

# ИК лидары дифференциального поглощения для экологического мониторинга окружающей среды

Б.И.Васильев, У.М.Маннун

*Дан обзор основных работ по лидарному зондированию окружающей среды с использованием метода дифференциального поглощения в ИК области спектра. Описан метод дифференциального поглощения, рассмотрены различные его применения. Сравнение данного метода с другими основными методами лидарного зондирования показало, что лидар дифференциального поглощения удачно дополняет лидар комбинационного рассеяния. Приведены основные характеристики известных ИК лидаров, построенных в последнее время разными научными коллективами. Указаны перспективы лидарного зондирования атмосферы в ИК области спектра.*

**Ключевые слова:** ИК лидар дифференциального поглощения, атмосфера, загрязняющие вещества, фреоны, диоксины, твердотельные лидары, He–Ne-лидар, DF-лидар, CO<sub>2</sub>-лидар, NH<sub>3</sub>-лидар.

	Содержание
1. Введение . . . . .	801
2. Особенности лидарного зондирования атмосферы . . . . .	802
3. Принцип работы лидара ДП . . . . .	804
3.1. Основные уравнения	
3.1.1. Лидарное уравнение	
3.1.2. Расчет концентрации газа в методе ДП	
3.1.3. Чувствительность метода ДП	
3.2. Источники погрешностей метода ДП	
3.3. Область применения метода ДП	
4. Типы ИК лидаров . . . . .	809
4.1. Лидары ближней ИК области	
4.2. Лидары средней ИК области	
4.2.1. He–Ne-лидар	
4.2.2. DF-лидары	
4.2.3. CO <sub>2</sub> -лидары	
4.2.4. NH <sub>3</sub> -лидары	
5. Заключение . . . . .	819
6. Литература . . . . .	819

## 1. Введение

Интенсивные исследования в области дистанционного зондирования показали, что лидар является одним из наиболее перспективных инструментов исследования атмосферы и контроля ее загрязнения [1–3]. В последние годы лидары широко применяются в разных областях науки и техники, особенно для экологического мониторинга атмосферы. Основное направление развития лидарного зондирования – совершенствование методов диф-

ференциального поглощения (ДП) [2, 4] и комбинационного рассеяния (КР) [5, 6]. При этом наилучшие результаты дает реализация лидара ДП в ИК области спектра, особенно в диапазоне 2.5–14 мкм. Именно здесь находятся интенсивные изолированные линии поглощения практически всех атмосферных газов и загрязняющих веществ [7]. К тому же в этот спектральный диапазон попадают линии генерации некоторых эффективных и мощных лазеров, таких как DF-, CO-, CO<sub>2</sub>- и NH<sub>3</sub>-лазеры.

Метод ДП впервые был предложен и реализован на практике Счетлэндом в 1964 г. для лазерного зондирования водяного пара атмосферы. Счетлэнд назвал этот метод методом «дифференциального поглощения рассеянной энергии» (DASE). Применяются также термины «лидар дифференциального поглощения» (DIAL), «дифференциальное поглощение и рассеяние» (DAS) или просто «метод дифференциального поглощения» [1, 2]. Метод основан на явлении резонансного поглощения лазер-

**Б.И.Васильев.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bvasil@sci.lebedev.ru  
**У.М.Маннун.** Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступил в редакцию 17 марта 2005 г., после доработки – 13 декабря 2005 г.

ного излучения внутри контура линии поглощения исследуемого газа. Концентрация газа вычисляется при использовании сигналов на двух близких частотах, одна из которых находится внутри линии поглощения, а другая – вне ее. Лидар ДП широко применяется для измерения концентрации газов, таких как  $\text{NO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{O}_3$ , с порогом чувствительности до 1 ppb ( $1 \text{ млрд}^{-1}$ ) [8]. Для зондирования этим методом всех загрязнителей необходимо несколько лазерных источников, перекрывающих широкий спектральный диапазон – от УФ до ИК области, что усложняет реализацию такой системы [1, 2]. Кроме того, некоторые газы имеют очень узкие линии поглощения, так что для их зондирования методом ДП требуются специфические перестраиваемые лазеры, которые должны иметь достаточно узкую линию излучения и высокую стабильность длины волны генерации.

Одно из самых интересных направлений в области лидарного зондирования – зондирование фемтосекундными лазерами [9]. Использование мощного фемтосекундного лазера с энергией импульсов 400 мДж, длительностью 80 фс и частотой их повторения 10 Гц [10] открывает совершенно новые перспективы в области зондирования атмосферы. С помощью лазеров такого типа можно инициировать газовый пробой, плазма которого является вторичным источником излучения с широким спектром (0.3–4.5 мкм). Использование излучения с таким спектром дает возможность одновременно зондировать многие газы, такие как метан, водяной пар,  $\text{SO}_2$  и др. К тому же фемтосекундный лидар позволяет идентифицировать наличие различных аэрозолей.

## 2. Особенности лидарного зондирования атмосферы

Известно, что максимум информации при дистанционном определении состава и состояния атмосферы с высокими пространственно-временным разрешением и чувствительностью можно получить лишь оптическим методом с использованием лазеров, т.е. лидаром [1–3]. Термин «лидар» является аббревиатурой английского выражения light identification, detection and ranging (оптическая идентификация, обнаружение и локация).

Большинство лидаров состоит из трех основных частей: передающей, приемной и системы управления. На рис. 1 показаны элементы и принцип работы лидаров. Передающая часть лидара обычно содержит лазерный источник и оптическую систему для формирования выходного лазерного пучка, т.е. для управления размером выходного пятна и расходимостью пучка. Рассеянное в исследуемом объеме излучение собирается телескопом и регистрируется чувствительным фотоприемником. В лидарной системе необходим также элемент, осуществляющий частотную дискриминацию собираемых сигналов. Этот элемент выделяет из всего принимаемого сигнала излучение с заданной длиной волны. Таким элементом может служить интерференционный узкополосный фильтр с высоким уровнем режекции помехи, а в ряде случаев – монохроматор. Оптические сигналы после оцифровки поступают в компьютер для их обработки и сохранения [1–3].

Лидарные системы подразделяются по своей компоновке на бистатические и моностатические. У бистатического (трассового) лидара излучатель и приемник расположены на противоположных сторонах исследуемого объекта. Этот прибор предназначен для проведения постоянного контроля за состоянием атмосферы в заданном направлении в горнодобывающих карьерах, в районе нефтяных скважин и т.п. Моностатический лидар полностью расположен в одном месте базирования (стационарное, автомобильное шасси, борт вертолета или самолета, космический корабль). Для возвращения зондирующего излучения используется либо рассеяние Ми, либо зеркало или отражение от естественных топографических объектов – зданий, деревьев, поверхности земли или воды. Такие лидары обладают высокой мобильностью и могут исследовать значительные пространства. Наиболее эффективным является моностатический лидар, в котором для возвращения излучения используются различные оптические процессы, происходящие в самом исследуемом объекте. В этом случае возникает возможность не только определить состав примесей в атмосфере, но и по задержке отраженного светового импульса относительно исходного лазерного импульса найти расстояние до объекта. Лидарные системы также

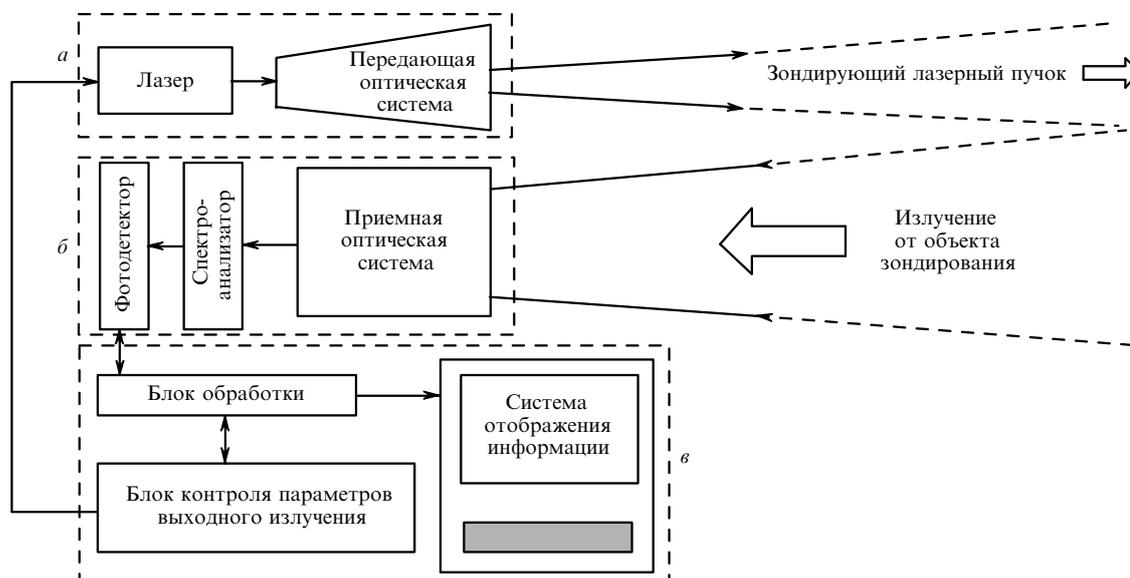


Рис. 1. Принципиальная схема лидара: передающая часть (а), приемная часть (б) и система управления (в).

подразделяются по типам передающей и/или приемной части на моноаксиальные и биаксиальные. У моноаксиального лидара объектив телескопа работает как передающая и приемная части одновременно. У биаксиального лидара обе части разделены, а расстояние между осями этих частей является его базой.

Передающая часть лидара состоит из одного или нескольких лазеров и оптической системы. Мощный лазерный импульс на одной или нескольких частотах корректируется передающей оптической системой и направляется на мишень. Передающая система должна в основном решать три задачи: улучшать коллимацию светового потока, осуществлять пространственную фильтрацию пучка и отсекал любое нежелательное излучение, включая побочное излучение таких лазеров. Следует отметить, что иногда начальный участок лазерного импульса специально модулируется для маркировки момента начала отсчета времени и нормировки интенсивности полезного сигнала. Нормировка проводится в случае плохой воспроизводимости параметров выходных импульсов, а также для контроля длины волны лазерного излучения в тех случаях, когда это необходимо.

Приемная часть состоит из объектива (телескоп), спектрального и/или пространственных фильтров, поляризационного элемента и фотодетектора. Обычно используются зеркальные объективы, самые популярные из них – объективы Ньютона, Грегори и Кассегрена. Излучение, отраженно-рассеянное от исследуемого объекта, концентрируется приемной оптикой (телескопом), а затем проходит через анализатор спектра. Этот прибор служит для выделения интервала длин волн, в котором проводятся наблюдения, и, следовательно, для отсеки фонового излучения на других длинах волн. Анализатор спектра может представлять собой либо сложный, тщательно настраиваемый моно- или полихроматор, либо набор узкополосных фильтров, включая фильтр отсеки излучения на длине волны лазерного передатчика. Последний используется в том случае, если резонансно рассеянный свет не анализируется.

Задачи, которые стоят перед системой управления, регистрации и обработки информации заключаются в следующем:

- управление режимом работы лидара;
- управление частотой зондирующего излучения лазера;
- измерение энергии излучения в выходящем и принимаемом двухчастотном лазерном пучке на обеих частотах;
- обработка результатов, т. е. получение спектральных характеристик атмосферы, определение наличия и концентраций примесей по имеющимся в базе данных компьютера «спектральным портретам» молекул;
- управление системой наведения лидара на исследуемый объект.

В качестве примера на рис.2 приведена структурная схема системы управления лидара, у которого наведение на объект осуществляется с помощью видеокамеры. В работах [11 – 15] исследованы различные технические характеристики и элементы лидара, такие как динамический диапазон и методы его сжатия, пространственные фильтры, приемные объективы, анализаторы состояния поляризации и др.

Взаимодействие лазерного излучения с атмосферой характеризуется разными физическими процессами. В

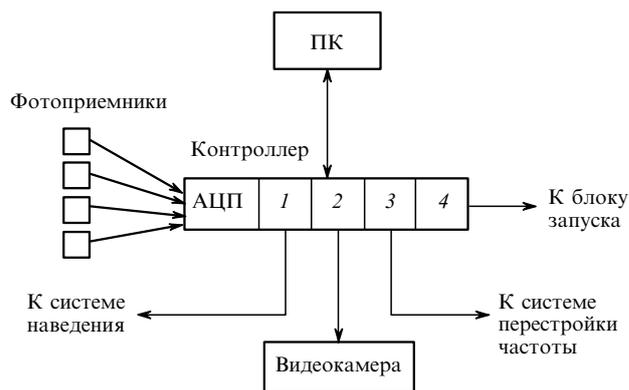


Рис.2. Структурная схема системы управления, регистрации и обработки информации лидара:

1 – усилитель двигателей системы наведения; 2 – блок связи видеокамеры с компьютером; 3 – блок управления шаговым двигателем перестройки частоты лазера; 4 – синхронизатор блока запуска лазера.

настоящее время методы лазерного зондирования основываются на таких процессах, как рэлеевское рассеяние, КР, рассеяние Ми, флуоресценция, поглощение, а также дифференциальное поглощение и рассеяние. Описание используемых для лазерного зондирования методов приведено в [2]. Дадим сравнительную характеристику каждого из них.

Комбинационное рассеяние можно рассматривать как неупругий процесс, при котором лазерное излучение вызывает переход молекулы на виртуальный уровень с последующим мгновенным ( $10^{-14}$  с) излучением фотона на длине волны, отличающейся от лазерной на некоторую величину. Разность энергий падающего и испущенного фотонов является характеристикой рассеивающей молекулы и обычно соответствует изменению колебательного квантового числа на единицу. Поскольку сечение КР невелико, чувствительность этого метода весьма ограничена, что существенно сужает его применение. Наиболее целесообразным представляется применение КР для дистанционного исследования газовых выбросов промышленных предприятий, в которых концентрации составляющих компонентов могут быть довольно высокими.

В тех случаях, когда частота возбуждения близка к частоте разрешенного перехода, сечение рассеяния существенно (по крайней мере, в тысячу раз) возрастает (резонансное КР). Однако повышение чувствительности при таком резонансном рассеянии не удается реализовать из-за сильного поглощения как падающего, так и рассеянного излучения. Отличительной особенностью этого метода рассеяния является то, что он позволяет определить отношение концентраций любого составляющего и некоторого опорного газа (например, азота) по отношению комбинационных сигналов при условии, что известно отношение сечений рассеяния.

Наиболее перспективным для зондирования атмосферы является метод, использующий рассеяние Ми. Сечения рассеяния Ми также могут быть очень большими, и даже незначительное число рассеивающих частиц размером порядка длины волны лазерного излучения может дать сигнал рассеянного излучения, полностью перекрывающий сигналы, обусловленные рэлеевским или комбинационным рассеянием. Поэтому данный метод позволяет зарегистрировать довольно малые кон-

центрации частиц пыли или аэрозолей. В случае резонансного рассеяния сечение процесса может достигать больших значений. Однако тушение возбуждения при столкновениях с обычными компонентами атмосферы, как правило, приводит к тому, что сигнал становится слабым, и вследствие этого наиболее эффективно данный метод может работать для определения малых составляющих в верхних слоях атмосферы. При использовании молекулярной флуоресценции столкновительное затухание возбуждений молекул также оказывает вредное воздействие, приводящее к уменьшению регистрируемого сигнала. Большая ширина спектра, типичная для молекулярной флуоресценции является причиной малого отношения сигнал/шум (основной вклад в шум дает фоновое излучение). В этом случае возрастание длительности флуоресценции приводит к ухудшению пространственного разрешения.

Одноволновой лидар, который является простейшим видом лидара, позволяет получить информацию о вертикальных профилях объемного коэффициента ослабления, прозрачности атмосферы, границах нижней и верхней кромок облаков и т. п. [1]. Однако информация, полученная с помощью такого лидара, очень ограничена, поскольку она не позволяет идентифицировать и определять параметры аэрозоля. Поэтому в последние годы были предприняты многочисленные попытки расширения возможностей лидаров путем увеличения числа длин волн, используемых для зондирования, и измерения деполаризации рассеянных сигналов. Многоволновой лидар (аэрозольный лидар) дает возможность определить как распределение аэрозольных частиц по размерам [16], так и показатель преломления аэрозолей [17].

Измерение упругой деполаризации расширяет возможности зондирования, поскольку она позволяет определить форму аэрозоля (отклонение от сферичности) и, как следствие, фазовое состояние (твердое или жидкое) [18]. Известно, что деполаризационные эффекты в моностатическом лидаре проявляются при обратном рассеянии вследствие либо несферичности частиц, либо эффектов многократного рассеяния [19]. Однако при зондировании с помощью бистатического лидара добавляется другая причина деполаризации, связанная с эффектом «глории» (эффект деполаризации при рассеянии под углом) [20, 21].

Значительный прогресс в области лидаров связан с использованием метода КР, с помощью которого регистрируются сигналы упругого (на длине волны исходного излучения) и неупругого (комбинационного) рассеяния исследуемого газа. Концентрация газа в этом методе рассчитывается по отношению сигнала от исследуемого газа к реперному сигналу от газа, концентрация которого известна (принято использовать атмосферный азот или кислород). Главное преимущество метода КР заключается в том, что он позволяет легко идентифицировать исследуемые газы и, в отличие от метода ДП, провести абсолютные измерения. К тому же для реализации метода КР и детектирования многих компонентов необходим лишь один лазер с фиксированной длиной волны.

Метод КР широко применяется для измерения концентраций таких газов, как  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $CO_2$ , несмотря на низкую по сравнению с методом ДП чувствительность. Он характеризуется высоким пространственным разрешением (вплоть до 1 м) и не требует использования сложных перестраиваемых лазеров, а также применяется

для измерения температуры в стратосфере, тропосфере и планетарном пограничном слое [22].

Рамки метода КР можно расширить и использовать его для измерения содержания жидкой воды в атмосфере [23] и определения размера частиц в облаках [24]. Знание процентного содержания жидкой воды является исключительно важным для понимания условий образования аэрозолей и облаков, а также для изучения процессов конденсации в условиях городских загрязнений.

К преимуществам метода КР относится возможность точного определения профилей аэрозольного ослабления и рассеяния и, следовательно, расчета лидарного отношения [25], определяемого отношением объемных коэффициентов рассеяния и поглощения. Благодаря достаточному сдвигу частоты исходной лазерной линии относительно частоты линии КР газа, выделение сигналов в лидаре КР легко проводится традиционными фильтрами. Существенным недостатком этого метода является малое сечение КР, т. е. низкая чувствительность, и малое отношение сигнал/шум при малых концентрациях газа.

В последние годы значительное внимание уделяется лидарам с переменным полем зрения [26]. Эти лидары позволяют анализировать сигналы, вызванные многократным рассеянием, что, в свою очередь, позволяет определить эффективный размер частиц в облаках [27].

Для решения большого круга задач с использованием одного лидара в последнее время широко применяется сочетание двух методов – ДП и КР [28–32]. Метод ДП применяется для измерения концентрации газов [33], а метод КР – для точного определения профилей аэрозольного рассеяния и ослабления [25], а также температуры и влажности на трассе зондирования с высоким пространственным разрешением [28].

### 3. Принцип работы лидара ДП

Как уже говорилось, первые измерения с использованием лидарного метода ДП проводились Счетлендом, применившим температурную «настройку» длины волны излучения рубинового лазера на линии поглощения водяного пара. Предельная высота зондирования достигала 4.3 км. Дальнейшее развитие метода ДП позволило провести измерения профилей концентрации газов  $H_2O$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $SO_2$ ,  $O_3$  и др. На практике зондирование атмосферы с использованием метода ДП реализуется двумя способами.

*Лидарный метод ДП.* В качестве распределенного отражателя применяется атмосферный аэрозоль. В этом режиме возможно дистанционное измерение профилей газовых примесей с пространственным разрешением  $\Delta R$ , определяемым в основном длительностью лазерного импульса  $\tau$ :  $\Delta R = ct/2$ . Лидар, основанный на использовании этого метода, называется range-resolved DIAL. Принцип его работы показан на рис.3,а.

*Трассовый метод ДП.* В этом режиме регистрируется отраженный или диффузно отраженный от различных топографических объектов сигнал. В данном случае возможно определение с высокой чувствительностью усредненных по длине трассы зондирования концентраций газовых примесей по отдельным направлениям, соответствующим азимуту топомишеней. Иногда такой режим работы называют методом ДП на длинных трассах (long-path averaged DIAL). Он схематически иллюстрируется рис.3,б.

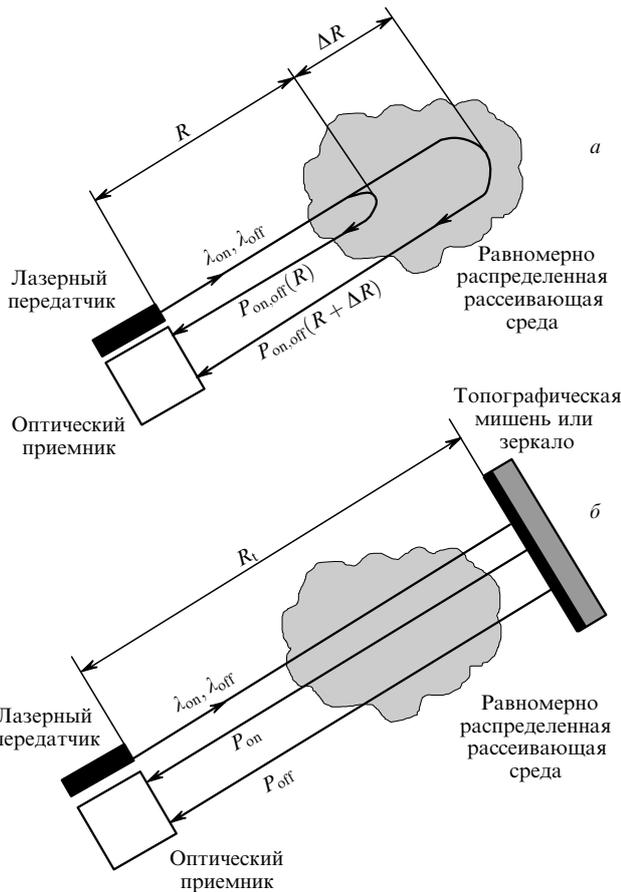


Рис.3. Схемы зондирования с использованием лидарного (а) и трасового (б) методов ДП ( $P_{on}, P_{off}$  – мощности отраженных сигналов на длинах волн  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ ).

Точность определения концентрации исследуемого газа зависит от разных параметров:

- погрешность регистрации лидарных сигналов (в реальных лидарных системах она не превышает 10 % [26]);
- погрешность определения сечения поглощения газа, которое находится либо экспериментально [34], либо с помощью атласов спектральных данных HITRAN [35] или GEISA [36];
- оптимально выбранные пары длин волн внутри линии поглощения ( $\lambda_{on}$ ) и вне ее ( $\lambda_{off}$ ) [37–39], для которых желательны большое дифференциальное сечение погло-

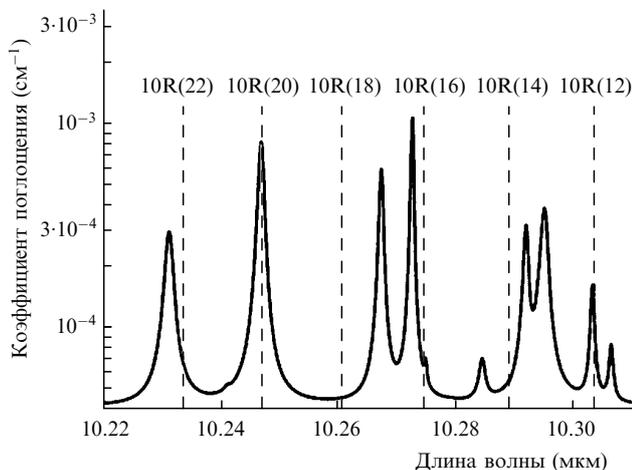


Рис.4. Спектр поглощения водяного пара при температуре 296 К и давлении 1 атм в области генерации CO<sub>2</sub>-лазера [35].

Табл.1. Основные пары линий CO<sub>2</sub>-лазера, используемые для зондирования водяного пара, и соответствующие дифференциальные коэффициенты поглощения.

Линия ( $\lambda_{on}$ )	Линия ( $\lambda_{off}$ )	Дифференциальный коэффициент поглощения (атм <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup> )
10R(20)	10R(18)	$8.2 \times 10^{-4}$
9R(14)	9R(18)	$3.0 \times 10^{-5}$
9R(14)	9R(12)	$2.1 \times 10^{-4}$
10R(12)	10R(10)	$2.6 \times 10^{-4}$
10R(12)	10R(18)	$1.5 \times 10^{-4}$

щения  $\Delta\sigma$  (см. ниже формулу (10)), маленький спектральный интервал  $\Delta\lambda = \lambda_{on} - \lambda_{off}$  и наличие малого числа мешающих газов;

- погрешность определения профиля аэрозольного рассеяния;
- характеристики детектора (прежде всего его чувствительность).

В настоящее время применяются лидары ДП с новыми алгоритмами, где используется не одна, а несколько пар длин волн [8, 40]. Такой подход сильно уменьшает негативное влияние аэрозоля на точность измерения концентрации методом ДП, особенно в нижней тропосфере.

На рис.4 представлен спектр поглощения водяного пара [35] при температуре 296 К и давлении 1 атм. Там же отмечены линии генерации CO<sub>2</sub>-лазера. Видно, что наиболее подходящими для зондирования водяного пара методом ДП являются линии 10R(20) и 10R(18) CO<sub>2</sub>-лазера, длины волн которых используются в качестве  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ .

В табл.1 приведены основные пары линий CO<sub>2</sub>-лазера, используемые на практике для зондирования водяного пара, а также соответствующие дифференциальные

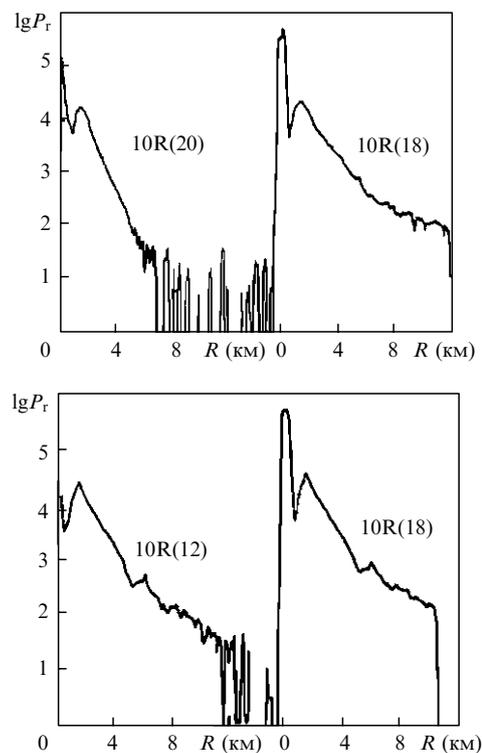


Рис.5. Лидарные сигналы на линиях CO<sub>2</sub>-лазера, усредненные за 3000–5000 лазерных импульсов [41] ( $P_r$  – мощность принимаемого сигнала в относительных единицах).

коэффициенты поглощения [41]. На рис.5 представлены типичные лидарные сигналы, регистрируемые на длинах волн двух из указанных пар линий [41]. Следует отметить, что приведенные сигналы являются результатом усреднения 3000–5000 лазерных импульсов. Из рис.5 видно, что линии 10R(12) и 10R(18) подходят для зондирования водяного пара на расстоянии вплоть до 10 км, а линии 10R(20) и 10R(18) – вплоть до 5 км.

### 3.1. Основные уравнения

#### 3.1.1. Лидарное уравнение

В приближении однократного упругого рассеяния лидарное уравнение задается следующим выражением [1–3]:

$$P_{\lambda}(R) = P_0 \eta \left( \frac{c\tau}{2} \right) A(R) \frac{\beta_{\lambda}(R)}{z^2} \exp \left[ -2 \int_0^R \alpha_{\lambda}(x) dx \right], \quad (1)$$

где  $R$  – расстояние до рассеивающего объема;  $c$  – скорость света;  $\tau$  – длительность лазерного импульса;  $P_{\lambda}$  – мощность рассеянного излучения, полученная за время  $t = 2R/c$ ;  $P_0$  – мощность лазера;  $\eta$  – эффективность приемника;  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения;  $\beta_{\lambda}$  – объемный коэффициент обратного рассеяния атмосферы;  $A$  – эффективная площадь приемника;  $\alpha_{\lambda}$  – объемный коэффициент ослабления (экстинкции) атмосферы. Коэффициент  $\alpha_{\lambda}$  можно представить в виде суммы членов, описывающих молекулярное ( $\alpha_{\lambda}^{\text{mol}}$ ) и аэрозольное ( $\alpha_{\lambda}^{\text{aer}}$ ) ослабление. Следует отметить, что коэффициент молекулярного ослабления включает в себя поглощение за счет исследуемого газа  $N_g \sigma_g$ , где  $N_g$  – концентрация исследуемого газа, а  $\sigma_g$  – его сечение поглощения. Коэффициент рассеяния  $\beta_{\lambda}$  также можно представить в виде суммы двух членов, определяющих молекулярное ( $\beta_{\lambda}^{\text{mol}}$ ) и аэрозольное ( $\beta_{\lambda}^{\text{aer}}$ ) рассеяние.

Из уравнения (1) видно, что для его решения придется априорно задать лидарное отношение, равное отношению  $\alpha/\beta$ . Для молекулярного рассеяния лидарное отношение составляет  $8\pi/3$  ср [1, 2], а для аэрозольного оно меняется в зависимости от различных параметров, таких как длина волны зондирующего излучения, тип аэрозоля, показатель преломления аэрозольной среды и функция распределения аэрозолей по размерам [20]. В нижней тропосфере данное отношение меняется от 10 до 110 ср и даже до 200 ср [42]. В чистой атмосфере можно считать лидарное отношение постоянным, хотя ошибка, обусловленная таким предположением, может быть существенной [43]. Обычно принято использовать лидарное отношение 20 ср, которое является типичным при рассеянии на частицах с размером, меньшим длины волны [44].

Коэффициенты молекулярных рассеяния ( $\beta_{\lambda}^{\text{mol}}$ ) и ослабления ( $\alpha_{\lambda}^{\text{mol}}$ ) можно рассчитать с хорошей точностью либо на основе теории рассеяния Рэлея [19], либо с использованием конкретной модели атмосферы [45]. Теория молекулярного рассеяния света Рэлея дает следующее выражение для объемного коэффициента обратного молекулярного рассеяния (в  $\text{см}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ ) в газах:

$$\beta_{\lambda}^{\text{mol}} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2 6 + 3\Delta}{N^2 \lambda^4 (6 - 7\Delta)}, \quad (2)$$

где  $N$  – концентрация молекул;  $n$  – показатель преломления среды;  $\Delta$  – степень деполяризации рассеянного излучения. Для смеси атмосферных газов на высотах до 100

км формула, описывающая объемный коэффициент обратного рассеяния, будет имеет вид [2]

$$\beta_{\lambda}^{\text{mol}} = 5.45 \times 10^{-28} N \left( \frac{550}{\lambda} \right)^4, \quad (3)$$

где  $\lambda$  берется в нанометрах.

При рассмотрении однократного молекулярного рассеяния параметр  $\Delta$  связывается с анизотропией поляризуемости молекул, и в случае изотропных центров рассеяния, таких как одноатомные газы типа аргона, он равен нулю (для воздуха  $\Delta = 0.035$ , а для азота  $\Delta = 0.036$ ). Степени деполяризации при однократном молекулярном рассеянии для основных газов атмосферы приведены в табл.2.

Необходимо отметить, что при молекулярном рассеянии происходит некоторое уширение спектра излучения (вследствие эффекта Доплера) по сравнению со спектром излучения источника. Однако в целом в условиях земной атмосферы это уширение относительно мало.

Коэффициенты аэрозольных рассеяния ( $\beta_{\lambda}^{\text{aer}}$ ) и ослабления ( $\alpha_{\lambda}^{\text{aer}}$ ) можно определить либо теоретически, на основе теории аэрозольного рассеяния (теория Ми) [19, 20], либо экспериментально (из лидарных сигналов), на основе алгоритмов решения лидарного уравнения. Описание этих алгоритмов выходит за рамки нашей статьи, поэтому мы не будем их рассматривать, но читателю рекомендуем ознакомиться с ними в работах [25, 46–48].

Согласно теории рассеяния электромагнитных волн аэрозольными частицами в приближении диэлектрических сфер (теория Ми) [19], можно получить выражения для объемных коэффициентов рассеяния и ослабления при заданной длине волны:

$$\alpha^{\text{aer}}(n', \lambda) = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(\rho, n', \lambda) f(r) dr, \quad (4)$$

$$\beta^{\text{aer}}(n', \lambda) = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{\text{scat}}(\rho, n', \lambda) f(r) dr, \quad (5)$$

где  $r$  – радиус частиц;  $f(r)$  – функция распределения аэрозольных частиц по размерам;  $n'$  – комплексный показатель преломления диэлектрической сферы;  $Q_{\text{scat}}$  и  $Q_{\text{ext}}$  – коэффициенты эффективности рассеяния и ослабления;  $\rho = 2\pi r/\lambda$  – относительный размер частиц. Обычно принято описывать аэрозольное ослабление эмпирическим выражением [3]

Табл.2. Степень деполяризации при однократном молекулярном рассеянии для основных атмосферных газов.

Газ	$\Delta$ (%)
Воздух	3.5
H <sub>2</sub> O	2
N <sub>2</sub>	3.6
O <sub>2</sub>	6.5
CO <sub>2</sub>	9.7
SO <sub>2</sub>	3.1
H <sub>2</sub> S	0.3
CH <sub>4</sub>	0
Cl <sub>2</sub>	4.1
HCl	0.7
CO	1.3
Ar	0

$$\alpha^{aer} = \frac{3.912}{R_m} \left( \frac{\lambda}{0.55} \right)^{-q}, \quad (6)$$

где  $R_m$  – метеорологическая дальность видимости на  $\lambda = 0.55$  мкм. Величины  $R_m$  для различных условий видимости приведены в табл.3, а коэффициент  $q$  задается следующим образом [49]:

$$q = \begin{cases} 0.585(R_m)^{1/3} & \text{при } R_m \leq 6 \text{ км,} \\ 1.3 & \text{при } 6 \text{ км} \leq R_m \leq 50 \text{ км,} \\ 1.6 & \text{при } R_m \geq 50 \text{ км.} \end{cases}$$

Параметр  $A(R)$  в уравнении (1) определяется только характеристиками приемника и передатчика [50]. Наиболее сильно он зависит от пространственного распределения мощности в лазерном пучке и степени перекрытия лазерного пучка и поля зрения телескопа. Этот фактор учитывает также влияние тени вторичного зеркала телескопа, оптические aberrации, неоднородность поверхности детектора и эффективную площадь телескопа. Эффективная площадь приемника  $A(R)$  задается выражением [2]

$$A(R) = \frac{A_0}{\pi W^2(R)} \times \int_{r=0}^{r_{max}} \int_{\psi=0}^{2\pi} \xi(R, r, \psi) F(R, r, \psi) r dr d\psi = A_0 \xi(R), \quad (7)$$

где  $F(R, r, \psi)$  – функция пространственного распределения интенсивности лазерного излучения;  $\xi(R, r, \psi)$  – геометрический вероятностный коэффициент;  $\psi$  – азимутальный угол;  $W(R)$  – размер лазерного пятна на расстоянии  $R$ ;  $A_0$  – площадь входной апертуры телескопа;  $\xi(R)$  – функция геометрического фактора (ФГФ) лидара, которая учитывает степень перехвата отраженного от мишени лазерного пучка. Иногда ФГФ лидара называют функцией виньетирования из-за перекрытия приемной и передающей оптических апертур. Последнее определение отражает роль пространственных фильтров в уменьшении динамического диапазона лидара. Величину ФГФ лидара можно либо точно рассчитать для его разных конфигураций [51–54], либо определить экспериментально [55, 56].

Для интерпретации лидарных сигналов, полученных методом ДП, используется уравнение (1), а в случае трассового метода ДП – модифицированное уравнение [57]

$$P_\lambda(R_t) = P_0 \eta(\lambda) \frac{A(z)}{R_t^2} \rho_{app} \exp \left[ -2 \int_0^{R_t} \alpha_\lambda(x) dx \right], \quad (8)$$

Табл.3. Метеорологическая дальность видимости на  $\lambda = 0.55$  мкм при разных метеорологических условиях.

Условия видимости	$R_m$ (км)
Плотный туман	< 0.005
Густой туман	0.005–0.050
Обычный туман	0.05–0.50
Легкий туман	0.5–1
Слабый туман	1–2
Дымка	2–4
Легкая дымка	4–10
Ясно	10–20
Очень ясно	20–30
Совершенно ясно	> 50
Чистый воздух	277

где  $\rho_{app}$  – аппаратная константа, которая определяется коэффициентом отражения тополишени при работе с использованием ее в качестве отражателя или коэффициентом эффективности приемной антенны при работе с зеркальным отражателем;  $R_t$  – расстояние до топографической мишени (см. рис.3,б).

### 3.1.2. Расчет концентрации газа в методе ДП

Используя лидарное уравнение (1) для упругого рассеяния на длинах волн  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ , из отношения мощностей отраженных сигналов  $P_{on}$  и  $P_{off}$  на двух длинах волн получаем следующее выражение для концентрации исследуемых молекул [1, 2]:

$$N(R) = -\frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \ln \frac{P_{on}(R)}{P_{off}(R)} \right] + \frac{1}{\Delta\sigma} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \ln \frac{\beta_{on}(R)}{\beta_{off}(R)} \right] - \frac{\alpha_{on}(R) - \alpha_{off}(R)}{\Delta\sigma}, \quad (9)$$

где  $\beta_{on}$  и  $\beta_{off}$  – коэффициенты обратного рассеяния атмосферы на длинах волн  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ ;  $\alpha_{on}$  и  $\alpha_{off}$  – коэффициенты ослабления атмосферы на  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ ;

$$\Delta\sigma = \sigma(\lambda_{on}) - \sigma(\lambda_{off}) = \sigma_{on} - \sigma_{off} \quad (10)$$

– сечение ДП;  $\sigma(\lambda_{on})$  и  $\sigma(\lambda_{off})$  – эффективные сечения поглощения на двух длинах волн. В случае приземной трассы зондирования  $\sigma(v)$  для линии с центральной частотой  $\nu_0$  хорошо описывается лоренцевским контуром [1, 2]:

$$\sigma_L(v) = \frac{S}{\pi} \frac{\gamma_L}{\gamma_L^2 + (v - \nu_0)^2}, \quad (11)$$

где  $S$  и  $\gamma_L$  – интенсивность и полуширина линии поглощения соответственно, которые для колебательно-вращательных линий при давлении  $p$  и температуре  $T$  имеют следующий вид [58, 59]:

$$\gamma_L(T, p) = \gamma_L^0 \left( \frac{T_0}{T} \right)^l \frac{p}{p_0}, \quad (12)$$

$$S(T) = S_0 \left( \frac{T_0}{T} \right)^m \exp \left[ -E'' \frac{hc}{kT} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (13)$$

где  $\gamma_L^0$  и  $S_0$  – лоренцевские полуширина и интенсивность при температуре  $T_0$  и давлении  $p_0$ ;  $E''$  – энергия нижнего колебательно-вращательного состояния;  $h$  – постоянная Планка;  $k$  – постоянная Больцмана;  $m$  и  $l$  – параметры температурной зависимости полуширины и интенсивности соответственно. Параметр  $l$  для различных газов может изменяться от 0.5 до 1, параметр  $m = 1$  для линейных молекул и 1.5 для нелинейных.

Формула (9) показывает возможность восстановления непрерывного профиля  $N(R)$  при непрерывной записи лидарных сигналов. Однако на практике, как правило, лидарные сигналы регистрируются в виде дискретного цифрового массива данных, получаемых через равные промежутки времени  $\Delta t$ , что соответствует пространственному разрешению  $\Delta R = c\Delta t/2$ . Тогда из (12) для сигналов, принятых от атмосферных объектов, удаленных по трассе зондирования на расстояние  $R$  и  $R + \Delta R$ , следует выражение для средней концентрации исследуемого газа в указанном интервале расстояний:

$$\bar{N} = -\frac{1}{2\Delta\sigma\Delta R} \ln \left[ \frac{P_{\text{on}}(R + \Delta R) P_{\text{off}}(R)}{P_{\text{off}}(R + \Delta R) P_{\text{on}}(R)} \right] - \frac{\alpha_{\text{on}}^{\text{mol}} - \alpha_{\text{off}}^{\text{mol}}}{\Delta\sigma} + B_s + E_a, \quad (14a)$$

$$B_s = \frac{1}{2\Delta\sigma\Delta R} \ln \left[ \frac{\beta_{\text{on}}(R + \Delta R) \beta_{\text{off}}(R)}{\beta_{\text{off}}(R + \Delta R) \beta_{\text{on}}(R)} \right], \quad (14б)$$

$$E_a = -\frac{(\alpha_{\text{on}}^{\text{aer}} - \alpha_{\text{off}}^{\text{aer}})}{\Delta\sigma}. \quad (14в)$$

Длины волн выбираются такими, чтобы коэффициенты обратного рассеяния и ослабления атмосферы не зависели от длины волны. Поэтому спектральный интервал между двумя длинам волн должен быть так мал, чтобы можно было пренебречь слагаемыми  $B_s$  и  $E_a$  в (14а). Тогда выражение для концентрации упрощается:

$$\bar{N} = -\frac{1}{2\Delta\sigma\Delta R} \ln \left[ \frac{P_{\text{on}}(R + \Delta R) P_{\text{off}}(R)}{P_{\text{off}}(R + \Delta R) P_{\text{on}}(R)} \right]. \quad (15)$$

### 3.1.3. Чувствительность метода ДП

Чувствительность метода ДП характеризуется минимальными значениями концентрации атмосферного газа  $N_{\text{min}}$ , которые могут быть обнаружены с минимальной погрешностью измерений оптических сигналов, реализуемой на практике. Детальное исследование чувствительности метода ДП можно найти в работах [1–3, 60]. Для оценки чувствительности лидарного метода ДП удобно воспользоваться формулой, предложенной в [3]:

$$N_{\text{min}}(R) = \frac{1}{\Delta\sigma\Delta R \text{SNR}(R)}, \quad (16)$$

где SNR – отношение сигнал/шум на расстоянии  $R$  от лидара.

Для повышения чувствительности при заданном пространственном разрешении  $\Delta R$  следует выбирать наиболее интенсивные линии поглощения исследуемого газа с максимальными сечениями ДП  $\Delta\sigma$ . Это приемлемо только для метода ДП на длинных трассах. Для лидарного метода ДП ситуация иная, поскольку погрешности измерений лидарных сигналов, как правило, существенно изменяются вдоль трассы зондирования, а следовательно, вдоль нее изменяется и чувствительность лидара. В этом случае выбор наиболее интенсивных линий поглощения газа может привести к снижению чувствительности в объеме, удаленном на расстояние  $R$  от точки расположения лидара.

Из формулы (16) видно также, что при больших отношениях сигнал/шум концентрация  $N_{\text{min}}$  ограничивается систематической погрешностью лидара, типичное значение которой составляет 10 % – 20 % [61].

Чувствительность метода ДП в значительной степени зависит от ширины линии зондирующего лазерного излучения. С ее увеличением чувствительность метода снижается [1, 2]. На практике следует выбрать линию поглощения, для которой отношение  $\Delta\sigma/\Delta\lambda$  максимально [42], где  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{on}} - \lambda_{\text{off}}$ .

### 3.2. Источники погрешностей метода ДП

Подробный анализ ошибок, проведенный по данным лазерного зондирования влажности методом ДП осно-

воположником этого метода Счетлэндом представлен в работе [62]. Анализ показал, что основными источниками погрешностей являются ошибки измерений, погрешности априорного расчета коэффициентов поглощения и изменчивость атмосферы. При этом Счетлэнд рассматривал идеализированный случай, когда ширина линии лазерного излучения полагалась пренебрежимо малой. На практике аппаратная функция спектрального распределения мощности лазерного излучения оказывает значительное влияние на результаты измерений, и в некоторых случаях необходимо учитывать целый ряд источников погрешностей восстановления лидарных данных. Впервые учет такого рода ошибок проведен в работах [63, 64]. В табл.4 по результатам этих работ приведены основные источники погрешностей метода ДП.

Погрешности первых четырех источников (табл.4) возникают из-за аппаратных искажений лидарных сигналов при их регистрации. Они связаны как с характеристиками лазерного излучения, так и с параметрами приемной системы. Общей чертой этих погрешностей является то, что, в принципе, целенаправленное изменение параметров лидара позволяет полностью их исключить. Погрешности остальных источников вызваны объективным влиянием самой среды исследования, т.е. атмосферы. Изменение параметров лидара может только частично скорректировать влияние атмосферы, но не избежать его. Погрешности четвертого источника относятся в основном к лидарам, содержащим фотоприемники на основе ФЭУ [65]. Погрешности шестого и седьмого источников могут достигать 16 % и 26 % соответственно.

Все возможные погрешности измерений подробно рассмотрены в работах [62, 66–70], а способы их уменьшения – в работах [71–73]. Отметим лишь, что погрешность определения концентрации газа при ширине спектра лазера, равной полуширине линии поглощения газа, может достигать 40 % и более. Нестабильность частоты лазера может привести к погрешности в определении концентрации газа до 30 % при зондировании наземным лидаром.

Классическая формула для погрешности определения средней концентрации газа в интервале  $\Delta R$  имеет вид [42]

$$\delta\bar{N} = \frac{1}{2\Delta\sigma\Delta R} \left[ \frac{2}{N_p} (\delta_{\text{on}}^2 + \delta_{\text{off}}^2) + \delta_s^2 \right]^{1/2}, \quad (17)$$

где  $N_p$  – число импульсов в серии, используемой для получения данного результата;  $\delta_{\text{on}}$  и  $\delta_{\text{off}}$  – случайные погрешности регистраций сигналов на длинах волн  $\lambda_{\text{on}}$  и  $\lambda_{\text{off}}$ ;  $\delta_s$  – систематическая погрешность, не связанная с шумом.

Табл.4. Основные источники погрешностей метода ДП.

Аппаратурные	Атмосферные
1. Конечность ширины линии лазера	5. Вариация рассеивающих свойств атмосферы
2. Нестабильность длины волны лазера	6. Доплеровское уширение
3. «Загрязнение» спектра излучения лазера	7. Сдвиг линии поглощения
4. Нелинейные искажения сигнала в фоторегистраторе	8. Температурные вариации
	9. Сигналы чисто вращательного КР
	10. Поглощение различными мешающими газами

мами детектора. Обычно  $\delta_{\text{on}}$  и  $\delta_{\text{off}}$  вычисляются через отношение сигнал/шум.

Систематическая погрешность определяется слагаемыми  $B_s$  (14б) и  $E_a$  (14в). Выражение для нее имеет следующий вид [74]:

$$\delta_s^2 = 2(\delta_{\beta^{\text{aer}}}^2 + \delta_{\beta^{\text{mol}}}^2) \left( \frac{\beta_{\text{off}}^{\text{aer}} \beta_{\text{on}}^{\text{mol}} - \beta_{\text{on}}^{\text{aer}} \beta_{\text{off}}^{\text{mol}}}{\beta_{\text{off}} \beta_{\text{on}}} \right) + (2\Delta R)^2 [(\alpha_{\text{on}}^{\text{aer}} - \alpha_{\text{off}}^{\text{aer}})^2 \delta_{\alpha^{\text{aer}}}^2 + (\alpha_{\text{on}}^{\text{mol}} - \alpha_{\text{off}}^{\text{mol}})^2 \delta_{\alpha^{\text{mol}}}^2] + (2\Delta R)^2 \sum_{j=1}^M [\Delta\sigma_j^2 \delta_{N_j}^2 + \delta_{\Delta\sigma_j}^2 N_j^2] + (2\Delta\sigma\Delta R)^2 \delta_{\Delta\sigma}^2, \quad (18)$$

где  $\delta_{\beta^{\text{aer}}}$  и  $\delta_{\beta^{\text{mol}}}$  – относительные погрешности определения коэффициентов обратного рассеяния частицами аэрозоля и молекулами атмосферы;  $\delta_{\alpha^{\text{aer}}}$  и  $\delta_{\alpha^{\text{mol}}}$  – относительные погрешности, обусловленные поглощением лазерного излучения частицами аэрозоля и молекулами атмосферы;  $\delta_{N_j}$  и  $\delta_{\Delta\sigma_j}$  – погрешности задания или определения концентрации  $j$ -го мешающего газа и его дифференциального сечения поглощения;  $N_j$  и  $\Delta\sigma_j$  – концентрация и дифференциальное сечение поглощения  $j$ -го мешающего газа;  $\delta_{\Delta\sigma}$  – погрешность задания или определения дифференциального сечения поглощения исследуемого газа.

Первые два слагаемых в (18) связаны с изменением рассеивающих свойств среды при перестройке длины волны. Учет этих слагаемых необходим при зондировании озона в УФ области спектра. Третье слагаемое нужно учитывать при наличии мешающих газов. При использовании изолированных линий поглощения первые три слагаемых могут быть опущены. Последнее слагаемое связано с погрешностью определения сечения поглощения исследуемого газа.

### 3.3. Область применения метода ДП

Лидары ДП имеют широкую область применения, их можно классифицировать по различным признакам: спектральный диапазон (ближняя (0.7–2.5 мкм) и средняя (2.5–14 мкм) ИК области), дальность зондирования, способ базирования лидарной системы (мобильная, стационарная, космическая или самолетная), зондируемая область (тропосфера или/и стратосфера), зондируемые

параметры – метеорологический в локальном или глобальном масштабе (профили давления и температуры) и концентрации разных типов загрязнителей атмосферы ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{SF}_6$ ,  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{N}_2\text{H}_4$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{HNO}_3$ ,  $\text{OSC}$ ,  $\text{CS}_2$ , фреоны, диоксины, органические газы, гидразин, ракетные топлива и боевые отравляющие газы).

Определение влажности методом ДП можно провести так же, как и исследование любого газа, с использованием какой-нибудь подходящей полосы поглощения воды. Из спектра поглощения водяного пара в области генерации  $\text{CO}_2$ -лазера (см. рис.2) можно использовать длины волн линий 10R(20) и 10R(18) в качестве  $\lambda_{\text{on}}$  и  $\lambda_{\text{off}}$ . Для самолетных лидарных систем обычно используются полосы поглощения в ближней ИК области (940 и 716.98 нм) [75], куда попадают длины волны генерации некоторых твердотельных лазеров, таких как лазер на александрите и Ti:сапфировый лазер. Определение давления и температуры методом ДП основано на использовании зависимости сечения поглощения атмосферного кислорода от температуры и давления, как это и следует из формул (12) и (13). Параметр  $l$  в выражении (12) равен 0.7 для кислорода и 0.62 для водяного пара [35]. При температуре 273 К доплеровская ширина линии поглощения кислорода на  $\lambda = 766$  нм составляет  $0.0136 \text{ см}^{-1}$ , т.е. сравнима с лоренцевской шириной в воздухе при атмосферном давлении ( $0.035 - 0.06 \text{ см}^{-1}$ ) [2]. Эта длина волны (лазер на александрите) и используется для определения температуры и давления атмосферы методом ДП. В работе [75] показано, что методом ДП можно определить влажность в диапазоне высот 0 – 1.8 км с погрешностью не более 10 %, а температуру – в диапазоне высот 0 – 1.2 км с погрешностью не более 0.5 К.

### 4. Типы ИК лидаров

В работе [76] показано, что ИК область больше подходит для зондирования озона нижней тропосферы методом ДП в случае спутниковых измерений, чем УФ область. ИК область, особенно в диапазоне 2.5–14 мкм, очень перспективна для зондирования атмосферы, т. к. в нее попадают сильные линии поглощения практически всех атмосферных газов (рис.6). К тому же в ИК области находятся шесть окон прозрачности атмосферы (рис.7):

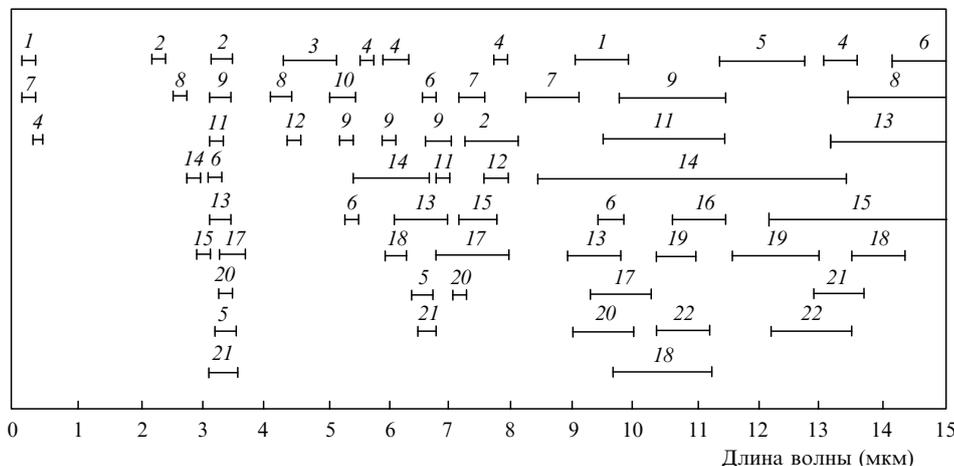


Рис.6. Положение полос поглощения некоторых газов в спектральном диапазоне 0.25–15 мкм [2]:  $\text{O}_3$  (1),  $\text{CH}_4$  (2),  $\text{CO}$  (3),  $\text{NO}_2$  (4),  $\text{C}_2\text{H}_6$  (5),  $\text{C}_6\text{H}_6$  (6),  $\text{SO}_2$  (7),  $\text{CO}_2$  (8),  $\text{C}_3\text{H}_6$  (9),  $\text{NO}$  (10),  $\text{C}_2\text{H}_4$  (11),  $\text{N}_2\text{O}$  (12),  $\text{C}_7\text{H}_8$  (13),  $\text{NH}_3$  (14),  $\text{C}_2\text{H}_2$  (15),  $\text{C}_4\text{H}_6$  (16),  $\text{CH}_3\text{OH}$  (17),  $\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$  (18),  $\text{C}_2\text{HCl}_3$  (19),  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  (20),  $\text{C}_3\text{H}_8$  (21),  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  (22).

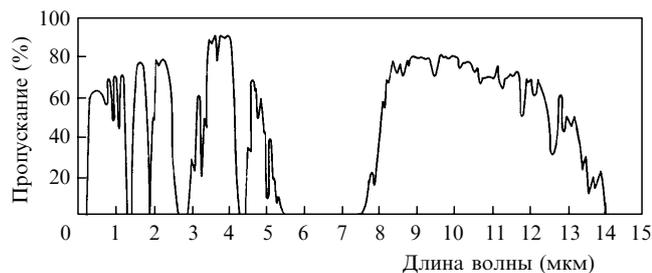


Рис.7. Пропускание атмосферы на горизонтальной трассе длиной 1882 м на уровне моря [2].

0.95–1.06 мкм, 1.2–1.3 мкм, 1.5–1.8 мкм, 2.1–2.4 мкм, 3.3–4 мкм и 8–14 мкм. Следует отметить, что спектр пропускания атмосферы, представленный на рис.7, записан с малым спектральным разрешением. Если записать этот спектр с высоким разрешением, то в каждом таком окне проявится множество микроокон. Именно эти микроокна представляют большой интерес для лидарного зондирования. Поэтому количественное определение энергетических потерь лазерного излучения за счет поглощения атмосферными газами и аэрозольными частицами требует детального знания как спектра излучения лазера, так и спектров поглощения газов и аэрозолей. Наиболее перспективными длинами волн лазерного излучения являются те, которые попадают в окна прозрачности атмосферы.

В табл.5 представлены длины волн основных лазеров ИК области, которые представляют интерес для лидарного зондирования атмосферы. Для перекрытия средней ИК области обычно используются DF-, CO<sub>2</sub> и NH<sub>3</sub>-лазеры, спектр излучения и энергетические характеристики которых являются оптимальными для зондирования атмосферы на больших расстояниях. Для зондирования в ближней ИК области спектра твердотельные лазеры, такие как рубиновый (Cr: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), титан-сапфировый (Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и лазер на александрите (Cr: BeAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>), являются оптимальными кандидатами. Однако они подходят для зондирования только небольшого числа газов из-за относительно узкого спектрального интервала перестройки этих лазеров. Поэтому в ближней ИК области обычно используются параметрические генераторы

Табл.5. Длины волн основных лазеров ИК области, используемых для лидарного зондирования атмосферы.

Лазер	$\lambda$ (мкм)
Рубиновый (Cr: Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	0.6943
На александрите (Cr: BeAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub> )	0.74–0.78
Ti: сапфировый (Ti: Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	0.7–1.1
Nd: YAG	1.064
Nd: YLF	1.053
Er: YAG	2.94
Er: YLF	1.73
Ho: YLF	2.04
He–Ne	0.63; 1.15; 3.39
DF	3.6–4.1
CO (первый обертоном)	5–7 (2.5–4.2)
CO <sub>2</sub>	9–11
NH <sub>3</sub>	11–13.5
GaAs	0.84
GaAs <sub>1-x</sub> P <sub>x</sub>	0.64–0.84
InAs <sub>1-x</sub> P <sub>x</sub>	0.9–3
Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Se	8–34

света (ПГС), генераторы второй (ГВГ) и третьей (ГТГ) гармоник. Также используются преобразователи частоты на основе КР в H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> или CH<sub>4</sub>, сдвиг частоты которых составляет 4155, 2986 и 2917 см<sup>-1</sup> соответственно. Этот способ является самым простым и экономичным, он успешно применялся для генерации длин волн около 720 и 940 нм с накачкой лазером на красителе, а также для генерации длин волн около 940 нм с накачкой лазером на неодимовом стекле [2, 3].

Для перекрытия ближней ИК области часто используются ПГС. Например, ПГС на кристалле CdSe с накачкой лазерами на YAG:Er ( $\lambda = 2.96$  мкм) и на CaF<sub>2</sub>:Dy ( $\lambda = 2.36$  мкм) обеспечивает плавную перестройку длин волн излучения в интервалах 2.8–4.2 мкм и 7.5–13.7 мкм соответственно. Один из эффективных способов перекрытия ближней ИК области – применение CO<sub>2</sub>- и CO-лазеров, работающих в режиме генерации второй и третьей гармоник в нелинейных кристаллах CdGeAs<sub>2</sub> и ZnGeP<sub>2</sub> [7].

В последние годы большое распространение получили лазеры КР на эффекте переворота спина (SFR-laser). Излучение этих лазеров перекрывает спектральный диапазон 11.7–13 мкм (при накачке CO<sub>2</sub>-лазером), а также 5–6 мкм (при накачке CO-лазером) [77].

Из существующих перестраиваемых лазеров (см. табл.5) только полупроводниковые лазеры перекрывают весь ИК диапазон, но они имеют небольшую мощность, что затрудняет их применение в лидарах [78]. Однако полупроводниковые лазеры можно использовать для зондирования атмосферы косвенно, в качестве источников накачки для твердотельных лазеров. Накачка лазера на YAG:Nd излучением полупроводникового GaAs-лазера ( $\lambda = 808$  нм) повышает эффективность излучателя на порядок по сравнению с традиционными методами накачки [77].

Следует отметить, что в ИК области (при  $\lambda > 1$  мкм) молекулярное рассеяние пренебрежимо мало по сравнению с аэрозольным. Из выражений (2) и (6) видно, что коэффициент молекулярного рассеяния пропорционален  $\lambda^{-4}$ , а коэффициент аэрозольного ослабления –  $\lambda^{-q}$ , где  $q$  – константа, которая изменяется от 1.2 до 2.5 в зависимости от распределения аэрозолей по размерам, их формы и показателей преломления [79].

При зондировании с помощью лидара ДП в ИК области следует учитывать систематическую ошибку, связанную с конечной шириной линии лазерного излучения. Оценки, приведенные в работе [80], показывают, что для точных измерений этим методом в тропосфере на длинах волн лазерного излучения  $\sim 10$  мкм необходимо, чтобы ширина линии излучения была равна  $\sim 100$  МГц. В то же время для зондирования в стратосфере требуется, чтобы ширина линии лазерного излучения была еще меньше ( $\sim 10$  МГц).

Тип фотодетектора определяется спектральной областью наблюдений, которая, в свою очередь, зависит от спектрального диапазона используемого лазера. Если фотоумножитель в лидарах УФ, видимой и даже ближней ИК (при  $\lambda < 1.1$  мкм) областей отлично решает проблему детектирования отраженного сигнала, то в средней ИК области (при  $\lambda > 1.1$  мкм) только тепловые и фотоэлектрические полупроводниковые приемники работают удовлетворительно. На рис.8 представлены спектральные кривые обнаружительной способности основных видов детекторов, используемых в ИК лидарах, – фото-

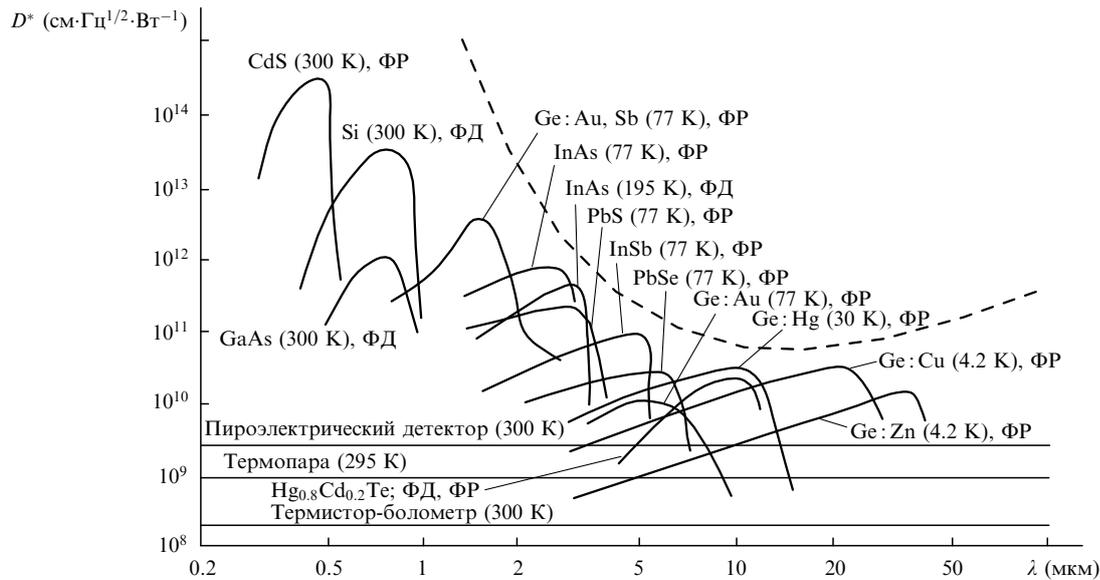


Рис.8. Спектральные кривые обнаружительной способности  $D^*$  различных фоторезисторов (ФР) и фотодиодов (ФД) [2]. Штриховая кривая соответствует идеальному фотодетектору, ограниченному дробовым шумом фонового излучателя (угол поля зрения  $180^\circ$ , температура фона 300 К).

диодов и фоторезисторов [2]. В настоящее время в ИК лидарах используются охлаждаемые жидким азотом, а иногда и неохлаждаемые фотоприемники на основе тройных полупроводниковых соединений  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ – кадмий – ртуть – теллур) [81, 82].

Для решения проблемы низкой чувствительности детекторов средней ИК области обычно применяется гетеродинное детектирование [3, 83, 84]. Дальность действия лидаров средней ИК области с прямым детектированием, например  $\text{CO}_2$ -лидаров, составляет 2–3 км. При использовании гетеродинного детектирования дальность зондирования достигает 10 км при таких же параметрах лидара. Однако это преимущество нивелируется малой по сравнению с лидарами прямого детектирования чувствительностью из-за влияния шумов спекла [85].

#### 4.1. Лидары ближней ИК области

Первая лидарная система была создана в середине 1960-х годов на основе твердотельного (рубинового) лазера для зондирования водяного пара методом ДП. Низкая частота повторения импульсов и нестабильность длины волны генерации лазеров этого типа приводили к увеличению погрешности измерений. В следующем поколении твердотельных лидаров использовался лазер на александрите, спектр генерации которого находится в интервале 0.74–0.78  $\mu\text{м}$ . В этот спектральный интервал попадают полосы поглощения водяного пара, подходящие для зондирования в нижней тропосфере методом ДП, а также для измерения температуры и давления. В последние годы большое распространение получил лазер на титан-сапфире. Длина волны генерации этого лазера может непрерывно перестраиваться в интервале 0.7–1.1  $\mu\text{м}$ , а его максимальная мощность приходится на  $\lambda = 0.8 \mu\text{м}$ . В данный спектральный диапазон попадают полосы поглощения водяного пара ( $\lambda \sim 940 \text{ нм}$ ), которые подходят для его зондирования в верхней тропосфере, нижней стратосфере и, вообще, в очень сухой атмосфере.

Для перекрытия ближней и даже средней ИК области часто используется излучение ПГС на основе нелинейных

кристаллов. В табл.6 представлены основные нелинейные кристаллы, которые получили наибольшее распространение при создании ПГС, ГВГ и ГТГ [86]. В классических ПГС с накачкой Nd:YAG-лазером обычно применяются кристаллы КТР, КДР,  $\text{LiNbO}_3$ , LBO или ВВО, поэтому длинноволновая граница излучения этих генераторов не превышает 5  $\mu\text{м}$ . ПГС на кристалле CdSe с накачкой лазерами на YAG:Er ( $\lambda = 2.96 \mu\text{м}$ ) и  $\text{CaF}_2$ :Dy ( $\lambda = 2.36 \mu\text{м}$ ) обеспечивает плавную перестройку длин волн излучения в диапазонах 2.8–4.2  $\mu\text{м}$  и 7.5–13.7  $\mu\text{м}$  соответственно.

Табл.6. Основные нелинейные кристаллы, используемые в ПГС, ГВГ и ГТГ.

Кристалл	Область пропускания ( $\mu\text{м}$ )
ADP	0.18–1.5
KDP	0.18–1.7
CDA	0.27–1.7
$\text{LiNbO}_3$	0.33–5.5
ВВО	0.20–2.2
КТР	0.35–4.5
LBO	0.16–2.3
$\text{AgGaS}_2$	0.50–13
$\text{AgGaSe}_2$	0.71–18
CdSe	0.75–20
$\text{ZnGeP}_2$	0.74–12
$\text{Tl}_3\text{AsSe}_3$	1.30–13

В работе [87] применялся ПГС на кристалле CdSe с накачкой лазером на YAG:Er ( $\lambda = 2.96 \mu\text{м}$ ) для зондирования  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ , CO и HCl. Основные характеристики ПГС, используемого в этой системе, приведены ниже. Такая лидарная система работает в режиме трассового метода ДП и позволяет детектировать указанные газы на уровне ПДК на расстояниях 0.1–1 км.

Одним из наиболее эффективных способов получения новых длин волн, подходящих для зондирования атмосферы в ИК области, является генерация второй и треть-

Длина кристалла CdSe (мм) . . . . .	40
Область генерации (мкм) . . . . .	2.8–4.2
Ширина линии генерации (см <sup>-1</sup> ) . . . . .	1
КПД преобразования (%) . . . . .	1–10
Длительность импульса (нс) . . . . .	30–40
Энергия импульса (мДж) . . . . .	3–4
Частота повторения импульсов (Гц) . . . . .	10

ей гармоник. ГВГ на основе кристалла ZnGeP<sub>2</sub> с накачкой CO<sub>2</sub>-лазером перекрывает спектральный диапазон 4.5–5.5 мкм с КПД преобразования 10%–20%. В этом диапазоне чувствительность InSb-детекторов в пять раз превышает чувствительность KPT-детекторов, используемых в CO<sub>2</sub>-лидере (9–11 мкм). ГТГ на основе этого же кристалла с накачкой таким же лазером перекрывает спектральный диапазон 3–3.7 мкм. В этом спектральном диапазоне чувствительность InAs-детекторов в пять раз превышает чувствительность InSb-детекторов. К тому же следует отметить, что спектр излучения CO<sub>2</sub>-лазера и его гармоники как раз попадают в окна прозрачности атмосферы. ГВГ и ГТГ с накачкой излучением CO<sub>2</sub>-лазера применяются в лидарах за рубежом, причем кристалл CdGeAs<sub>2</sub>, используемый в качестве преобразователя излучения, имеет такие же характеристики, как и кристалл ZnGeP<sub>2</sub>, но требует охлаждения.

В работе [7] описана лидарная система, в которой используется ГВГ на основе кристалла ZnGeP<sub>2</sub> с накачкой CO<sub>2</sub>-лазером для зондирования угарного газа CO, а также OSC. На длине волны второй гармоники линии 9R(18) CO<sub>2</sub>-лазера коэффициент поглощения угарного газа составляет 29.7 атм<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>.

Табл.7. Параметры линий поглощения зондируемых газов, используемых в работе [88].

Газ	$\lambda$ (мкм)	Коэффициент поглощения (атм <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup> )
HCl	1.7525	0.43
CH <sub>4</sub>	1.6713	0.036
H <sub>2</sub> O	1.7515	$8.3 \times 10^{-3}$

Излучение ПГС на основе кристалла MgF<sub>2</sub>:Co с накачкой Nd:YAG-лазером ( $\lambda = 1.064$  мкм) непрерывно перестраивается в области 1.5–2.3 мкм. Благодаря этому в работе [88] данный ПГС был использован для зондирования HCl, CH<sub>4</sub> и H<sub>2</sub>O. Длины волн зондирования и коэффициенты поглощения каждого из указанных газов приведены в табл.7. Дальность действия предложенной системы, характеристики которой представлены ниже, может составлять до 6 км в режиме трассового метода ДП и до 3 км в режиме лидарного метода ДП. Первые испытания этой системы показали, что она способна зондировать HCl и CH<sub>4</sub> с чувствительностью вплоть до 1 и 10 ppb соответственно на расстоянии вплоть до 3 км.

ПГС на основе кристалла MgF<sub>2</sub>:Co

Энергия импульса (мДж) . . . . .	10
Длительность импульса (нс) . . . . .	300
Телескоп Кассегрена	
Диаметр (см) . . . . .	30
Фокусное расстояние (см) . . . . .	100
InSb-детектор (с охлаждением)	
Диаметр (мм) . . . . .	2
Обнаружительная способность (см·Гц <sup>1/2</sup> ·Вт <sup>-1</sup> ) . . . . .	10 <sup>11</sup>

Микроимпульсная система, описанная в работе [89], обладает уникальными характеристиками: малыми габаритами, высокой частотой повторения импульсов (500 Гц) и дальностью действия лидара до 5 км. Данная система использует ПГС с накачкой Yb:YAG-лазером и перекрывает спектральный диапазон 3–5 мкм. Она предназначена для зондирования отравляющих и ядовитых веществ с хорошей точностью (10%) и высокой чувствительностью (10 ppb). Для уменьшения габаритов системы применялся телескоп Кассегрена диаметром 35 см.

В работе [90] описана уникальная система, в которой используется ПГС на основе кристалла ВВО с накачкой Nd:YAG-лазером. Система предназначена для зондирования нескольких параметров атмосферы одновременно (коэффициенты обратного рассеяния на  $\lambda = 555$  и 829 нм, температура, пропускание атмосферы, содержание водяного пара и загрязнителей). ПГС в этой системе работает с частотой повторения 100 Гц и непрерывно перестраивается в спектральном диапазоне 0.4–2.5 мкм. Приемная часть этого лидара состоит из двух одинаковых телескопов Ньютона с диаметрами объективов 30 см. Первый телескоп используется при работе лидара по методу ДП, а второй – по методу КР ( $\lambda = 1064, 532, 407, 386$  и 355 нм). Описанная система может зондировать атмосферу до высоты 2 км с пространственным разрешением 3 м, однако при сглаживании сигналов конечное пространственное разрешение ухудшается до 30 м. Испытания этой системы в городских условиях показали, что коэффициент обратного аэрозольного рассеяния имеет максимальное значение на высоте 100 м. Оно составляет  $6 \times 10^{-8}$  см<sup>-1</sup>·ср<sup>-1</sup> на  $\lambda = 355$  нм и  $3 \times 10^{-8}$  см<sup>-1</sup>·ср<sup>-1</sup> на  $\lambda = 826$  нм.

В лидарной системе, описанной в работе [91], используется ПГС на основе кристалла LiNbO<sub>3</sub> с накачкой Nd:YAG-лазером. Спектр генерации данного ПГС (3–3.5 мкм) позволяет зондировать метан и пропан, но энергетические характеристики лидара ограничивают дальность зондирования этих газов расстоянием 0.5 км при пространственном разрешении  $\Delta R = 30$  м и чувствительности, равной 0.1 ppb (млн<sup>-1</sup>) при зондировании метана и 0.4 ppb при зондировании пропана.

В работах [92–94] описаны лидарные системы для самолетного зондирования молекул углеводородов. Во всех этих системах используются ПГС на основе кристалла LiNbO<sub>3</sub>, который непрерывно перестраивается в спектральном диапазоне 2–5 мкм. Из-за низкой выходной энергии ПГС в этих системах применяется схема трассового метода ДП.

В работе [95] была исследована лидарная система для зондирования метана и пропана на расстоянии 1 км и аэрозолей на расстоянии 8 км. В этой системе использовались ПГС с накачкой Nd:YAG-лазером и спектром генерации в диапазоне 1.45–4 мкм для зондирования метана и лазер на эрбиевом стекле ( $\lambda = 1.536$  мкм) для зондирования аэрозолей. Мобильная лидарная система, описанная в работе [96], предназначена для зондирования пропана и метана на больших расстояниях, она работает в режиме трассового метода ДП, хотя существенно не отличается от предыдущей [95].

#### 4.2. Лидары средней ИК области

В спектральный диапазон средней ИК области (2.5–14 мкм) попадают сильные полосы поглощения очень

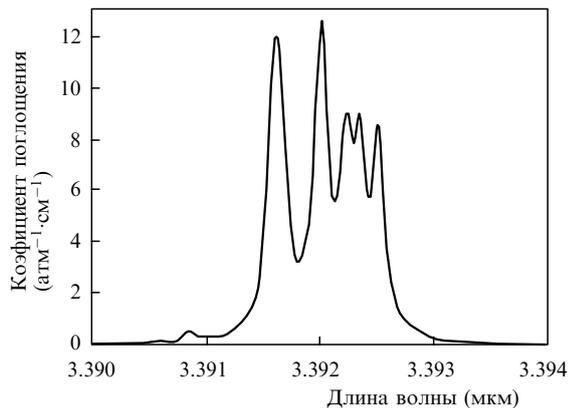


Рис.9. Спектр поглощения метана в области генерации He–Ne-лазера [35].

многих газов, загрязняющих атмосферу [35, 36, 97]. К тому же существуют эффективные и мощные лазеры, такие как NH<sub>3</sub>-, CO<sub>2</sub>-, CO- и DF-лазеры, спектры излучения которых перекрывают этот диапазон и попадают в окна прозрачности атмосферы 3–5 мкм и 8–14 мкм. Поэтому средняя ИК область является весьма перспективной для дистанционного экологического мониторинга атмосферы с помощью лидарных систем.

#### 4.2.1. He–Ne-лидар

Для детектирования утечки метана используются линии генерации He–Ne-лазера на  $\lambda = 3.3913$  и  $3.3903$  мкм, которые попадают в полосу поглощения метана (рис.9). Простота и доступность лазера, применяемого для решения столь важной задачи, являются основными преимуществами предложенной в работе [98] системы. Технические характеристики разработанного лидара приведены ниже. Мощность используемого лазера относи-

He–Ne-лазер	
Мощность (мВт) . . . . .	2
Расходимость (мрад) . . . . .	5
Механический прерыватель	
Частота повторения импульсов (кГц) . . . . .	2
Апертура (мм) . . . . .	5
Разность фаз (град) . . . . .	90
Приемная оптика (зеркало)	
Диаметр (см) . . . . .	37
Фокусное расстояние (см) . . . . .	88
InSb-детектор	
Диаметр (мм) . . . . .	2
Обнаружительная способность (см·Гц <sup>1/2</sup> ·Вт <sup>-1</sup> ) . . . . .	10 <sup>11</sup>
Оптический фильтр	
Ширина полосы пропускания (%) . . . . .	4.2
Максимальное пропускание (%) . . . . .	70
Температура (К) . . . . .	77

Табл.8. Основные газы, детектируемые в работе [98], и соответствующие дифференциальные коэффициенты поглощения для используемых длин волн  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ .

Газ	Дифференциальный коэффициент поглощения (атм <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup> )
Метан	7.7 ± 0.2
Этан	2.2 ± 1.2
Пропан	0.9 ± 0.1
n-бутан	0.2 ± 0.6
iso-бутан	1.9 ± 0.4

тельно мала (2 мВт), что характерно для лазеров такого типа, однако лидар детектирует метан с довольно высокой чувствительностью (3 ppb·м), поскольку работает с отражателем (топомишенью). Предложенный лидар может обнаруживать многие природные газы, сечения поглощения которых приведены в табл.8.

#### 4.2.2. DF-лидары

Лазер на DF излучает в спектральном диапазоне 3.5–4.1 мкм, и спектр его излучения попадает в одно из окон прозрачности атмосферы. Именно поэтому данный лазер был использован разными научными группами [91, 99, 100].

Табл.9. Основные газы, детектируемые в работе [99], соответствующие дифференциальные коэффициенты поглощения для используемых длин волн  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ , а также чувствительности детектирования.

Молекула	Дифференциальный коэффициент поглощения (атм <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup> )	Чувствительность (ppb·км)
HCl	5.64	0.05
CH <sub>4</sub>	0.047	6
N <sub>2</sub> O	1.19	0.24

В табл.9 даны характеристики зондирования трех веществ с помощью лидара ДП на основе DF-лазера [99]. Основные технические характеристики DF-лидара, использованного в [99], приведены ниже.

DF-лазер	
Энергия импульса (мДж) . . . . .	150–200
Длительность импульса (мкс) . . . . .	1.0
Частота повторения импульсов (Гц) . . . . .	1/6
Телескоп Ньютона	
Диаметр (см) . . . . .	31.75
Поле зрения (мрад) . . . . .	3.0
КРТ-детектор	
Обнаружительная способность (см·Гц <sup>1/2</sup> ·Вт <sup>-1</sup> ) . . . . .	5 × 10 <sup>9</sup>
Размер приемной площадки (мм) . . . . .	1 × 1
Постоянная времени (нс) . . . . .	75

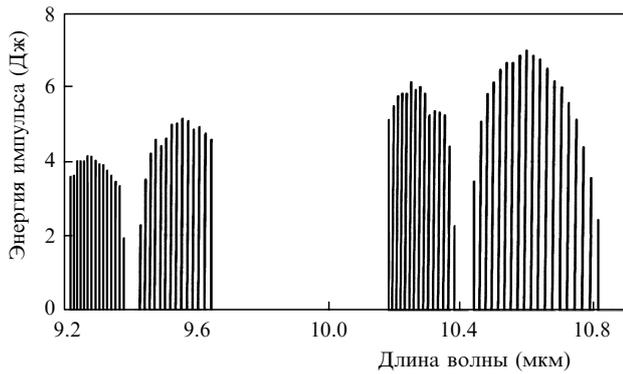
В работе [91] были представлены результаты первых испытаний лидарной системы на основе мощного DF-лазера. Характеристики этого лазера приведены ниже. Система предназначена для идентификации аэрозолей на больших расстояниях с использованием резонансного рассеяния. Первые испытания показали, что система может зондировать облако трибутинамина шириной 100 м с концентрацией 2–3 мг/м<sup>3</sup> на расстояниях вплоть до 15 км.

Энергия импульса (Дж) . . . . .	150
Длительность импульса (мкс) . . . . .	2
Расходимость (мрад) . . . . .	0.1
Область генерации (мкм) . . . . .	3.6–4.1 (> 30 линий)
Максимальная энергия в отдельной линии (Дж) . . . . .	8
Минимальное время между импульсами (мин) . . . . .	5
Время готовности к работе (с) . . . . .	10

Наличие мешающих газов, таких как водяной пар и HDO, сильно влияет на точность измерений с помощью лидара ДП на основе DF-лазера, а также на дальность зондирования (не более 2–3 км), несмотря на довольно значительную энергию лазерного импульса.

#### 4.2.3. CO<sub>2</sub>-лидары

В настоящее время для применения в лидарах наиболее подходит CO<sub>2</sub>-лазер, спектр излучения которого (9–

Рис.10. Спектр излучения ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера [85].

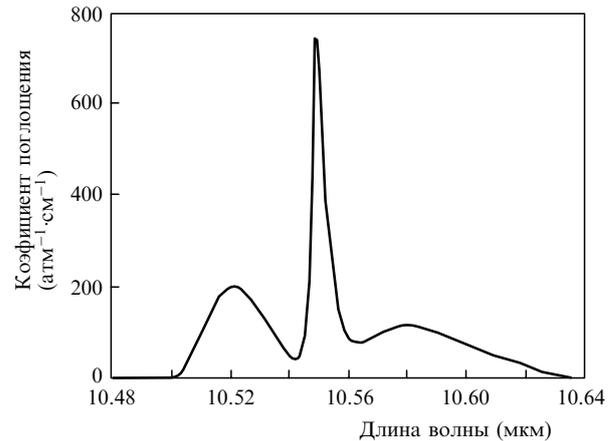
11 мкм) попадает в окно прозрачности атмосферы 8–14 мкм. Из-за относительной простоты и надежности, высоких энергетических характеристик при гладком и квазиэквидистантном спектре излучения, а также высоких эксплуатационных характеристик эти лазеры производятся серийно и постоянно модернизируются. К тому же в диапазон перестройки СО<sub>2</sub>-лазеров попадают линии поглощения более 90 различных газов, в том числе NH<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub>, HNO<sub>3</sub>, SF<sub>6</sub>, OSC, CS<sub>2</sub>, фреонов, органических газов, гидразина, компонентов ракетных топлив и боевых отравляющих газов [7, 97]. На рис.10 представлен спектр излучения СО<sub>2</sub>-лазера [85]. Спектр состоит из более чем 60 линий, дискретно перекрывающих спектральный диапазон 9–11 мкм.

СО<sub>2</sub>-лидары хорошо исследованы и оптимизированы разными научными группами [66, 69, 71, 84, 101–122]. Для реального зондирования окружающей среды в настоящее время существуют разные типы СО<sub>2</sub>-лидаров [83, 98, 104, 123–134].

В табл.10 приведены вещества, зондируемые СО<sub>2</sub>-лидаром, их дифференциальные коэффициенты поглощения и чувствительности лидара ДП для каждого вещества [99]. Видно, что для некоторых веществ (NH<sub>3</sub>, SF<sub>6</sub>, CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>) СО<sub>2</sub>-лидар очень чувствителен (вплоть до 1 ppb), а для других (СО<sub>2</sub>) совсем непригоден. Для зондирования водяного пара чувствительность  $\sim 10^4$  ppb

Табл.10. Вещества, зондируемые СО<sub>2</sub>-лидаром, соответствующие дифференциальные коэффициенты поглощения и чувствительность зондирования [99].

Молекула	Дифференциальный коэффициент поглощения (атм <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup> )	Чувствительность (ppb·км)
NH <sub>3</sub>	120	0.42
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	2.3	22
1.3-бутадиен	2.45	15
СО <sub>2</sub>	$1.8 \times 10^{-3}$	28000
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	33.0	1.5
C <sub>2</sub> Cl <sub>3</sub> F <sub>3</sub>	19.2	2.6
CCl <sub>3</sub> F	31.0	1.6
CCl <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	92.0	0.55
CH <sub>3</sub> OH	19.4	2.6
O <sub>3</sub>	12.7	4.0
C <sub>2</sub> Cl <sub>4</sub>	28.5	1.8
SO <sub>2</sub>	6.73	7.5
SF <sub>6</sub>	800.0	0.063
C <sub>2</sub> HCl <sub>3</sub>	14.0	3.6
C <sub>2</sub> H <sub>3</sub> Cl	6.79	7.4
H <sub>2</sub> O	$8.36 \times 10^{-4}$	60000

Рис.11. Спектр поглощения SF<sub>6</sub> в области генерации СО<sub>2</sub>-лазера [35].

считается нормальной, поскольку концентрация H<sub>2</sub>O в атмосфере достаточно велика. SF<sub>6</sub> является типичным газом, детектируемым СО<sub>2</sub>-лидаром. Из спектра поглощения SF<sub>6</sub>, представленного на рис.11 [35], видно, что в области генерации СО<sub>2</sub>-лазера коэффициенты поглощения имеют довольно большие значения.

В работе [123] описана самолетная лидарная система ALARM (airborne lidar agent remote monitor) для зондирования газа SF<sub>6</sub>. Коэффициенты поглощения этого газа на длинах волн линий излучения СО<sub>2</sub>-лазера приведены в табл.11. В этой системе используются два ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера, энергия импульса которых составляет 1.5 Дж на линии 10P(20), и телескоп с диаметром первичного зеркала 35 см.

На рис.12 показана схема уникальной лидарной системы на основе ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера, выполненной в Институте оптики атмосферы СО РАН и Томском государственном университете [124–126]. Лидар предназначен для контроля газового состава атмосферы в полевых условиях и является прототипом коммерческого полевого дистанционного газоанализатора. Система работает в двух режимах метода ДП – трассовом и лидарном.

Основная особенность представленной системы – возможность управления всеми ее параметрами: расстоянием между осями приемного и передающего телескопа, углом схождения их осей, размерами полевых диафрагм и/или чувствительной площадки фотоприемника. Зондирующее излучение на выходе коллиматора фокусируется на расстоянии до 3 км. ТЕА СО<sub>2</sub>-лазер, используемый в этой лидарной системе, генерирует импульсы с

Табл.11. Коэффициенты поглощения газа SF<sub>6</sub> на длинах волн линий СО<sub>2</sub>-лазера [35].

Линия СО <sub>2</sub> -лазера	$\lambda$ (мкм)	Коэффициент поглощения (атм <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup> )
10P(32)	10.71857	20
10P(30)	10.69639	9
10P(28)	10.67459	28
10P(26)	10.65316	70
10P(24)	10.6321	130
10P(22)	10.61139	200
10P(20)	10.59104	330
10P(18)	10.57105	430
10P(16)	10.55139	800
10P(14)	10.53209	290
10P(12)	10.51312	350
10P(10)	10.49449	18

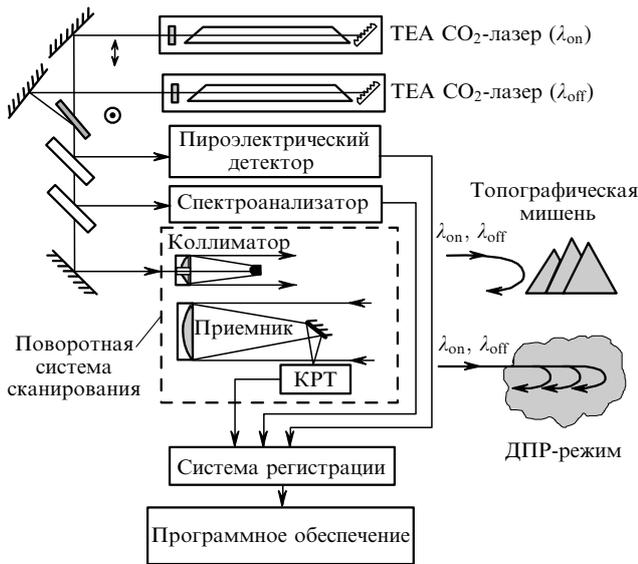


Рис.12. Схема СО<sub>2</sub>-лидара дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР) [102].

частотой повторения 2 Гц и энергией 1–8.8 Дж при их длительности 30 нс. Спектр излучения данного лазера состоит из 85 линий (9.15–10.86 мкм). Вес лазерной головки размером 1300 × 300 × 350 см равен 70 кг. В экспериментах лидарная система, схема которой показана на рис.12, продемонстрировала возможность измерения концентраций NH<sub>3</sub>, HCl, CO и CH<sub>4</sub> на уровне ПДК при работе в трассовом режиме и длине измерительных трасс 0.1–1.0 км.

В рассматриваемой системе для реализации метода ДП использовались два лазера. Один генерирует импульс излучения с длиной волны  $\lambda_{on}$ , совпадающий с центром линии поглощения газа, другой одновременно генерирует импульс с длиной волны  $\lambda_{off}$ , лежащей на крыле линии поглощения. Задержка между импульсами генерации двух лазеров не должна превышать 1 мс [66], для того чтобы атмосфера считалась замороженной.

Для более экономичной реализации метода ДП была предложена схема двухчастотного СО<sub>2</sub>-излучателя с самосведением лазерных пучков [135] (рис.13). Идея заключается в том, что с помощью интерферометра Майкельсона и двух дифракционных решеток удастся получить лазерное излучение на двух длинах волн ( $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ ) и реализовать метод ДП с соблюдением условия «замороженности» атмосферы.

Первые эксперименты показали, что такая схема СО<sub>2</sub>-лазера позволяет получить генерацию одновременно на двух длинах волн ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ), если  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 > 50 \text{ см}^{-1}$ .

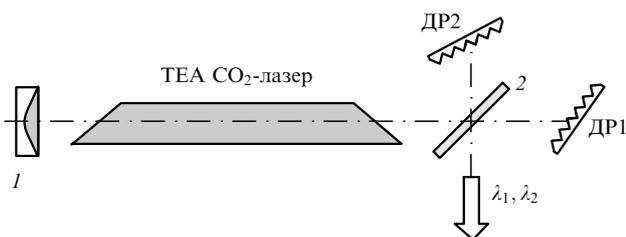


Рис.13. Оптическая схема двухчастотного СО<sub>2</sub>-излучателя с самосведением лазерных пучков [135]:

1 – глухое зеркало; 2 – полупрозрачное зеркало; ДР1 и ДР2 – дифракционные решетки, настроенные на длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Если частоты, на которые настроены решетки, близки, световой пучок состоит из одной спектральной компоненты с промежуточной частотой. Следует отметить, что аналогичная оптическая схема может быть использована и для других источников лазерного излучения.

В режиме прямого детектирования дальность зондирования СО<sub>2</sub>-лидаров обычно составляет 2–3 км из-за низкой чувствительности детекторов в этой области (рис.8) и малого коэффициента аэрозольного рассеяния [101, 102]. Для повышения дальности зондирования обычно используется режим гетеродинного детектирования [84]. В работе [110] описана лидарная система на основе ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера с гетеродинным детектированием. Система называется МАРМ (mobile atmospheric pollutant mapping) и предназначена, в первую очередь, для зондирования водяного пара [41] и загрязнителей окружающей среды на больших расстояниях. На рис.14 дана функциональная схема этого лидара, в котором используются два ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера, работающие в одномодовом режиме генерации. Система может работать в режиме прямого детектирования (дальность зондирования 1–3 км) и в режиме гетеродинного детектирования (5–10 км) с пространственным разрешением 30 м. Основные технические характеристики лидара МАРМ приведены ниже.

Передающая система – два ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера

Энергия импульса (мДж) .....	60
Частота повторения импульсов (Гц).....	50–150
Длительность импульса (мкс) .....	0.5–2
Рабочие длины волны (мкм).....	9.2–10.7
Режим генерации.....	одномодовый

Приемная система

Неаксиальный параболический телескоп

Диаметр (м).....	0.3
Фокусное расстояние (м).....	1.5

КРТ-детектор с охлаждением до 77 К

Размер приемной площадки (мм) .....	0.25 × 0.25
АЦП	

Полоса частот (МГц) .....	5
Разрядность (бит) .....	10

В работе [128] описана уникальная лидарная система АДЕДИС (appareil de detection à distance) с прямым детектированием на основе мощного ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера с энергией импульсов 1.2 Дж на линии 10P(20) и частотой их повторения 10 Гц. Испытания этого мобильного лидара показали, что дальность зондирования в режиме лидарного метода ДП не превышает 2–3 км, а в режиме трассового метода ДП она может достигать 100 км. Дело в том, что в данном спектральном диапазоне, по сравнению с ближней ИК областью, коэффициент обратного аэрозольного рассеяния очень мал [101, 102], а чувствительность детекторов в пять раз ниже (рис.8).

В работе [85] экспериментально исследованы два режима детектирования СО<sub>2</sub>-лидара. На рис.15 показаны основные результаты этих исследований. Из рис.15,а видно, что при работе в режиме прямого детектирования дальность зондирования не превышает 1 км, а в гетеродинном режиме она достигает 10 км. Результаты, приведенные на рис.15,а, получены в режиме лидарного метода ДП при зондировании этилена с помощью ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера с энергией импульса 100 мДж на  $\lambda = 10.532$  мкм. Из рис.15 видно также, что чувствительность лидара в режиме прямого детектирования намного больше,

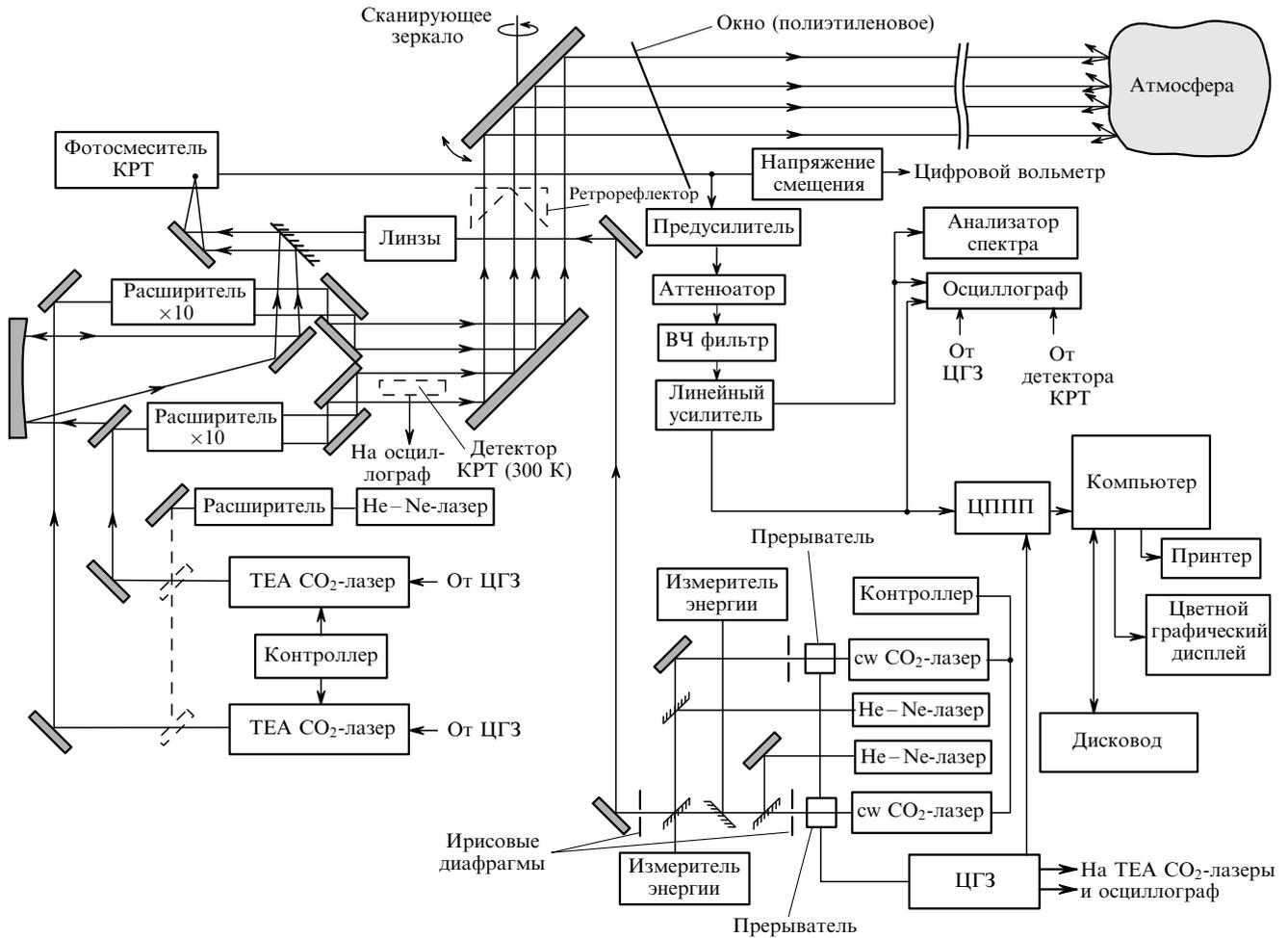


Рис.14. Функциональная схема лидара MAPM [41]: ПЧ – промежуточная частота; ЦППП – цифровой преобразователь переходного процесса; ЦГЗ – цифровой генератор задержки; штриховыми линиями обозначены съемные компоненты.

чем в режиме гетеродинного детектирования, из-за сильного влияния шумов спекла.

При работе в режиме трассового метода ДП (см. рис.15,б) дальность зондирования при гетеродинном детектировании превышает 20 км, а в режиме прямого детектирования она не достигает 3 км. Различие же чувствительностей двух режимов детектирования не очень существенно.

**4.2.4. NH<sub>3</sub>-лидары**

До недавнего времени для лазерного зондирования использовался мощный CO<sub>2</sub>-лазер со спектром излу-

чения в области 9–11 мкм. С его помощью были обнаружены, например, находящиеся в атмосфере аммиак, озон и целый ряд других веществ. Однако спектры поглощения многих загрязнителей лежат в более длинноволновой области спектра (11–18 мкм), чем спектры излучения CO<sub>2</sub>-лазера. Разработанный в Отделении квантовой радиофизики ФИАНа аммиачно-азотный лазер позволил расширить спектральную область лазерного излучения до 14 мкм [136].

Лазерная NH<sub>3</sub>–N<sub>2</sub>-система относится к классу молекулярных ИК лазеров с лазерной накачкой. Общим для всех этих лазеров является возбуждение колебательно-вращательных уровней активной молекулы и создание инверсии населенностей между уровнями при поглощении излучения лазера накачки. При высоком давлении газа возможно возникновение генерации на многих переходах, в этом случае вращательные подуровни возбужденного колебательного состояния заселяются за счет быстрой вращательной релаксации, вызванной столкновениями активных молекул с молекулами буферного газа, и, следовательно, появляется возможность перестройки частоты генерации. Источником накачки в лазерной NH<sub>3</sub>–N<sub>2</sub>-системе является импульсный TEA CO<sub>2</sub>-лазер, спектр излучения которого представлен на рис.10. Активной средой служит газообразный аммиак <sup>14</sup>NH<sub>3</sub>. Добавление азота в качестве буферного газа позволяет получать генерацию на многих переходах в диапазоне 745–928 см<sup>-1</sup> с эффективностью преобразования до 25 %

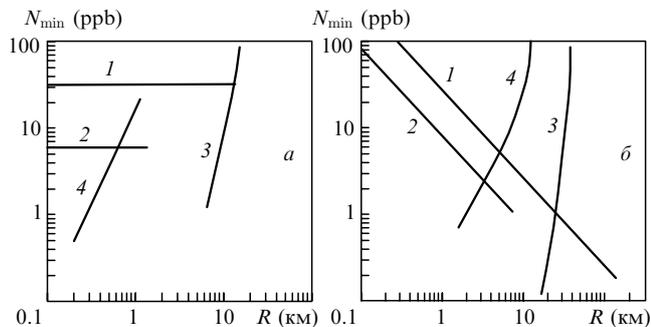
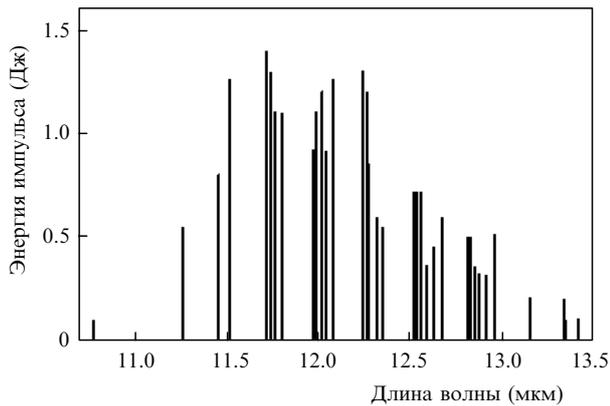


Рис.15. Чувствительность лидара ДП на основе CO<sub>2</sub> лазера при работе в режиме лидарного (а) и трассового (б) методов ДП в случае гетеродинного (1) и прямого (2) детектирования [85]. Кривые 3 и 4 – предельные чувствительности, ограниченные шумовыми характеристиками приборов.

Рис.16. Спектр излучения  $\text{NH}_3-\text{N}_2$ -лазера [136].

[136]. На рис.16 показан спектр излучения этого лазера, который является самым мощным аммиачным лазером из известных на сегодняшний день. В табл.12 приведены параметры излучения  $\text{NH}_3$ -лазера [136].

Табл.12. Характеристики излучения  $\text{NH}_3$ -лазера [136].

Частота ( $\text{см}^{-1}$ )	$\lambda$ (мкм)	Переход	Энергия импульса (Дж)	КПД (%)
891.885	11.21221	aP(2, 1)	0.1	2
888.0779	11.26027	sP(4, k)	0.55	8
872.5667	11.46044	aP(3, 1)	0.8	12
–	–	aP(3, 2)	–	–
868.0003	11.52073	sP(5, k)	1.25	19
853.8186	11.71209	aP(4, 0)	1.4	21
–	–	aP(4, 1)	–	–
852.7239	11.72713	aP(4, 2)	1.3	20
851.3271	11.74637	aP(4, 3)	1.1	17
847.8756	11.79418	sP(6, k)	1.1	17
834.823	11.97859	aP(5, 1)	0.9	14
834.0112	11.99025	aP(5, 2)	1.1	17
832.6338	12.01008	aP(5, 3)	1.2	18
830.6533	12.03872	aP(5, 4)	0.9	14
827.8748	12.07912	sP(7, k)	1.25	19
816.6459	12.24521	aP(6, 0)	1.3	20
–	–	aP(6, 1)	–	–
815.5911	12.26105	aP(6, 2)	1.2	18
814.2418	12.28136	aP(6, 3)	0.85	13
812.3002	12.31072	aP(6, 4)	0.6	9
809.7151	12.35002	aP(6, 5)	0.55	8
798.2239	12.52781	aP(7, 1)	0.7	11
797.4491	12.53999	aP(7, 2)	0.7	11
796.1347	12.56069	aP(7, 3)	0.7	11
794.2444	12.59058	aP(7, 4)	0.35	5
791.7261	12.63063	aP(7, 5)	0.45	7
788.5112	12.68213	aP(7, 6)	0.6	9
780.5523	12.81144	aP(8, 0)	0.5	7
–	–	aP(8, 1)	–	–
779.5657	12.82766	aP(8, 2)	0.5	7
778.2932	12.84863	aP(8, 3)	0.35	5
776.4637	12.8789	aP(8, 4)	0.3	5
774.0264	12.91946	aP(8, 5)	0.3	5
770.913	12.97163	aP(8, 6)	0.5	7
760.6919	13.14593	aP(9, 3)	0.2	4
753.5922	13.26978	aP(9, 6)	0.2	4
749.8612	13.3358	aP(9, 7)	0.1	2
745.2938	13.41753	aP(9, 8)	0.1	2

Аммиачный лазер обладает важным для зондирования атмосферы качеством – малой шириной линии генерации. Ширина линии усиления аммиачного лазера задается следующим соотношением [137]:  $\Delta\nu = 28p_{\text{NH}_3} + 3.8p_{\text{N}_2}$ , где  $\Delta\nu$  измеряется в мегагерцах, а  $p_i$  – в торрах. Для оптимальной активной смеси аммиачного лазера  $\text{NH}_3 : \text{N}_2 = 1 : 75$  при суммарном давлении 60 Тор получаем  $\Delta\nu = 247$  МГц. Для сравнения укажем, что ширина линии усиления ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера меняется в пределах 3–4 ГГц в зависимости от состава смеси и давления.

Впервые использовать аммиачный лазер для лидарных систем было предложено в работе [138]. В дальнейшем в [139] был рассмотрен лидар на основе  $\text{NH}_3$ -лазера с неселективным резонатором, работающий одновременно на нескольких линиях в диапазоне 11–13 мкм, что несомненно является преимуществом этого лидара. Однако в таком режиме работы лазера число линий генерации ограничено, и энергия излучения на каждой из них в несколько раз ниже, чем энергия лазера с селективным резонатором, что сокращает список детектируемых газов и уменьшает дальность зондирования лидара. В работе [140] была предложена еще одна оптическая схема двухчастотного аммиачного лидара, но система пространственного совмещения лазерных пучков имела ряд недостатков, делающих эту схему не очень практичной, особенно в случае мобильных лидаров. Для решения этой проблемы в [141] была использована новая оптическая схема излучателя двухчастотного аммиачного лидара, в которой выходные лазерные пучки, в том числе опорный пучок (линии 9R(30)), коллинеарны и управление ими проще, чем в схемах работ [138–140].

Для перекрытия спектрального диапазона 9–13.5 мкм в [135] была предложена новая оптическая схема двухчастотного излучателя, в которой использовались два лазера –  $\text{CO}_2$  и  $\text{NH}_3$ -лазеры. Оптическая схема излучателя  $\text{NH}_3-\text{CO}_2$ -лидара приведена на рис.17. Резонатор  $\text{NH}_3$ -лазера образован зеркалами 33 и 34, связанными через нулевой порядок дифракционной решетки ДР3. Перестройка частоты излучения  $\text{NH}_3$ -лазера осуществляется вращением зеркала 35. Для перестройки частоты  $\text{CO}_2$ -лазера служит решетка ДР2. В качестве полупрозрачного зеркала 32 использовалась плоскопараллельная пластинка из кремния толщиной 1 мм. Решетка ДР1

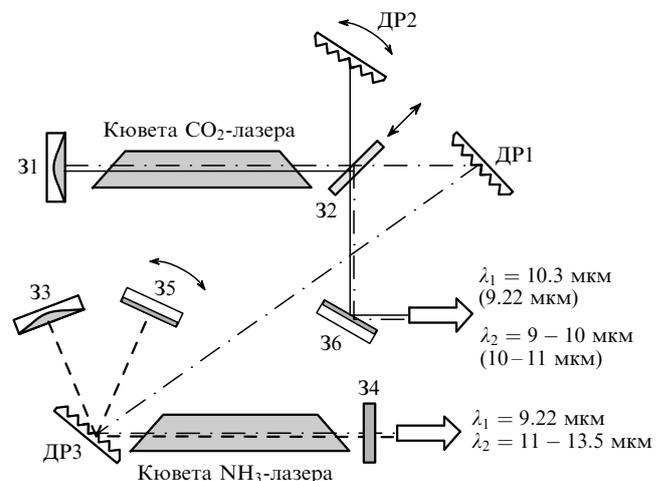


Рис.17. Оптическая схема излучателя  $\text{NH}_3-\text{CO}_2$ -лидара [135]: 31–36 – зеркала; ДР1–ДР3 – дифракционные решетки;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – длины волн излучения опорного и измерительного пучков соответственно.

Табл.13. Фреоны, диапазоны их полос поглощения в области генерации аммиачного лазера [35], оптимальные линии для их зондирования и соответствующие коэффициенты поглощения [137].

Газ	Диапазон полосы поглощения (мкм)	Линия NH <sub>3</sub> -лазера	Коэффициент поглощения (атм <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup> )
Фреон-11 (CCl <sub>3</sub> F)	11.364 – 12.346	sP(6, k)	115.7
Фреон-12 (CCl <sub>2</sub> F <sub>2</sub> )	10.526 – 11.765	aP(3, 1)	6.55
Фреон-13 (CClF <sub>3</sub> )	12.423 – 13.072	aP(7, 4)	5.77
Фреон-21 (CHCl <sub>2</sub> F)	11.905 – 12.739	aP(6, 3)	25.11
Фреон-22 (CHClF <sub>2</sub> )	11.628 – 13.158	aP(6, 0)	17.64
Фреон-113 (C <sub>2</sub> Cl <sub>3</sub> F <sub>3</sub> )	10.050 – 12.812	aP(6, 2)	36.35
Фреон-114 (C <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub> F <sub>4</sub> )	11.628 – 12.270	aP(4, 0)	22.52
Фреон-123 (CF <sub>3</sub> CHCl <sub>2</sub> )	11.111 – 13.515	aP(5, 2)	16.09
Фреон-124 (CHClF <sub>2</sub> CF <sub>3</sub> )	10.869 – 12.657	aP(6, 4)	5.53
Фреон-125 (CHF <sub>2</sub> CF <sub>3</sub> )	11.236 – 11.905	sP(5, k)	11.3
Фреон-141 (CH <sub>3</sub> CCl <sub>2</sub> F)	12.658 – 14.085	aP(9, 6)	27.26
Фреон-142 (CH <sub>3</sub> CClF <sub>2</sub> )	7.905 – 11.429	sP(4, k)	6.4
Фреон-143 (CF <sub>3</sub> CH <sub>3</sub> )	9.525 – 13.334	aP(5, 4)	3.58
Фреон-152 (CH <sub>3</sub> CHF <sub>2</sub> )	10.050 – 11.905	aP(7, 1)	2.74
Фреон-225 (CClF <sub>2</sub> CF <sub>2</sub> CHClF)	11.561 – 14.389	aP(5, 1)	11.13

определяет частоту опорного излучения. Переключение диапазонов генерации излучателя с 11 – 13,5 мкм на 9 – 11 мкм и назад осуществляется введением или удалением зеркала 32.

В табл.13 представлены известные фреоны, имеющие полосы поглощения в диапазоне генерации аммиачного лазера, оптимальные линии для зондирования указанных фреонов и коэффициенты поглощения фреонов на длинах волн этих линий [35]. Следует отметить, что фреон-11 и фреон-12 имеют также спектры поглощения в диапазоне генерации CO<sub>2</sub>-лазера и благодаря этому были зондированы лидаром ДП на основе CO<sub>2</sub>-лазера [99]. Однако их коэффициенты поглощения в этом диапазоне в четыре раза меньше, чем в диапазоне генерации аммиачного лазера [35]. На рис.18 и 19 приведены спектры поглощения фреона-11 в области генерации CO<sub>2</sub>- и NH<sub>3</sub>-лазеров соответственно. Сравнение спектров показывает, что зондирование фреона-11 лидаром ДП на основе аммиачного лазера более эффективно, чем лидаром на основе CO<sub>2</sub>-лазера.

В работе [137] были проведены оценки оптимальных параметров NH<sub>3</sub>–CO<sub>2</sub>-лидара, технические характеристики которого даны ниже. Согласно результатам этой работы дальность действия NH<sub>3</sub>–CO<sub>2</sub>-лидара меняется в пределах 2,5 – 10 км в зависимости от выбора линии генерации лазера и состояния атмосферы. Большие се-

чения поглощения фреона-11 на линиях аммиачного лазера позволяют зондировать его с высокой чувствительностью – вплоть до 0,4 ppb·км. Анализ погрешностей

	Излучатель	
	CO <sub>2</sub> -лазер	NH <sub>3</sub> -лазер
Спектральный диапазон (мкм) . . . . .	9 – 11	11 – 13,5
Энергия импульса (Дж) . . . . .	до 5	до 1,5
Длительность импульса (мкс) . . . . .	1	1
Расходимость после расширителя пучка (мрад) . . . . .	0,8	0,8
Диаметр пучка на выходе расширителя (см) . . . . .	10	10
Эффективность расширителя (%) . . . . .	70	70
Телескоп Ньютона		
Диаметр (см) . . . . .	40	40
Фокусное расстояние (м) . . . . .	1	1
Поле зрения (мрад) . . . . .	1	1
Расстояние между осями лазера и телескопа (см) . . . . .	50	50
Эффективность (%) . . . . .	80	80
КРТ-детектор с охлаждением до 77 К		
Размер приемной площадки (мм) . . . . .	0,5 × 0,5	0,5 × 0,5
Обнаружительная способность (см·Гц <sup>1/2</sup> ·Вт <sup>-1</sup> ) . . . . .	2 × 10 <sup>11</sup>	2 × 10 <sup>11</sup>
Ширина пропускания светофильтра (нм) . . . . .	4	4
Ширина электронной полосы пропускания ( МГц) . . . . .	1	1
Эффективность (%) . . . . .	50	50
Постоянная времени (нс) . . . . .	≤ 10	≤ 10

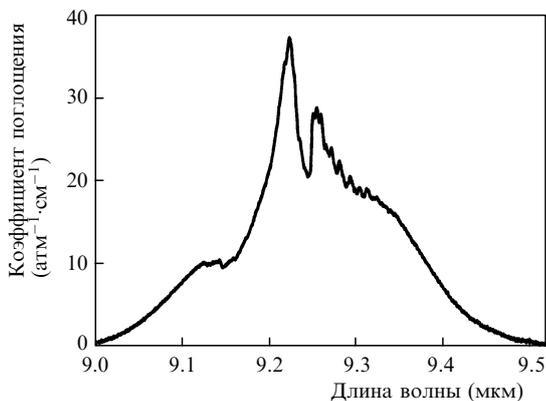
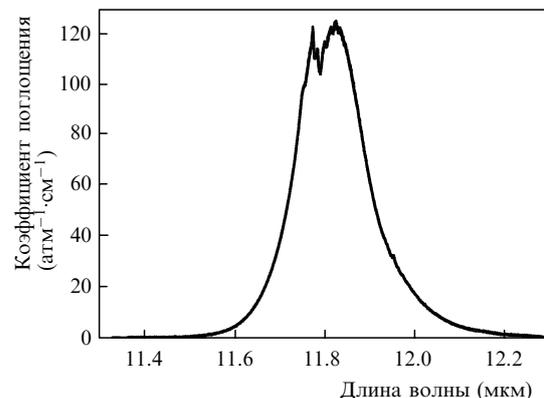
Рис.18. Спектр поглощения фреона-11 в области генерации CO<sub>2</sub>-лазера [35].Рис.19. Спектр поглощения фреона-11 в области генерации NH<sub>3</sub>-лазера [35].

Табл. 14. Некоторые молекулы, в том числе молекулы галогенозамещенных углеводородов, детектируемые NH<sub>3</sub>-CO<sub>2</sub>-лидаром, и лазерные линии, подходящие для их зондирования [138].

Молекула	Колебательная мода	Частота колебаний (см <sup>-1</sup> )	Лазерный переход	Газ	Частота генерации (см <sup>-1</sup> )
CH <sub>3</sub> I	$\nu_6$	882.5	sP(4, k)	NH <sub>3</sub>	881.1
CH <sub>2</sub> Br	$\nu_7$	810	aP(6, 5)	NH <sub>3</sub>	809.7
CHF <sub>2</sub> Cl	$\nu_4$	812	aP(6, 4)	NH <sub>3</sub>	812.0
CHCl <sub>3</sub>	$\nu_5$	774	aP(8, 5)	NH <sub>3</sub>	774.0
CF <sub>4</sub>	$\nu_2 + \nu_4$	1076	9R(16)	CO <sub>2</sub>	1076
CF <sub>3</sub> Cl	$\nu_2$	781	aP(8, 1)	NH <sub>3</sub>	780.4
CF <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	$\nu_3 + \nu_5$	780	aP(8, 1)	NH <sub>3</sub>	780.4
CF <sub>2</sub> ClBr	$\nu_2$	872	aP(3, 1)	NH <sub>3</sub>	872.6
CF <sub>2</sub> Br <sub>2</sub>	$\nu_8$	831	aP(5, 4)	NH <sub>3</sub>	830.2
CF <sub>2</sub> NCl	$\nu_4$	771	aP(8, 6)	NH <sub>3</sub>	770.9
CFCl <sub>3</sub>	$\nu_4$	847	sP(6, k)	NH <sub>3</sub>	847.4
CFCl <sub>2</sub> Br	$\nu_2$	796	aP(7, 3)	NH <sub>3</sub>	796.0
CCl <sub>4</sub>	$\nu_3$	796	aP(7, 3)	NH <sub>3</sub>	796.0
Cl <sub>2</sub> CNCl	$\nu_3$	746	aP(9, 8)	NH <sub>3</sub>	745.3
NO <sub>2</sub>	$\nu_2$	756.8	–	NH <sub>3</sub>	–
SO <sub>2</sub>	$\nu_3 - \nu_2$	854.07	aP(4, 0)	NH <sub>3</sub>	853.6
N <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	$\nu_4$	773	aP(8, 5)	NH <sub>3</sub>	774.0
N <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	$\nu_{13}$	860	–	NH <sub>3</sub>	–
H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	$\nu_4$	834	aP(5, 2)	NH <sub>3</sub>	834.0
CS <sub>2</sub>	$\nu_1 + \nu_2$	1070.97	–	CO <sub>2</sub>	–
SO <sub>3</sub>	$\nu_1$	1068	–	CO <sub>2</sub>	–
CCl <sub>3</sub> Br	$\nu_4$	775	aP(7, 3)	NH <sub>3</sub>	796.0
CClBr <sub>3</sub>	$\nu_1$	745	aP(9, 8)	NH <sub>3</sub>	745.3

зондирования показывает, что можно измерить концентрацию фреона-11 на уровне 50 ppb на расстояниях от 5 до 8 км с пространственным разрешением 150 м.

NH<sub>3</sub>-CO<sub>2</sub>-лидар является очень чувствительным (вплоть до 6 ppb) для зондирования большого числа веществ (фреоны, токсины, органические газы и ядовитые вещества). Возможности детектирования различных молекул, в том числе молекул галогенозамещенных углеводородов, с помощью NH<sub>3</sub>-CO<sub>2</sub>-лидара демонстрирует табл. 14, в которой приведены линии поглощения этих веществ [138].

В работе [142] теоретически исследовалась возможность использования известных ИК лазеров (CO<sub>2</sub>-, DF-, HF-, NH<sub>3</sub>-, N<sub>2</sub>O- и CO-лазеров) для детектирования и идентификации 38 различных веществ, спектры которых взяты из атласа HITRAN-97. В результате было показано, что наиболее оптимальными для этой цели являются NH<sub>3</sub>- и CO-лазеры.

## 5. Заключение

ИК лидар ДП – наиболее эффективный инструмент для зондирования загрязнителей атмосферы, таких как NH<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, HNO<sub>3</sub>, SF<sub>6</sub>, OSC, CS<sub>2</sub>, фреоны, органические газы, гидразин, ракетные топлива и боевые отравляющие газы.

Совместное использование ИК лидара ДП и лидара КР существенно увеличивает точность измерения, т. к. лидар КР позволяет одновременно определить профили коэффициентов обратного рассеяния и ослабления, а также температуры, что является важным для надежного измерения концентрации исследуемого газа методом ДП, особенно в тропосфере.

Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-лазер обладает уникальными свойствами,

которые отличают его от других лазеров ближней ИК области. В последние годы он получил широкое распространение, и в большинстве лидаров ближней ИК области для зондирования водяного пара, аэрозолей и некоторых загрязнителей атмосферы используется излучение этого лазера на основной частоте и частоте первой гармоники.

NH<sub>3</sub>-CO<sub>2</sub>-лидар является наиболее перспективным ИК лидаром для мониторинга окружающей среды в средней ИК области. Его спектр генерации перекрывает диапазон 9–13.5 мкм, в который попадают сильные полосы поглощения многих фреонов, органических и отравляющих газов.

## 6. Литература

1. Зуев В.Е., Зуев В.В. *Дистанционное оптическое зондирование атмосферы* (С.-Петербург: Гидрометеоздат, 1992).
2. Межерис Р. *Лазерное дистанционное зондирование* (М.: Мир, 1987).
3. *Лазерный контроль атмосферы*. Под ред. Э.Д.Хинкли (М.: Мир, 1979).
4. Browell E.V. *Opt. Eng.*, **21**, 128 (1982).
5. Sakai T., Shibata T., Iwasaka Y. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **75**, 1179 (1997).
6. Bisson S.E., Goldsmith J.E., Mitchell M.G. *Appl. Opt.*, **38**, 1841 (1999).
7. Андреев Ю.М. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **16**, 783 (2003).
8. Fujii T., Futuchi T., Goto N., Nemoto K., Takeuchi N. *Appl. Opt.*, **40**, 949 (2001).
9. Rodriguez M., Bourayou R., Kasparian J., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5149**, 135 (2003).
10. Mejean G., Kasparian J., et al. *Appl. Phys. B*, **78**, 535 (2004).
11. Абрамочкин А.И. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 345 (1999).
12. Кауль Б.В. *Оптика атмосферы и океана*, **2**, 211 (1989).
13. Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **11**, 899 (1998).
14. Абрамочкин А.И. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 643 (1999).
15. Тихомиров А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 208 (2000).
16. Vesselovskii I.A. et al. *Appl. Opt.*, **41**, 3685 (2002).
17. Whiteman D.N., Melfi S.H. *Proc. IX ARM Science Team Meeting* (San Antonio, Texas, 1999).
18. Bissonette L.R., Hutt D.L. *Appl. Opt.*, **34**, 6959 (1995).
19. Van de Hulst H.C. *Light Scattering by Small Particles* (New York: JWS Inc., 1957).
20. Ивлев Л.С., Андреев С.Д. *Оптические свойства атмосферных аэрозолей* (Л.: Изд-во ЛГУ, 1986).
21. Sugimoto N. *Opt. Rev.*, **6**, 235 (2000).
22. Whiteman D.N., Melfi S.H., Ferrare R.A. *Appl. Opt.*, **31**, 3068 (1992).
23. Whiteman D.N., Melfi S.H. *Proc. IX ARM Science Team Meeting* (San Antonio, Texas, 1999).
24. Melfi S.H., Evans K.D., et al. *Appl. Opt.*, **36**, 3551 (1997).
25. Ansmann A., Riebesell M., et al. *Appl. Phys. B*, **55**, 18 (1992).
26. Bissonette L.R., Hutt D.L. *Appl. Opt.*, **34**, 6959 (1995).
27. Bissonette L.R. et al. *Appl. Phys. B*, **60**, 355 (1995).
28. Grant W.B. *Opt. Eng.*, **30**, 40 (1991).
29. Higdon N.S., Browell E.V., et al. *Appl. Opt.*, **33**, 6422 (1994).
30. Wulfmeyer V. *Appl. Opt.*, **37**, 3804 (1998).
31. Behrendt A., Wulfmeyer V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5154**, 61 (2003).
32. Ferrare R. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5154**, 52 (2003).
33. Зуев В.В., Катаев М.Ю. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **8**, 1137 (1995).
34. Mayer A., Comera J., Charpentier H., Jaussaud C. *Appl. Opt.*, **17**, 391 (1978).
35. Rothman L.S., et al. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **82**, 5 (2003).
36. Jacquinet-Husson N. et al. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **62**, 205 (1999).
37. Мишель А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **5**, 978 (1992).

38. Катаев М.Ю., Мишель А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **5**, 979 (1992).
39. Андреев Ю.М., Зуев В.В., Романовский О.А. Деп. ВИНТИ, № 4058-B88 от 25.05.88.
40. Futuchi T., Fujii T., Goto N., Nemoto K., Takeuchi N. *Opt. Eng.*, **40**, 392 (2001).
41. Grant W.B. et al. *Appl. Opt.*, **26**, 3033 (1987).
42. Kovalev V.A., Eichinger W.E. *Elastic Lidar: Theory, Practice and Analysis Methods* (New York, JWS Inc., 2004).
43. Sasano Y., Browell E.V., Ismail S. *Appl. Opt.*, **24**, 3929 (1985).
44. Parameswaran K.K. et al. *Appl. Opt.*, **30**, 3059 (1991).
45. Зуев В.Е., Креков Г.М. *Оптические модели атмосферы* (Л.: Гидрометеиздат, 1986).
46. Klett J.D. *Appl. Opt.*, **20**, 211 (1981).
47. Klett J.D. *Appl. Opt.*, **24**, 1638 (1985).
48. Kovalev V.A. *Appl. Opt.*, **32**, 6053 (1993).
49. Nebuloni R. *Appl. Opt.*, **44**, 3795 (2005).
50. Velotta R., Bartoli B., et al. *Appl. Opt.*, **37**, 6999 (1998).
51. Halldorsson T., Langerholc J. *Appl. Opt.*, **17**, 240 (1978).
52. Harms J., Lahmann W., Weitkamp C. *Appl. Opt.*, **17**, 1131 (1978).
53. Harms J. *Appl. Opt.*, **18**, 1559 (1979).
54. Young S.A. *Appl. Opt.*, **26**, 1612 (1987).
55. Sassano Y., Shimizu H., Takeuchi J., Okuda M. *Appl. Opt.*, **18**, 3908 (1979).
56. Dho S.W., Park Y.J., Kong H.J. *Appl. Opt.*, **36**, 6009 (1997).
57. Катаев М.Ю. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 782 (2001).
58. Иванов А.П., Бриль А.И. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **13**, 154 (2000).
59. Арефьев В.Н., Бугрим Г.И., Вишератин К.Н. *Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана*, **28**, 391 (1992).
60. Staehel W., Lahmann W., Weitkamp C. *Appl. Opt.*, **24**, 1950 (1985).
61. Зуев В.В., Романовский О.А. Деп. ВИНТИ, № 4675-B87 от 25.06.87.
62. Schotland R.M. *J. Appl. Meteorol.*, **13**, 71 (1974).
63. Андреев Ю.М., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И. и др. *ЖПС*, **47**, 15 (1987).
64. Зуев В.Е., Кабанов М.В. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **52**, 1142 (1988).
65. Bristow M.P. et al. *Appl. Opt.*, **34**, 4437 (1995).
66. Killinger D.F., Menyuk N. *Opt. Lett.*, **6**, 301 (1981).
67. Menyuk N., Killinger D.K. *Appl. Opt.*, **22**, 2690 (1983).
68. Grant W.B., Brothers A.M., Bogan J.R. *Appl. Opt.*, **27**, 1934 (1988).
69. Fastig S., Cohen A. *Appl. Opt.*, **27**, 1939 (1988).
70. Menyuk N., Killinger D.K., Menyuk C.R. *Appl. Opt.*, **21**, 3377 (1982).
71. Harney R.C. *Appl. Opt.*, **22**, 3747 (1983).
72. Milton J.T.M., Woods P.T. *Appl. Opt.*, **26**, 2598 (1987).
73. Menyuk N., Killinger D.K., Menyuk C.R. *Appl. Opt.*, **24**, 118 (1985).
74. Firsov K.M., Kataev M.Yu., et al. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **61**, 25 (1999).
75. Зуев В.В., Матвиенко О.А. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **11**, 899 (1998).
76. Megie G., Menzies R.T. *Appl. Opt.*, **19**, 1173 (1980).
77. Moulton P. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4893**, 193 (2003).
78. Reid J., Sinclair L., et al. *Opt. Quantum Electron.*, **17**, 31 (1985).
79. Shfrin K.S. *Appl. Opt.*, **34**, 4480 (1995).
80. Cahen C., Megie G. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **25**, 151 (1981).
81. Hansen G.L. et al. *J. Appl. Phys.*, **53**, 7099 (1982).
82. Rein M.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **443**, 2 (1983).
83. Hardesty R.M. *Appl. Opt.*, **23**, 2545 (1984).
84. Roadcap J.R. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3127**, 201 (1997).
85. Killinger D.F., Menyuk N., De Feo W.E. *Appl. Opt.*, **22**, 682 (1983).
86. Duarte F.J. *Tunable Lasers: Hand Book* (New York: Acad. Press, 1995).
87. Городничев В.А., Кознищев В.И. *Оптика атмосферы и океана*, **7**, 1410 (1994).
88. Menyuk N., Killinger D.K. *Appl. Opt.*, **26**, 3061 (1987).
89. Prasad C.R. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3757**, 87 (1998).
90. Ambrico P.F., Amodeo A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3504**, 111 (1998).
91. Agroskin V.Y. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5416**, 245 (2004).
92. Philippov P.G. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3504**, 119 (1998).
93. Geiger A.R. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3380**, 63 (1998).
94. Romanovskii O.A., Kharchenko O.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5743**, 441 (2004).
95. Lee S.W. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3757**, 96 (1999).
96. Prasad N.S., Geiger A.R. *Opt. Eng.*, **35**, 1105 (1996).
97. Hoffland L.D., Piffath R.J., Bouck J.B. *Opt. Eng.*, **24**, 982 (1985).
98. Grant W.G. *Appl. Opt.*, **25**, 709 (1986).
99. Murray E.R. *Opt. Eng.*, **16**, 284 (1977).
100. Rothe K.W. *Radio Electron. Eng.*, **50**, 567 (1980).
101. Schwiesow R.L., Cupp R.E., et al. *J. Appl. Meteorol.*, **20**, 184 (1981).
102. Ben-David A. *Appl. Opt.*, **38**, 2616 (1999).
103. Killinger D.F., Menyuk N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1917 (1981).
104. Zuev V.E., Makushkin Yu.S., et al. *Appl. Opt.*, **22**, 3733 (1983).
105. Quagliano J.R., Stoutland P.O., et al. *Appl. Opt.*, **36**, 1915 (1997).
106. Force A.P., Killinger D.K., De Feo W.E., Menyuk N. *Appl. Opt.*, **24**, 2837 (1985).
107. Chimelis V. *Appl. Opt.*, **21**, 3367 (1982).
108. Fox J.A., Gautier C.R., Ahi J.L. *Appl. Opt.*, **27**, 847 (1988).
109. Zhao Y. *Appl. Opt.*, **39**, 997 (2000).
110. Карапузиков А.И. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 364 (1999).
111. Voitsekhnovskaya O.K., Aksanova E.N., Shatrov F.G. *Appl. Opt.*, **38**, 2337 (1999).
112. Persson U., Marthinsson B., Johansson J., Eng S.T. *Appl. Opt.*, **19**, 1711 (1980).
113. Арефьев В.Н. *Квантовая электроника*, **12**, 631 (1985).
114. Погодаев В.А. *Оптика атмосферы и океана*, **6**, 339 (1993).
115. Melngails I., Keicher W.E., et al. *Proc. IEEE*, **84**, 227 (1996).
116. Zhao Y., Hardesty R.M. *Appl. Opt.*, **27**, 2719 (1988).
117. Gautier C.R., Fox J.A., Ahi J.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1042**, 103 (1989).
118. Fox J., Ahi J. *Appl. Opt.*, **25**, 3830 (1986).
119. Platt C.M.R., Takashima T. *Appl. Opt.*, **26**, 1257 (1987).
120. Nordstrom R.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **902**, 138 (1988).
121. Иващенко М.В., Шерстов И.В. *Квантовая электроника*, **30**, 747 (2000).
122. Pethran J.C. *Appl. Opt.*, **20**, 3941 (1981).
123. Uthe E.E. *Appl. Opt.*, **25**, 2492 (1986).
124. Andreev Y.M., Geiko P.P., Sherstov I.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3983**, 386 (1999).
125. Карапузиков А.И., Matvienko G.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3983**, 476 (1999).
126. Карапузиков А.И., Sherstov I.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4063**, 255 (2000).
127. Grant W.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1062**, 172 (1989).
128. Carlisle C.B., Van der Laan J.E., et al. *Appl. Opt.*, **34**, 6187 (1995).
129. Zuev V.E., Zuev V.V., Makushkin Yu.S., et al. *Appl. Opt.*, **22**, 3742 (1983).
130. Baker P.W. *Appl. Opt.*, **22**, 2257 (1983).
131. Кольяков С.Ф., Малявкин Л.П. *Квантовая электроника*, **15**, 212 (1988).
132. Murray E.R., Van der Laan J.E. *Appl. Opt.*, **17**, 814 (1978).
133. Menyuk N., Killinger D.K., De Feo W.E. *Appl. Opt.*, **24**, 2837 (1985).
134. Leonelli J., Holland P.L., Van Der Laan J.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5149**, 203 (1989).
135. Васильев Б.И., Желтухин А.А., Маннун У.М. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 22 (2004).
136. Васильев Б.И., Грасюк А.З. и др. *Квантовая электроника*, **7**, 116 (1980).
137. Васильев Б.И., Маннун У.М. *Квантовая электроника*, **35**, 523 (2005).
138. Васильев Б.И., Ястребков А.Б. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **58**, 202 (1994).
139. Баранов В.Ю., Бобков И.В. и др. *Препринт ТРИНИТИ № 0043-А* (Троицк, 1998).
140. Ананьев В.Ю., Васильев Б.И. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 535 (2000).
141. Васильев Б.И., Чо Чен Вхан. *Квантовая электроника*, **30**, 1105 (2000).
142. Ivanov S.V., Ionin A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5149**, 161 (2003).