П. Члжмилебегные излучения CO_2 -лазеров малой мощности с водор	199
Грушинский И.И., Редько А.А., Сумков И.А. Проявление паров перилена в разряде постоянного тока	205
2. Методы построения элементов опико-электронных систем высокого разрешения	210
Породай Г.С., Губь С.И., Кривалицкий С.А., Завик В.С., Савити И.А. Спектофика использования дифракционных решет с CCl_4 -фотокадами в системах времякоррелированного счета фотонов	216
Поробьев С.М., Маркин И.И., Усик В.И., Рай А.М. Полимерные оптические преобразователи технологической информации	221
Полдняков В.Р. Метод повышения точности разделения оптико-механическом тракте лазерного интерферометра	226
Марков И.И., Усик В.И. Повышение точности опико-электронных средств измерения коэффициентов透射率 и отражения	231
Пренке К.Г. Передаточные функции безинерционных фотоприемников в цифровой связи	236
Баринский И.З., Маштонов В.М., Сивриш В.М. Энергетический метод измерения температуры	241

Идатов И.М., Ривкин С.А. Интерферометры на голограммной оптике	181
Зираго В.А. Анализ влияния параметров фоновых помех, приемки излучения и объектив на отношение сигнал/шум на выходе пространственно-временных фильтров оптико-электронных систем	196
Колдов Н.Д., Зираго В.А., Шияев А.Ф. Быстрый последовательный спектральный анализ лазерных сигналов	202
Колесников В.М. Анализ приемной двухканальной системы	207

История развития науки и техники в СССР
в период строительства коммунистического общества
в свете учения о коммунизме
Л. С. Бернштейн
М., 1958

1/2

Литература: Л. С. Бернштейн, "История науки и техники в СССР", М., 1958.

История науки и техники в СССР
в период строительства коммунистического общества
в свете учения о коммунизме
Л. С. Бернштейн
М., 1958