

Е.П.Гордов

АВТОДИННЫЕ ЛИДАРЫ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ

В работе кратко изложены основные принципы приема эхосигнала на лазер и описаны автодинные лидары, использующие этот способ приема слабых оптических сигналов при зондировании атмосферы. Более подробно рассматриваются недавно предложенные модификации автодинных лидаров: параметрический лидар, в котором за счет модуляции зондирующего излучения удастся увеличить набор оптических и динамических характеристик атмосферной трассы и удаленного отражателя, извлекаемых из принятого на лазер эхосигнала, и гибридный лидар, в котором преимущества традиционных непрерывных автодинных лидаров объединены с достоинствами лидаров на импульсных лазерах.

1. Введение

Вскоре после создания лазеров было отмечено, что возврат части пучка обратно в лазерный резонатор может существенно изменить спектральные и кинетические характеристики генерируемого излучения [1]. По сути, это проявление в лазере автодинного эффекта, свойственного любой автоколебательной системе [2].

Влияние отраженного излучения на амплитудно-частотные характеристики лазерного излучения традиционно рассматривается как паразитический эффект. Такова, в частности, ситуация при разработке стабилизированных лазеров для прецизионных измерений [3] и при создании гибридных CO₂-лазеров [4]. В то же время высокая чувствительность характеристик излучения к достаточно слабым воздействиям отраженного сигнала указывает на то, что лазер является хорошим кандидатом на роль измерительного прибора. Действительно, в нем малые воздействия (слабое отражение) приводят к изменениям макроскопических характеристик (генерируемого излучения). Работы в направлении использования лазеров как измерительных устройств для определения характеристик слабых отраженных сигналов начались достаточно давно (см., например, [5]). Помимо возможности детектирования слабых сигналов, здесь исследователей стимулировала возможность использования одного лазера в качестве источника и приемника. Ясно, что при этом следует ограничиться случаем слабых отражений, чтобы исключить радикальные изменения (по сути, искажения сигнала) излучения лазера за счет захвата частоты внешним сигналом [6].

Кроме того, такая система должна обладать высокой помехозащищенностью от внешних засветок на других частотах, т.к. влияние на работу лазера может оказываться лишь сигналом, попадающим в область линии усиления активной среды. Привлекательным также является то, что при приеме слабого сигнала на лазер можно реализовать почти гетеродинную схему приема, в которой волновые фронты опорного сигнала (генерируемого в резонаторе поля) и принимаемого эха совмещаются автоматически и смещение происходит не на пластине фотодетектора, а внутри резонатора с активной средой. Последнее означает, что на фотодетектор поступает достаточно сильный сигнал, величина которого остается в одинаковом диапазоне вне зависимости от величины отраженного сигнала. Это позволяет работать в одном и том же динамическом диапазоне фотодетектора и зачастую пренебрегать его собственным шумом.

Перечисленный выше набор свойств, присущий внутриврезонаторному лазерному приему слабых сигналов, делает этот подход почти идеально приспособленным для задач лазерного зондирования атмосферы [7]. Естественно, что это обстоятельство пробудило интерес исследователей к использованию лазерного автодина. Несмотря на результаты, полученные в области лазерной дальнометрии [8] и зондирования скорости ветра [9], первоначальный интерес к использованию автодинных лидаров для исследования характеристик атмосферы угас достаточно быстро. Причина, видимо, заключалась в достаточно сложной процедуре извлечения информации из детектируемого сигнала и в общем уровне развития в то время лазерной техники.

Новый всплеск интереса к использованию внутрирезонаторного приема на лазер в задачах атмосферной оптики относится к началу 80-х. Здесь следует отметить предложенный в Институте оптики атмосферы нетрадиционный подход к использованию лазера в качестве приемника в задачах спектроскопии атмосферы [10,11]. Этот подход является естественным развитием идей и методов внутрирезонаторной спектроскопии [12]. Его сущность заключается в том, что широкополосное лазерное излучение, отраженное от выносного искусственного или естественного отражателя и испытавшее селективное атмосферное поглощение, возвращается обратно в резонатор лазера. Если длительность внешнего воздействия превышает характерное время жизни фотона в резонаторе, то происходит изменение в спектре генерации лазера – появляется провал, обусловленный селективным поглощением атмосферным газом. Спектральный отклик лазера может быть значительным в результате внутрирезонаторной конкуренции мод. В предельном случае зеркального отражателя возникает атмосферный вариант внутрирезонаторного трехзеркального лазерного спектрометра, одно плечо которого содержит активный элемент лазера, а другое – селективно-поглощающую атмосферу.

Экспериментальные исследования возможности абсорбционного газоанализа выполнены с импульсными лазерами на рубине и стекле с неодимом, а также с непрерывным аргоновым лазером. Спектр генерации указанных лазеров совпадает с линиями поглощения H_2O , O_2 и NO_2 . Лидар на основе аргонового лазера обеспечивал надежную регистрацию отраженного сигнала при эффективном коэффициенте отражения 10^{-7} . При атмосферной трассе длиной 70 м концентрационная чувствительность к NO_2 составила $5 \cdot 10^{-8}$. В экспериментах с твердотельными лазерами оценка концентрационной чувствительности к газовым компонентам осуществлялась по измерению провалов в спектре генерации на центре линий поглощения соответствующих газов. В частности, достигнутая чувствительность к H_2O ($\lambda = 694,38$ нм) составила 0,1 Торр, что соответствует концентрации насыщенных паров воды при температуре воздуха – $50^\circ C$.

Ясно, что реализованный подход с точки зрения физики процессов в лазере стоит в стороне от обычного лазерного автодинирования, поэтому в дальнейшем мы не будем останавливаться на этих интересных результатах.

По-видимому, первой работой, в которой было дано теоретическое описание работы автодинного лидара для измерения скорости ветра, является статья Чурнсайда [13]. Рассчитанное им поведение отношения сигнала к шуму вблизи и высоко над порогом генерации лазера находится в хорошем согласии с его же экспериментом [14]. К сожалению, при постановке задачи в работе влияние эха было учтено только через изменение эффективного коэффициента отражения выходного зеркала, что делает полученные результаты неполными. С точки зрения электродинамики влияние внешнего сигнала на характеристики поля в резонаторе должно учитываться через граничные условия на выходном зеркале для соответствующих уравнений Максвелла [15].

В настоящее время вопросы использования лазера в качестве элемента приемной системы лидара обсуждаются в литературе все более и более активно. Отражением интереса к этому подходу служит и проведение международного семинара <Оптические усилители в лидарных системах> [16] и наличие секции <Автодинные лидары> на последних конференциях по когерентным лазерным радарам [17, 18].

В настоящей статье, после краткого изложения основ физики описания работы обычных автодинных лидаров и их характеристик, более подробно будут рассмотрены предложенные и созданные в ИОА автодинные лидары новых типов – <параметрический> автодинный [19], в котором за счет модуляции зондирующего излучения удается одновременно получить набор оптических и динамических характеристик удаленного отражателя, и гибридный автодинный лидар, обладающий (за счет перехода от традиционно используемых в качестве преобразователей непрерывных лазеров к гибридным) повышенной чувствительностью к эхосигналу и увеличенной дальностью работы [20].

2. Основные принципы работы автодинного лидара

Схематически типичный автодинный лидар может быть изображен на рис. 1, где 1, 2 – зеркала лазерного резонатора с коэффициентами отражения R_1 и R_2 соответственно, 3 – активная среда и 4 – удаленный отражатель, в качестве которого может выступать удаленное зеркало, слой аэрозоля или топографическая цель.

Как уже упоминалось, мы ограничимся типичным для задач зондирования случаем приема достаточно слабых сигналов. Последнее означает также возможность полностью исключить захват частоты внешним сигналом [5]. Слабый отраженный сигнал возвращается в лазерный резонатор на смещенной частоте. Типичная ситуация, возникающая в резонаторе, изображена на рис. 2. Здесь сплошная линия изображает линию генерации с центром на частоте ω_0 , разрешенную геометрией резонатора, штриховая линия – отраженный сигнал на частоте ω_1 и штрихпунктирной линией показано поведение коэффициента усиления активной среды. Для того чтобы принятый сигнал мог существенно менять характеристики поля в резонаторе, по меньшей мере необходимо, чтобы эхо попадало в область, где коэффициент усиления больше единицы. Сигнал, попавший в область линии усиления активной среды в резонаторе, будет усиливаться и, если геометрия резонатора позволяет существовать в нем колебанию с частотой сигнала, то усиление за счет большого числа проходов может стать достаточно значительным. В работе [21] показано, что при возврате сигнала на смещенной в противоположную от сигнала сторону частоте ω_p по аналогии с четырехволновыми процессами названная волной изображения сигнала.

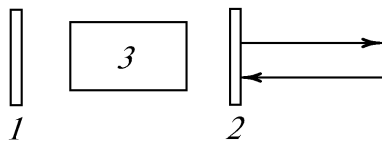


Рис. 1

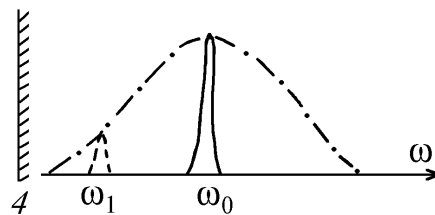


Рис. 2

Существенное обогащение спектра генерации лазера при введении в него слабого внешнего сигнала открывает несколько возможностей детектирования последнего. Наиболее очевидным способом является прямое измерение интенсивности поля в резонаторе на частоте ω_1 (усиленный сигнал). Кроме этого, возможно измерение интенсивности на частоте волны изображения ω_p . Информативным также будет и одновременное измерение поведения полей на этих двух частотах. Далее, смещение в резонаторе двух колебаний с амплитудами разного порядка величины приведет к появлению биений, проявляющихся как тонкоструктурная модуляция интенсивности генерируемого излучения. Многообразие возможностей организации измерений в рассматриваемой схеме позволяет выбрать наиболее оптимальный путь для определения тех характеристик отраженного сигнала, которые важны для конкретно решаемой задачи зондирования. В качестве конкретных способов измерения интенсивности поля в резонаторе на фотодетектор может подаваться, в частности, поле, выведенное через заднее зеркало лазера [22], либо преломленная на выходном брюстеровском окне лазера волна [23].

Теоретическое рассмотрение обычного автодинного эффекта в лазерах проводилось неоднократно [2]. Наиболее полное и корректное на сегодняшний день рассмотрение, включающее и анализ поведения шумов, проведено в работе Лоудона с сотрудниками [24]. Следует добавить, что эти результаты позволяют также провести оптимизацию оптических элементов автодинного лидара, дающую максимальное отношение сигнала к шуму для выбранного способа размещения фотодетектора.

3. Параметрический автодинный лидар

Прямое использование лазерного автодинного эффекта в лидарах возможно в случае, когда отраженный сигнал сдвинут по частоте от зондирующего излучения, т.е. либо при движении удаленного отражателя, либо при движении самого лидара (самолетный или спутниковый вариант). На этом пути были созданы лидарные системы, представляющие определенный интерес, например, автодинный лидар на CO_2 для определения характеристик движения удаленного отражателя [25] и лидар на Nd:YAG для дистанционного определения микрофизических и динамических характеристик аэрозоля [26]. Однако предложенный в [19] параметрический автодинный лидар обладает значительно большими возможностями. В этом случае зондирующее излучение модулируется периодически непосредственно в резонаторе лазера, например, малыми колебаниями выходного зеркала, частота которых Ω выбирается так, чтобы время распространения сигнала до и от отражателя было меньше периода колебаний. В ре-

зультате в резонатор лазера возвращается излучение с частотой, отстающей от частоты излучаемого сигнала $\omega(t)$. Сложение двух колебаний приводит к установлению в резонаторе биений с двумя характерными частотами – Ω и разностной частотой $\Delta\omega(t)$. Последняя явным образом зависит от расстояния L до отражателя. Глубина модуляции на разностной частоте зависит от интенсивности эхосигнала, т.е. от потерь при распространении сигнала (рассеяние на аэрозолях, поглощение по трассе и коэффициент отражения мишени). Анализ поведения поля, возникающего в резонаторе при приеме слабого сигнала, выполненный в рамках модели газового лазера, приводит к следующему уравнению:

$$I(t) = I_0 + \Delta I(t), \quad (1)$$

где I_0 – стационарное решение лазерного уравнения при неподвижном выходном зеркале, а $\Delta I(t)$ – малые отклонения от стационара, удовлетворяющие уравнению

$$\frac{d}{dt} \Delta I(t) = m \frac{a(t)}{a} \Delta I(t) + \theta \cos(\Delta \omega t) \Delta I(t - \tau), \quad (2)$$

здесь m – глубина модуляции интенсивности излучения, вызванная колебаниями зеркала; $a(t)$ – закон колебаний зеркала; θ – глубина модуляции интенсивности, вызванной эхосигналом; $\Delta\omega$ – частота биений и τ – время задержки эхосигнала, $\tau = \frac{2L}{c}$. Следует добавить, что обычно при использовании (2) удается пренебречь отличием $\Delta I(t - \tau)$ от $\Delta I(t)$, т.е. пренебречь запаздыванием. Для пилообразных колебаний зеркала частота биений имеет особенно простой вид:

$$\Delta\omega = \frac{\tau}{T} \omega \frac{a}{l}, \quad (3)$$

где T – период колебаний зеркала; $T \gg \tau$ и l – длина лазерного резонатора.

Более детальное теоретическое описание работы параметрического автодинного лидара выполнено в [27]. Для получения адекватной модели, удобной к тому же и для обработки экспериментальных данных, в системе лазерных уравнений для поля в резонаторе осуществляется переход от пространственных производных к конечным разностям и влияние эхосигнала учитывается граничными условиями, имеющими вид

$$E_2(a, t) = \gamma(t) E_1(a, t),$$

$$\gamma(t) = R_0 + \exp\left(\frac{-2L}{\sigma}\right) (1 - R_0^2) R_2 \cos\left(\frac{\omega\tau}{l} a(\tau)\right). \quad (4)$$

Здесь E_1 и E_2 – прямая и обратная волна в резонаторе; R_0 – коэффициент отражения выходного зеркала, σ – коэффициент потерь на трассе; R_2 – коэффициент отражения выносного зеркала; $\tau = 2L/c$.

Полученные в результате уравнения для $X(t) = E_1(a, t)$, $Y(t) = E_2(-l, t)$ имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{X} &= \gamma(1 - a(t)/l) (X - R_1 Y) = \alpha X - \beta(1 + 2\gamma^2) X^3; \\ \dot{Y} &= (1 - a(t)/l) (\gamma X - Y) = \alpha Y - \beta(1 + 2\gamma^2) Y^3, \end{aligned} \quad (5)$$

где положительные константы α и β – определенные обычным образом коэффициенты усиления и насыщения. Система уравнений (5) хорошо описывает динамику поля как на начальной стадии генерации, так и при установившихся биениях. Следует добавить, что на основе численного решения уравнений Максвелла (5) для поля в лазерном резонаторе предложен алгоритм восстановления потерь по трассе и оптических и динамических характеристик удаленно-отражателя по измеренным в процессе зондирования характеристикам биений.

Для проверки выводов теоретического анализа и исследования достижимых возможностей при определении характеристик атмосферной трассы был создан макет параметрического лидара на основе газоразрядного CO_2 -лазера [27]. Его функциональная схема показана на рис. 3.

Лидар состоит из непрерывного дискретно перестраиваемого по колебательно-вращательным переходам лазера на двуокиси углерода (1), приемопередающей оптической системы (2) и электронной аппаратуры регистрации сигналов (3). Модуляция частоты лазера в пределах контура генерации одного заданного колебательно-вращательного перехода осуществляется изменением длины резонатора путем колебания закрепленного на пьезокорректоре перестроечного зеркала.

Излучение лазера, выходящее через нулевой порядок дифракционной решетки, направляется на мишень при помощи внеосевого зеркально-линзового телескопа с фокусным расстоянием 70 см и апертурой 30 см. В качестве мишени использовались различные искусственные и топографические поверхности, такие как алюминиевое зеркало, шлифованная дюралюминиевая плита, кирпичная стена и т.п. Отраженный от мишени, расположенной на расстоянии 110, 210 и 500 м, в естественных условиях световой пучок собирается тем же телескопом и возвращается обратно в лазер.

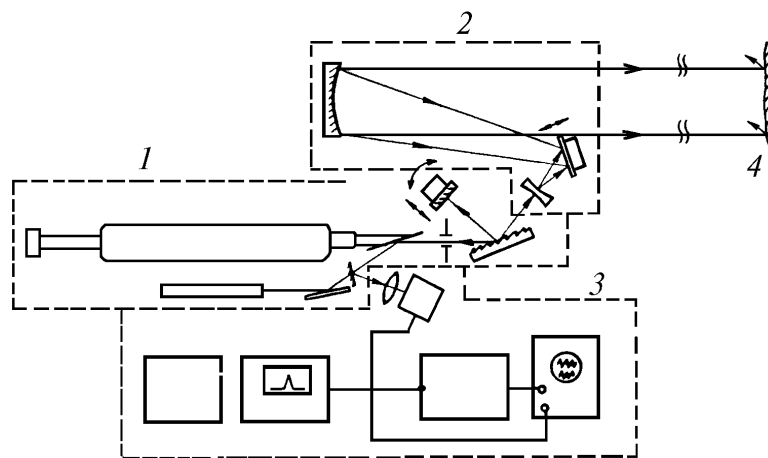


Рис. 3

Часть лазерного пучка, отраженная от торца газоразрядной трубки, фокусируется линзой из ВаF на чувствительную площадку фотоприемника на основе Au:Ge, охлаждаемого жидким азотом. Сигнал с фотоприемника усиливается малошумящим широкополосным усилителем и подается на спектроанализатор, осциллограф и селективный усилитель.

При сканировании частоты излучения лазера в пределах контура генерации одного колебательно-вращательного перехода при помощи перестроечного зеркала с частотой Ω за время прохода света на трассе мгновенная частота генерации смещалась на величину $\Delta\omega$ относительно частоты приходящего с трассы эхоизлучения. В случае сканирования частоты лазерной генерации по треугольному закону при заданных значениях девиации частоты генерации $\omega(t)$ и частоты сканирования Ω значение частоты $\Delta\omega$ возникающих при этом биений интенсивности лазера оставалось постоянным во времени за исключением зон срывов и зависело только от времени прохода излучения на трассе $\tau = 2L/c$. При сканировании частоты лазера по синусоидальному закону частота биений не только зависит от расстояния L , но и нелинейно изменяется во времени внутри каждого полупериода модуляции. Однако и в этом случае можно получить зависимость только от L , исключив указанную нелинейность. Для того чтобы расстояние L могло быть измерено однозначно, время задержки эхосигнала не должно быть меньше половины периода сканирования частоты генерации лазера.

В наших измерениях [28] частота сканирования изменялась в пределах 50–200 Гц, при этом величина перестройки частоты лазера составляла 10–20 МГц. На рис. 4, а, б показаны осциллограммы биений интенсивности излучения лазера, полученные при внутррезонаторном приеме эхосигнала от неподвижной мишени, расположенной на расстоянии 100 и 210 м от лазерной системы. Как видно, при сканировании частоты лазера по синусоидальному закону на осциллограммах появляются срывы биений в экстремальных точках синусоиды. При сканировании частоты генерации по треугольному закону срывы были значительно меньше или

вовсе не наблюдались. Этот факт обусловлен существованием в окрестности экстремальных точек слабой зависимости частоты биений от времени в первом случае и резкой зависимостью – во втором. Приведенные осциллограммы получены при благоприятных атмосферных условиях, т.е. после захода солнца и отсутствии ветра.

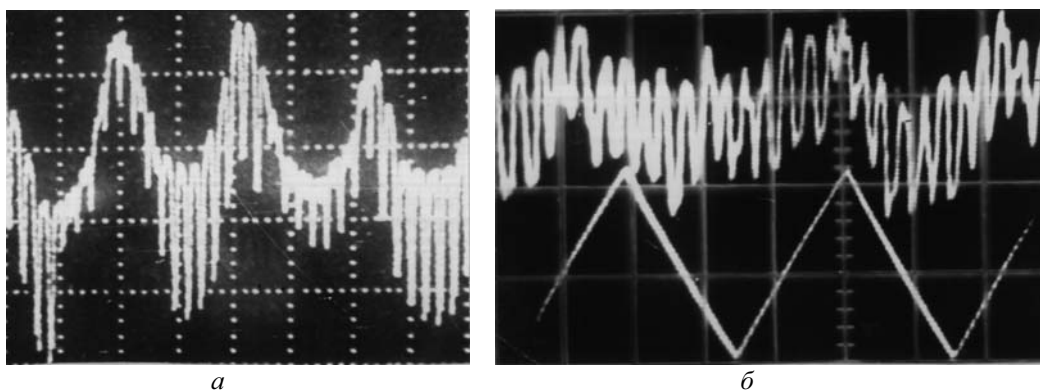


Рис. 4

Ветер и турбулентность атмосферы являются основными факторами, обуславливающими флуктуационные характеристики излучения, отраженного от мишени. Для уменьшения влияния атмосферной турбулентности при определении длины трассы по измерениям частоты биений следует выбирать период сканирования частоты лазера меньшим, чем характерное время атмосферных флуктуаций.

Для определения предельнодостижимой чувствительности параметрического лидара на CO_2 -лазере эксперименты проводились на слегка модифицированной установке. В эксперименте использовался стабилизированный CO_2 -лазер, работающий на переходе $P(20)$ полосы 001–100. Пучок излучения, выходящий в нулевой порядок дифракционной решетки, с помощью коллиматора направлялся на мишень, отражение или рассеяние от которой подлежит измерению. В качестве мишени использовалась шлифованная алюминиевая пластина. Мишень подвергалась периодическому колебанию или приводилась в равномерное движение. В первом случае мишень закреплялась на пьезокерамическом корректоре, подключенном через усилитель к звуковому генератору, с помощью которого выбирались необходимая частота и амплитуда колебаний. Во втором случае мишень устанавливалась на каретку, равномерно движущуюся вдоль направления распространения лазерного пучка.

Эти опыты позволили построить имеющую резонансный вид частотную зависимость глубины модуляции интенсивности излучения лазера при фиксированном уровне эхосигнала. Максимум сигнала наблюдается при скорости перемещения мишени $V \approx 28$ см/с, соответствующая ей резонансная частота равна 54,3 кГц. При увеличении относительной величины превышения усиления над потерями (силы тока разряда) величина резонансного максимума уменьшается, а резонансная частота возрастает. Минимально регистрируемое отражение, пересчитанное к полосе 1 Гц, составляет $R_{\min}/\Delta f = 7,3 \cdot 10^{-17}$ Гц⁻¹, что соответствует чувствительности к возвращаемой в резонатор мощности $(P_{\text{ref}})_{\min} = 3,65 \cdot 10^{-17}$ Вт/Гц, что лишь на порядок меньше вычисленной пороговой чувствительности лазера при оптимальных параметрах.

4. Многоцелевой параметрический автодинный лидар на CO_2 -лазере

Возможность перестройки CO_2 -лазера в описанном в предыдущем разделе лидаре позволяет использовать его и для трассового газоанализа атмосферы по обычной методике дифференциального поглощения. В частности, были проведены измерения концентрации этилена на трассе длиной 0,2–1 км с минимально детектируемой концентрацией этилена порядка 0,83 млн·м⁻³.

Это обстоятельство позволило нам начать создание многофункционального лидара, нацеленного на проведение трассового газоанализа и определение оптических и динамических свойств удаленного отражателя. В настоящее время идут лабораторные эксперименты на макете лидара. Оптическая схема лидара приведена на рис. 5.

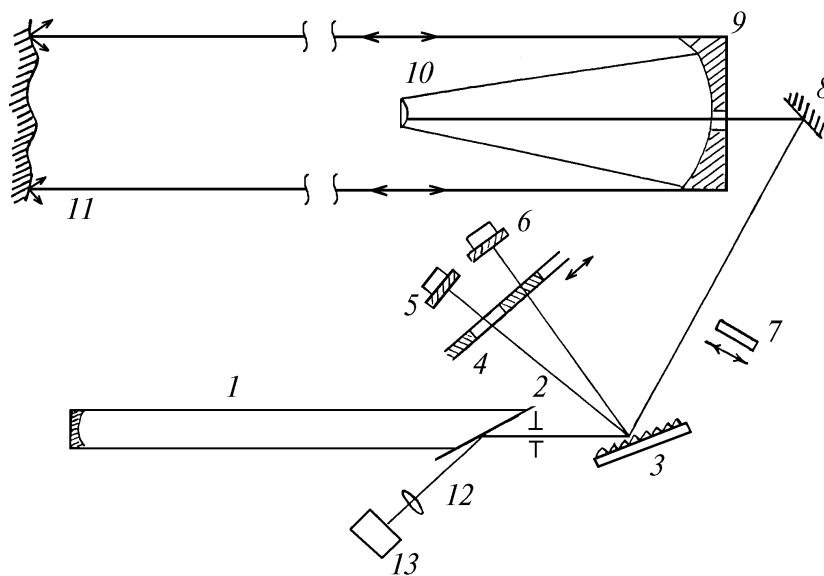


Рис. 5

Как и обычно, отраженный сигнал вводится в резонатор лазера. Для определения расстояния до отражателя и его динамических характеристик используется частотно-модулированный сигнал. В результате скорость движения и расстояние до отражателя извлекаются из тонкой структуры биений поля в резонаторе. Для проведения трассового газоанализа в лидаре используется быстроперестраиваемый CO_2 -лазер. Он состоит из активного элемента 1, ирисовой диафрагмы 2, дифракционной решетки 3, модулятора 4 для переключения частоты генерации и двух зеркал 5 и 6, закрепленных на пьезокерамике. Сигнал покидает лазер через нулевой порядок решетки 3 и направляется зеркалом 8 в приемо-передающий телескоп Кассегрена 9, 10. Коллимированный пучок посылается на отражатель 11 и эхосигнал возвращается в активный элемент. Колебания зеркал 5 и 6 приводят к модуляции обеих лазерных мод, что дает сдвиг частот, пропорциональный расстоянию до мишени и ее скорости. Сравнение потерь вне и в выбранной спектральной линии поглощения позволяет определить концентрацию детектируемого газа. Чтобы исключить влияние атмосферной турбулентности, частота переключения между модами выбрана равной 180 Гц.

Для извлечения информации о динамических и оптических характеристиках мишени в лидаре предусмотрен другой режим работы. Согласно программе шаговый двигатель помещает модулятор 4 в положение, разрешающее непрерывную генерацию на одной из мод. Измерение амплитуды и частоты вызванных отраженным сигналом биений дает возможность вычислить относительный коэффициент отражения на используемой длине волны и скорость движения отражателя.

Дополнительная возможность извлечения оптических свойств мишени открывается благодаря тому, что брюстеровское окно оставляет в резонаторе линейно поляризованное поле, в то время как на детектор 13 направляется только деполаризованная компонента. Если поместить в лидарный канал четвертьволновую пластинку 7, то сигнал на фотодетекторе будет пропорционален поляризованной компоненте эхосигнала. Таким образом могут быть измерены поляризационные характеристики мишени [29]. Следовательно, этот режим позволяет определять оптический контраст мишени, ее скорость и ее поляризационные характеристики. Именно эти данные необходимы при обнаружении пятен нефти и разведке полезных ископаемых.

5. Гибридный автодинный лидар на CO_2 -лазере

Несмотря на достаточно высокую чувствительность, полученную при использовании непрерывного CO_2 -лазера в качестве приемника, практическое применение этих результатов в лидарах наталкивается на ряд препятствий, ограничивающих дальность зондирования. Более того, в самой идее автодинного лидара на непрерывном лазере заложено внутреннее противоречие, т.к. чем сильнее слабый эхосигнал влияет на поле в резонаторе, тем больше искажается зондирующее излучение. В частности, работа лазера вблизи порога, где чувствительность к

эхосигналу максимальна [13], приводит также к тому, что излучается слабый сигнал и, как следствие, расстояние зондирования мало.

В то же время лидары с импульсными лазерами оказываются удобными для многих приложений, т.к. в них измерение расстояния есть просто измерение времени распространения, а использование коротких импульсов позволяет оперировать с сильным зондирующим полем, не инициирующим нелинейные взаимодействия в атмосфере. Можно объединить преимущества обоих подходов, используя в качестве автодинного лидара гибридный CO_2 -лазер [30]. В гибридном лазере непрерывная и импульсная секции с активной средой помещены в один и тот же резонатор. Такая конфигурация используется для усиления выбранной продольной моды [31] и активно применяется в гетеродинных лидарах. Предварительные результаты показывают, что она также может использоваться для увеличения чувствительности в автодинных лидарах.

Схематическое изображение геометрии гибридного лидара дано на рис. 6. Объем моды был ограничен апертурой импульсной усиливающей секции так, что генерировалась только TEM_{00} мода. Непрерывная усиливающая секция размещалась в задней части кюветы. Импульсная секция атмосферного давления была размещена в передней части кюветы и накачивалась электронным пучком. Когда непрерывная секция также накачивалась, характеристики импульсного излучения менялись. Так как система уже находилась выше порога, то задержка между электронной накачкой и импульсом почти исчезала. Длительность импульса увеличивалась. Эти особенности наблюдались и ранее при исследовании гибридных CO_2 -лазеров [32 – 35].

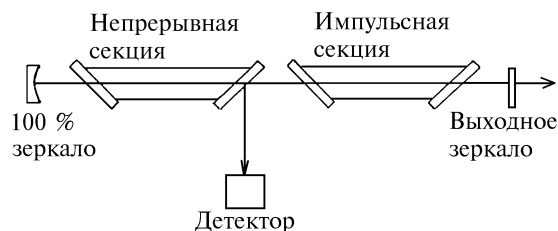


Рис. 6

На этой установке мы выполнили ряд лабораторных и атмосферных экспериментов. В начале система работала при ненакачиваемой непрерывной секции. Типичный сигнал показан на верхней части рис. 7. В левой части показан выходящий импульс. Эхо отчетливо видно справа. При включении непрерывной секции детектируемый сигнал от эха увеличивался. Типичный случай приведен на нижней части рис. 7. Кажущееся уменьшение времени распространения сигнала туда и обратно вызвано тем, что во втором случае эхо формируется передним фронтом зондирующего импульса. Таким образом, гибридный автодинный лидар значительно усиливает эхосигнал.

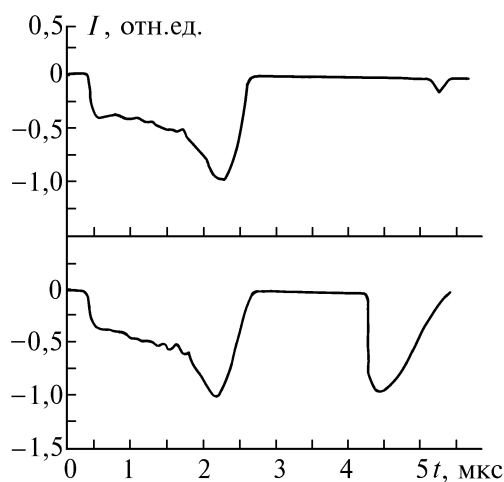


Рис. 7

Простые оценки показывают, что измеренный детектором сигнал по меньшей мере на порядок превосходит сигнал, измеряемый прямым детектированием. Это обстоятельство делает предложенную конфигурацию автодинного лидара перспективной для дальнейших исследований как в плане приложений, так и в плане исследования перераспределения энергии в резонаторе гибридного лазера при возврате в него эхосигнала.

Для численного моделирования поведения гибридного CO₂-лазера под влиянием вернувшегося в резонатор эха [36] применялась известная модель импульсного CO₂-лазера [33]. В вычислениях использовано несколько приближений: во-первых, поскольку роль непрерывной секции лазера сводится к выделению одной моды на начальном этапе генерации импульса и сказывается на форме переднего фронта, то в расчете не принималось во внимание влияние непрерывной секции на процесс принятия эхосигнала, во-вторых, пренебрегалось изменением во времени фаз как сигнала, так и генерируемого излучения. Последнее не приемлемо при зондировании трасс с турбулентностью и в измерениях скорости ветра или отражателя.

Система уравнений, описывающая импульсный CO₂-лазер, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{di}{dt} &= -\frac{i}{T_0} + \sigma c i (n_a - n_b) + \frac{n_a \sigma c}{V} + T^2 \Delta v \sqrt{i(t-\tau) i(t)} ; \\ \frac{dn_a}{dt} &= -\sigma c i (n_a - n_b) + g_c n_c - (g_a + g_c) n_a + W_a ; \\ \frac{dn_b}{dt} &= \sigma c i (n_a - n_b) + g_a n_a - g_b n_b + W_b ; \\ \frac{dn_c}{dt} &= g_c n_a - (g_c - g_{c0}) n_c + W_c , \end{aligned} \quad (6)$$

где i – интенсивность излучения лазера; n_a, n_b, n_c – заселенности верхнего и нижнего уровня молекулы CO₂ соответственно и молекулы N₂; σ – сечение стимулированного излучения; g_a, g_b, g_c, g_{c0} – константы релаксации молекул CO₂ и N₂; W_a, W_b, W_c – накачка соответствующих уровней; $V = 100 \text{ см}^3$ – объем резонатора; T_0 – время жизни фотона в резонаторе; $T = 0,1$ – коэффициент пропускания выходного зеркала; Δv – межмодовая частота; c – скорость света; τ – время задержки эхосигнала. Количественные значения введенных констант параметров выбраны такие же, как и в [30 – 32]. В качестве начальных условий выбрано

$$i(0) = 0, \quad n_j(0) = n_j^0, \quad j = a, b, c,$$

здесь n_j^0 – заселенности уровней молекул при атмосферном давлении и комнатной температуре.

Решение системы уравнений (6) без учета влияния эхосигнала, полученное нами, совпадает с результатами работ [33 – 35]. При расчете с учетом эхосигнала рассматривались времена задержки, не превышающие длительность импульса (около 10 мкс), но такие, чтобы сигнал влиял на хвост импульса. При таком условии изменения в генерируемом импульсе сводились к двум качественным чертам: в <хвосте> импульса появлялся колоколоподобный максимум, не повторяющий по форме эхосигнал, и интенсивность отклика значительно превышала интенсивность эха. Один из типичных результатов расчета представлен на рис. 8. Выбор малых времен задержек сигнала не ограничивает малыми расстояниями применение подобной процедуры фиксации эха, т.к. при больших временах задержки можно принимать эхо на импульсы, периодически генерируемые лазером. Это означает, что ограничение на дальность при зондировании гибридным CO₂-лазером определено только соотношением сигнал-шум для регистрируемого эхосигнала.

В настоящее время в лидарах широко применяются твердотельные лазеры [37]. В связи с этим мы исследовали возможность создания импульсно-непрерывного автодинного лидара на Nd-YAG-лазерах. Полное копирование гибридной схемы [20] в этом случае невозможно в связи с потерей мощности зондирующего импульса, вызванной нелинейностью потерь в резонаторе. Для преодоления этого препятствия была несколько изменена оптическая схема лидара (рис. 9). Здесь мы имеем дело не с гибридным лазером, а с оптически связанными импульсным и непрерывным лазерами. Предложенная конфигурация позволяла провести экспе-

риментальный анализ поведения экосигнала после его внутриврезонаторного усиления и смещения. Предварительные результаты показывают перспективность дальнейшей работы в этом направлении [38].

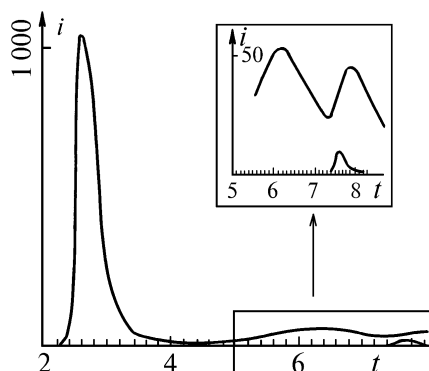


Рис. 8

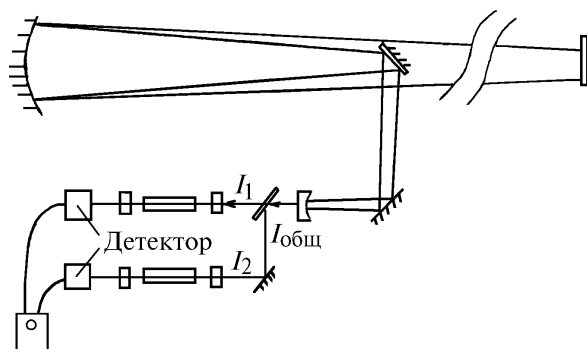


Рис. 9

6. Заключение

Таким образом, мы показали, что использование лазера в качестве приемника слабых оптических сигналов дает ряд преимуществ автодинным лидарам. К ним относится высокая помехозащищенность, обусловленная тем, что лазер реагирует только на те внешние сигналы, которые попадают в линию усиления активной среды. Немалую роль играет также и то обстоятельство, что при приеме на лазер детектор работает значительно выше уровня дробового шума. Здесь удастся также избежать и проблемы большого изменения уровня сигнала на детекторе, типичной для традиционной схемы лидара.

Высокая чувствительность лазерного приема в совокупности с указанными выше достоинствами делает его конкурентноспособным с гетеродинным приемом. При этом в системах с лазерным приемом совмещение волновых фронтов опорного и экосигналов, являющееся сложной технической проблемой, в гетеродинном приеме происходит автоматически.

Важной также является возможность создания многоцелевых систем на основе автодинного параметрического лидара, систем, позволяющих одновременно определять оптические и динамические характеристики удаленных отражателей и проводить трассовый газоанализ.

Следует подчеркнуть, что рассмотренное в работе использование гибридного лазера в качестве детектора значительно улучшает характеристики лазерного приема и открывает возможности для новых атмосферно-оптических применений этого способа детектирования.

В заключение добавим, что в процессе работы в этом направлении стала видна возможность более общего подхода к рассматриваемой задаче. В сущности, при лазерном приеме реализуется возможность трансформации набора оптических характеристик слабого сигнала в другой набор оптических характеристик излучения лазера. При этом процесс такого детектирования происходит без промежуточных преобразований в электрические сигналы. Перспективность прогресса в понимании этой области выглядит особенно заманчивой в связи с развитием оптических компьютеров и оптических линий связи.

1. King P.G.R., Steward G.J. // *New Science*. 1963. V. 17. N 2. P. 180–185; Кривошеков Г.В., Макуха В.Н. // *Квантовая электроника*. 1976. Т. 3. N 8. С. 1782–1792; Мурина Т.А., Розанов Н.Н. // *Оптика и спектроскопия*. 1977. Т. 43. N 5. С. 949–956.
2. Туманов Б.Н., Левит В.Н., Бабич А.С. // *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*. 1978. Т. 21. N 9. С. 12603.
3. Eihler H., Wiesemann W. // *Zeitschrift fur angew. Physik*. 1969. V. 28. N 3. P. 125–127; Brannon P.J. // *Appl. Opt.* 1976. V. 15. N. 5. P. 1119; Доманов М.С., Щербатов В.Д. // *Квантовая электроника*. 1975. Т. 2. N. 1. С. 99; Rowley R.C., Wilson D.C. // *Appl. Opt.* 1972. V. 11. N. 2. P. 475–476.
4. Lachambre J.L., etc // *IEEE. J. Quant. Electron.* 1978. QE-14. P. 170.
5. Doyle W.M., Gerber W.D., White M.B. // *IEEE. J. Quant. Electron.* 1967. QE-3. N. 11. P. 479. Doyle W.M. // *Electro Optics*. 1971. V. 1. N. 9. P. 7–9.
6. Jones D.J., Bandy D.K. // *J. Opt. Soc. Am.* 1990. V. B7. P. 2119.
7. Зуев В.Е. *Распространение лазерного излучения в атмосфере*. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
8. Hughes A.J., O'Shaughnessy J., Pike E.R. // *IEEE. J. Quant. Electr.* 1972. V. QE-8. N. 12. P. 909.
9. Lawrence T.R., Wilson D.J., Graven C.E. // *Rev. Sci. Instrum.* 1972. V. 43. N. 3. P. 512.
10. Зуев В.Е., Годлевский А.П., Иванов А.К., Копытин Ю.Д. // *ДАН СССР*. 1982. Т. 267. С. 243.
11. Zuev V.E., Godlevskii A.P., Kopytin Yu.D. // *Opt. Commun.* 1987. V. 62. N 6. P. 370.
12. Баев В.М., Беликова Т.П., Свириденков Э.Л. // *ЖЭТФ*. 1978. Т. 74. С. 43.
13. Churnside J. // *Appl. Opt.* 1984. V. 23. P. 2097.
14. Churnside J.H. // *Appl. Opt.* 1984. V. 23. N. 1. P. 61.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. М.: ГИИТЛ, 1957. 532 с.
16. Abstracts of the 1 Workshop on Optical Amplifiers for Lidar Applications. 12–13 November 1992. Malvern, UK.
17. Technical digest on Coherent Laser Radar: Technology and Applications. 1991 (OSA, 1991). V. 12.
18. Proceedings of 7th Conference on Coherent Laser Radar: Applications and Technology. July 19–23, 1993. Paris. France.
19. Godlevskii A.P., Gordov E.P., Fazliev A.Z., Ponurovskii Ya.Ya., Sharin P.P. // *Appl. Opt.* 1987. V. 26, N. 8. P. 1607.
20. Гордов Е.П., Хачатурян А.В., Орловский В.М., Потеряев А.Г., Чурнсайд Дж. // *Оптика атмосферы и океана*. 1993. Т. 6. N 4. С. 440.
21. Harris M., Loudon R., Mander G.L., and Vaughan J.M. // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 1743.
22. Harris M., Loudon R., Shepherd T.J., and Vaughan J.M. // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 69. P. 2360.
23. Годлевский А.П., Гордов Е.П., Понуровский Я.Я., Фазлиев А.З., Шарин П.П. // *Квантовая электроника*. 1986. Т. 13. N. 4. С. 863.
24. Loudon R., Harris M., Shepherd T.J., Vaughan J.M. // *Phys. Rev.* 1993. A48. P. 681.
25. Годлевский А.П., Гордов Е.П., Жилиба А.И., Шарин П.П. // *Оптика атмосферы*. 1990. Т. 3. N 1. С. 25.
26. Burakov S.D., Godlevskii A.P., and Ostanin S.A. // *Atmos. Opt.* 1990. V. 3. P. 498.
27. Хазанов А.М., Коганов Г.А., Гордов Е.П. // *Оптика атмосферы*. 1989. Т. 2. С. 862.
28. Шарин П.П. *Исследование возможностей зондирования характеристик атмосферы на основе внутриволновых эффектов в CO₂-лазере*. Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. Томск, 1992.
29. Гордов Е.П., Хмельницкий Г.С. // *Оптика атмосферы и океана*. 1994. Т. 7. С. 50.
30. Churnside J., Gordov E.P., Khachatryan A.V., et al. // *Technical digest on Coherent Laser Radar: Technology and Applications*, 1991 (OSA, 1991). V. 12. P. 198.
31. Post M.J., Richter R.A., Hardesty R.M., Lawrence T.R., Hall Jr., F.F. // *Proc. SPIE*. 1981. V. 300. P. 60.
32. Gondhalekar A., Holzhauser E., Heckenberg N.R. // *Phys. Lett.* 1973. V. 46A. P. 229.
33. Gondhalekar A., Holzhauser E., Heckenberg N.R. // *IEEE. J. Quant. Electr.* 1975. QE-11. P. 103.
34. Likhanskii V.V., Myl'nikov G.D., Napartovich A.P., Semerok A.F., Sobolenko D.N. // *Sov. J. Quant. Electr.* 1978. V. 8. P. 512.
35. Sinha S. // *Appl. Optics*. 1988. V. 27. P. 2373.
36. Гордов Е.П., Фазлиев А.З. // *Оптика атмосферы и океана*. 1993. Т. 6. С. 462.
37. Henderson S.W., Hale Ch.P., Suni P.J., and Magee J.R. // *Technical Digest on Coherent Laser Radar: Technology and Applications*, 1991. (Optical Society of America, Washington, D.C., 1991). V. 12. P. 92.
38. Гордов Е.П., Матвиенко Г.Г., Рыбалко В.А., Хачатурян А.В. *Оптика атмосферы и океана*. 1994. Т. 7. N 7. С. 994–997.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
13 сентября 1994 г.

E. P. Gordov. Autodyne Lidars of the Second Generation.

Basic principles of weak echo-signals laser receiving are briefly summarised in the paper and autodyne lidars employing this way of weak signal detection while sounding the atmosphere are described.

In more details considered are recently suggested autodyne lidar modifications, namely a parametric autodyne lidar which allows one to increase a set of retrieved from the received by the laser echo-signal optical and dynamical characteristics of the remote retroreflector and a hybrid lidar in which advantages cw autodyne lidars are combined with those inherent to lidars employing pulsed lasers.