

И.И. Попов<sup>1</sup>, В.В. Самарцев<sup>2</sup>

## Об использовании методики фотонного эха в зондировании атмосферы

<sup>1</sup> Марийский государственный университет, г. Йошкар-Ола  
<sup>2</sup> Казанский физико-технический институт РАН

Поступила в редакцию 11.03.2001 г.

Анализируется возможность использования методики фотонного эха для лазерного зондирования атмосферы. На примере экспериментов по фотонному эху в парах молекулярного йода демонстрируются свойства сигналов фотонного эха (ФЭ). Обсуждаются возможные схемы ФЭ-лидаров и анализируются пути их использования для зондирования атмосферы.

### Введение

Сигнал фотонного (светового) эха (ФЭ) является оптическим когерентным откликом резонансной среды на воздействие двух (и более) разнесенных во времени лазерных импульсов, причем длительность импульсов и время их взаимной задержки должны быть короче характеристических времен релаксации резонансной среды. Спектроскопические и некоторые технические приложения методики ФЭ хорошо раскрыты (см., например, [1–4]). Возникло перспективное направление нестационарной лазерной спектроскопии, получившее название оптической эхоспектроскопии [1]. Благодаря развитию техники фемтосекундных лазерных импульсов оптические эхоэксперименты уже проводятся на любых средах (твердых, жидких и газовых) и нередко без использования низкотемпературной техники. В таких экспериментах получается информация о быстропротекающих процессах. Хорошо известны также возможности методики ФЭ при решении проблемы преобразования волновых фронтов, благодаря чему возникло новое направление динамической голографии, названное эхоголографией (см., например, [5, 6]). После открытия долгоживущего ФЭ [7] началась интенсивная разработка оптических эхопроцессоров (см., например, [8, 9]).

В представленной работе сделана попытка раскрыть некоторые возможности методики ФЭ в лазерном зондировании атмосферы. Прекрасным пособием при этом анализе служили монография [10], а также ряд обзоров и статей по проблеме лазерного зондирования атмосферы, которые будут цитироваться в дальнейшем. Одним из существенных моментов этого анализа служил выбор резонансной среды для ФЭ-лидара. Прежде всего, мы исходили из того, чтобы резонансная среда была максимально удобна в эксплуатации и не требовала использования криогенной техники. В этом плане наиболее удобны пары молекулярного йода, температура которых в эхоэкспериментах равна температуре окружающей среды, а сами эксперименты технически безопасны по сравнению, например, с экспериментами на высокотемпературных парах щелочных атомов (Na, Rb, Cs). Поскольку авторы данной статьи имеют многолетний опыт проведения эхоэкспериментов именно на парах I<sub>2</sub>, то в дальнейшем изложении все иллюстрации будут относиться именно к этой газовой среде. Эксперименты проводились на длинах волн 570,8, 571,5 и 590 нм,

соответствующих трем оптически разрешенным переходам в полосе  $X^1 \sum_g^+ \rightarrow B^3 \Pi_{0u}^-$  поглощения света парами I<sub>2</sub>.

Давление паров I<sub>2</sub> варьировалось в пределах от 15 до 70 мторр. В этих условиях времена продольной релаксации T<sub>1</sub> лежали в пределах 0,2÷0,95 мкс, а времена поперечной необратимой релаксации T<sub>2</sub> – в пределах 40÷70 нс. Длительность возбуждающих импульсов (10 нс) и интервалы τ между импульсами (20÷70 нс) были меньше времен релаксаций и поэтому условие когерентного взаимодействия с резонансной средой выполнялось. Интенсивность сигнала ФЭ достигала 10% от интенсивности возбуждающих импульсов. Заметим, что в работе [11] экспериментальные исследования континентального и морского аэрозоля проводились в диапазоне длин волн 426–920 нм, в том числе на длине волны 572 нм. Это позволяет надеяться на целесообразность использования методики ФЭ для изучения спектральных и динамических характеристик аэрозоля и процессов его образования, внутренней кинетики и распада.

В качестве резонансной среды ФЭ-лидара могут быть использованы и примесные кристаллы, особенно из класса ван-флековских парамагнетиков. Согласно [10] в лазерном зондировании атмосферы широко используется титан-сапфировый лазер. Этот же лазер, функционирующий в фемтосекундном диапазоне длительностей, используется в эхоспектроскопии кристаллов ван-флековских парамагнетиков и, в частности, кристаллов, легированных трехвалентным туземом на длине волны около 780 нм. Известно [8, 9], что кристаллы ван-флековских парамагнетиков являются перспективными носителями информации оптических эхопроцессоров со временем оптической фазовой памяти, достигающей десятка часов. Это позволяет совместить в ФЭ-лидаре исследование пришедших лазерных сигналов с их продолжительным хранением и обработкой.

### 1. Сигналы фотонного эха и их свойства

Отметим, что из многообразия оптических эхосигналов наибольшее применение получили сигналы первичного и стимулированного ФЭ. Первичное ФЭ является результатом когерентного воздействия на резонансную среду двух (разнесенных во времени) возбуждающих импульсов, а стимулированное ФЭ – трех возбуждающих импульсов. Порядок их возбуждения пояснен на рис. 1.

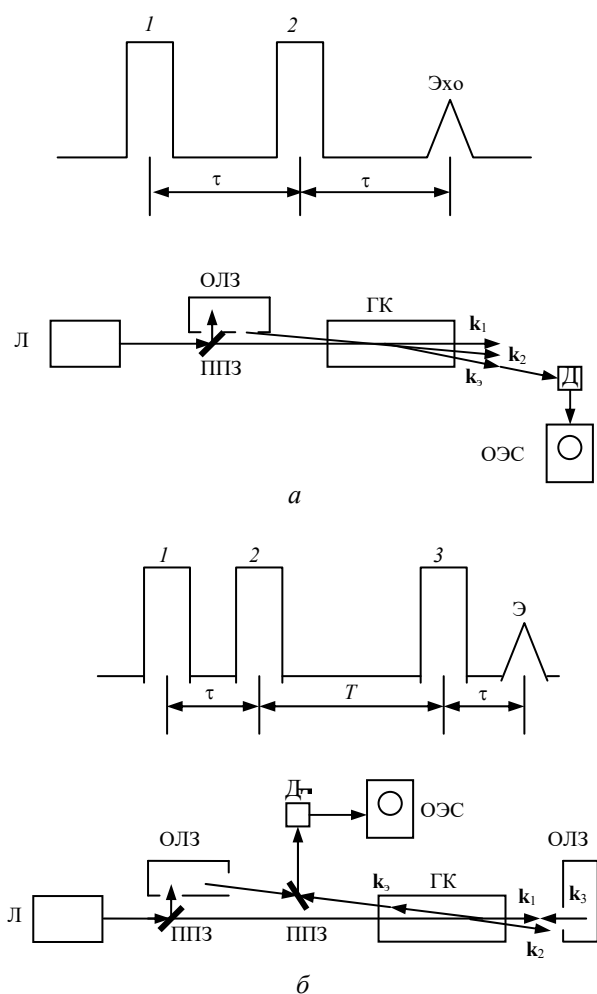


Рис. 1. Порядок возбуждения сигналов первичного (а) и стимулированного (б) ФЭ: Л – лазер; ОЛЗ – оптическая линия задержек; ППЗ – полупрозрачное зеркало; ГК – газовая кювета; Д – фотодетектор; ОЭС – блок обработки эхосигналов;  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  – волновые векторы возбуждающих импульсов,  $k_3$  – волновой вектор эха ( $k_3 = k_1 - k_2 + k_3$ ; при  $k_1 = -k_3$  имеем  $k_3 = -k_2$ )

В отличие от своих радиочастотных аналогов, сигналы фотонного эха испускаются резонансной средой в строго определенных направлениях, известных как условия пространственного синхронизма [1]. Так, для сигнала первичного ФЭ, испускаемого средой в момент времени  $2\tau$  (где  $\tau$  – интервал между возбуждающими импульсами), это условие записывается в виде

$$k_3 = 2k_2 - k_1,$$

где  $k_1$  и  $k_2$  – волновые векторы возбуждающих импульсов;  $k_3$  – волновой вектор эха. В экспериментах по ФЭ в газах углы между волновыми векторами  $k_1$  и  $k_2$  малы из-за того, что необходимо максимально увеличить зону взаимодействия обоих импульсов с газом. Однако если второй импульс является стоячей волной, то расчет показывает, что эхосигнал, получивший название обращенного, распространяется в направлении « $-k_1$ » независимо от направления воздействия импульса стоячей волны. Волновой фронт (т.е. поверхность одной фазы  $\varphi(\mathbf{r})$ ) определенных импульсов может содержать информацию, т.е. быть неплоским.

Расчет показывает [3], что если таким импульсом является первый импульс, а второй импульс имеет плоский волновой фронт, то волновой фронт эхосигнала оказывается обращенным по отношению к волновому фронту первого импульса:

$$\varphi_3(\mathbf{r}) = -\varphi_1(\mathbf{r}),$$

т.е. в этом случае реализуется режим активного ФЭ-зеркала. В режиме стимулированного ФЭ возможно как обращение, так и повторение (с временной задержкой) волновым фронтом эхосигнала формы волнового фронта импульса-кода. Отметим, что некоторые вопросы эхолографии в вырожденных и многоуровневых системах (характерных для газовых сред) уже обсуждались нами в [12], но это обсуждение не было направлено на использование эхолографии для зондирования атмосферы. В представленной статье частично этот пробел компенсирован на примере активного ФЭ-зеркала.

Дальнейшее обсуждение, для простоты, сосредоточено на сигналах первичного ФЭ. Если вместо одиночного первого импульса на резонансную среду воздействует кодированная во времени последовательность когерентных сигналов, общая временная протяженность которой меньше времени фазовой релаксации, то эта среда высветит с задержкой обращенную во времени последовательность кодированных эхосигналов [13]. При этом амплитуда запоминаемых сигналов последовательности должна быть не очень велика, так что  $\sin\theta_\eta \approx \theta_\eta$ , где  $\theta_\eta$  – «площадь» соответствующего сигнала [1]. Информация может вноситься не только в волновой фронт, но и во временную форму возбуждающих сигналов и воспроизводиться с запаздыванием во временной форме эхосигналов. Соответствующая аппаратура детально описана нами в статье [14] и монографии [4]. В качестве иллюстрации приведем осциллограмму [15], на которой показаны первый импульс с кодированной временной формой, второй импульс (нередко называемый считывающим) и, наконец, сигнал первичного ФЭ, временная форма которого обращена по отношению к временной форме первого импульса (рис. 2).

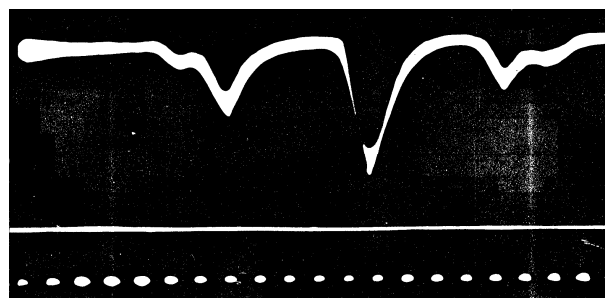


Рис. 2. Осциллограмма, иллюстрирующая эффект обращения временной формы первичного ФЭ (первый справа) в парах  $I_2$  по отношению к временной форме первого импульса [15]. Временной интервал между метками соответствует 10 нс

В экспериментальных работах [16, 17] было показано, что если импульс-код (или импульсная последовательность) представляет собой совокупность когерентных кодированных сигналов со взаимно перпендикулярными линейными поляризациями, то, используя при считывании (в виде сигнала первичного ФЭ) в качестве «ключа» линейную поляризацию второго импульса, удастся добиваться поэтапного считывания частей информации, заложенной в импульс-код (или в импульсную последовательность).

Этот режим может оказаться важным при лазерной передаче кодированной информации в пространстве.

При большом числе каналов поляризации необходимо применять устройство для правильной идентификации номера канала. Один из примеров такого устройства с четырьмя информационными каналами обсуждался в работе [5]. Совокупность отсчетов на выходе этих каналов в каждый момент времени представляет собой четырехмерный вектор со взаимозависимыми координатами, причем каждый такой вектор можно рассматривать в алгебре кватернионов [18, 19]. Меняя условия возбуждения сигналов ФЭ, можно изменять содержание операции обработки чисел в этой алгебре, что важно для защиты информации от несанкционированного доступа при ее лазерной передаче в пространстве.

Сигналы фотонного эха характеризуются определенными поляризационными закономерностями, использование которых для изучения газов привело к возникновению поляризационной эхоспектроскопии [4]. В зависимости от типа энергетического перехода, значения углового момента ( $J$ ) и угла  $\psi$  между линейно поляризованными возбуждающими импульсами угол  $\varphi$ , между линейными поляризациями первичного ФЭ и второго импульса в случае больших угловых моментов ( $J \gg 1$ ) может быть определен из формул:

$$(a) \text{ для перехода } J \rightarrow J: \operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{1}{3} \operatorname{tg} \psi,$$

$$(б) \text{ для перехода } J \leftrightarrow J + 1: \operatorname{tg} \varphi_3 = -\frac{1}{2} \operatorname{tg} \psi.$$

Поскольку в ФЭ-лидере роль первого импульса исполняет зондирующий импульс с «блуждающей» во времени поляризацией, то и угол  $\varphi$  эхосигнала будет меняться во времени. Однако сигнал ФЭ появляется с временной задержкой, в течение которой возможны его запоминание и численная обработка. Заметим, что в продольном магнитном поле  $H_0$  реализуется нефарадеевский поворот вектора поляризации эхосигналов [20–22], который в ряде случаев может помочь в поляризационной идентификации эхосигналов.

## 2. Возможные схемы реализации лидара на основе фотонного эха (ФЭ-лидара)

ФЭ-лидар отличается от традиционного лидара [10] тем, что он обладает оптической фазовой памятью, позволяющей:

а) исследовать и обрабатывать поступающие зондирующие сигналы с регулируемой временной задержкой, выполнять их защитное кодирование для дальнейшей лазерной транспортировки в атмосфере;

б) использовать вместо одиночного зондирующего импульса определенные многоимпульсные фемтосекундные последовательности и затем в режиме фемтосекундного накопленного ФЭ (или в других режимах типа Уо-Хеберлена [23]) изучать быстротекущие релаксационные процессы в атмосфере;

в) реализовать и использовать различные режимы динамической эхолографии для визуального изучения объектов, встречающихся на пути последовательности зондирующих импульсов;

г) реализовать режим обращения волнового фронта (достоинства которого хорошо известны [24]); по существу, ФЭ-лидар обладает свойствами активного зеркала с фазовой памятью и управляемой задержкой;

д) осуществлять изучение и преобразование спектров прошедших сигналов, поскольку спектр ФЭ непосредственно зависит от спектра возбуждающих импульсов:  $S_3 \sim S_1^* S_2^2$  [1];

е) наряду с изучением «блуждания» поляризации зондирующих сигналов, ФЭ-лидар позволяет выполнять (например, в продольных магнитных полях) преобразование и обработку их поляризации.

На рис. 3 приведены две возможные схемы включения ФЭ-лидара (и ФЭ-зеркала) в процесс лазерного зондирования атмосферы. При их формировании мы стремились максимально сохранить узлы традиционного лидара [10]. Блок-схема ФЭ-лидара (рис. 3,а), наряду с узлами традиционного лидара (в верхней части схемы), включает в себя: кювету с резонансной газовой средой ГК (например, с парами  $I_2$ ), расположенной в солениоде для создания продольного магнитного поля  $H_0$ ; блок синхронного запуска лазера СЗЛ; перестраиваемый по частоте лазер (оптическая схема этого лазера с сопутствующими узлами детально описана в статье [14] и монографии [4]); фотодетектор (типа ЭЛУ-ФТС); блок обработки сигналов и скоростной осциллограф. Лазерное зондирование атмосферы происходит так же, как в традиционном лидаре. Предполагается, что зондирующее лазерное излучение является импульсным. Прошедший через атмосферу лазерный сигнал будет выполнять роль первого импульса при возбуждении первичного ФЭ. Часть зондирующего излучения через блок синхронного запуска лазера направляется на вход перестраиваемого лазера на красителе и вызывает генерацию второго импульса, необходимого для возбуждения ФЭ. Прошедшие среду возбуждающие сигналы отсекаются оптическим затвором, который пропускает на вход фотодетектора лишь сигнал ФЭ. С выхода фотодетектора электрический аналог сигнала ФЭ поступает в блок обработки эхосигналов. Сигналы ФЭ можно наблюдать также визуально на экране скоростного осциллографа. Во время работы в режиме эхолографии вместо фотодетектора следует использовать CCD-камеру.

Отметим, что в оптической эхоспектроскопии также используются непрерывные оптические источники с очень низкой степенью когерентности, когда реализуется режим «некогерентного» ФЭ (см., например, [25]). Известно, что излучение любого нелазерного источника все равно характеризуется когерентностью в течение сверхкоротких интервалов времени (лежащих в фемтосекундной области длительностей). Благодаря существованию этих сверхкоротких когерентных интервалов удастся реализовать возбуждение накопленного фемтосекундного ФЭ [26]. Режим «некогерентного» ФЭ может быть полезным в случаях, когда из-за сложных атмосферных условий зондирующее излучение в значительной степени теряет свою когерентность. На рис. 3,б приведена блок-схема лидара с активным ФЭ-зеркалом.

Разумеется, для реализации обращения волнового фронта (ОВФ) может быть использовано явление вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) [24]. ФЭ удобно тем, что при его формировании возникает оптическая фазовая память, а сам эхосигнал высвечивается с задержкой. Так же, как в предыдущем случае (рис. 3,а), импульс зондирующего излучения направляется в кювету с газом и выполняет роль первого импульса при возбуждении обращенного ФЭ. Часть зондирующего излучения через блок синхронного запуска включает перестраиваемый лазер, импульсы излучения которого распространяются в

направлении, перпендикулярном направлению зондирующего импульса. После прохода через кювету второй импульс попадает в оптическую линию задержек (в простейшем случае – отражается от глухого зеркала) и затем распространяется навстречу второму импульсу. В случае, когда роль линии задержек выполняет зеркало, на среду воздействует импульс стоячей волны. Известно, что в этих условиях волновой вектор  $k_2$  второго импульса выпадает из условий пространственного синхронизма

эхосигнала:  $k_2 = -k_1$ , т.е. эхосигнал распространяется в направлении, обратном направлению зондирующего импульса, а его волновой фронт (как было показано в разделе 1) обращен по отношению к волновому фронту зондирующего импульса. Затем эхосигнал с помощью полупрозрачной пластины направляется в усилитель, а затем такой усиленный эхосигнал будет выполнять роль зондирующего. На рис. 3, в, г пояснены режимы однопроходного и двухпроходного зондирования атмосферы.

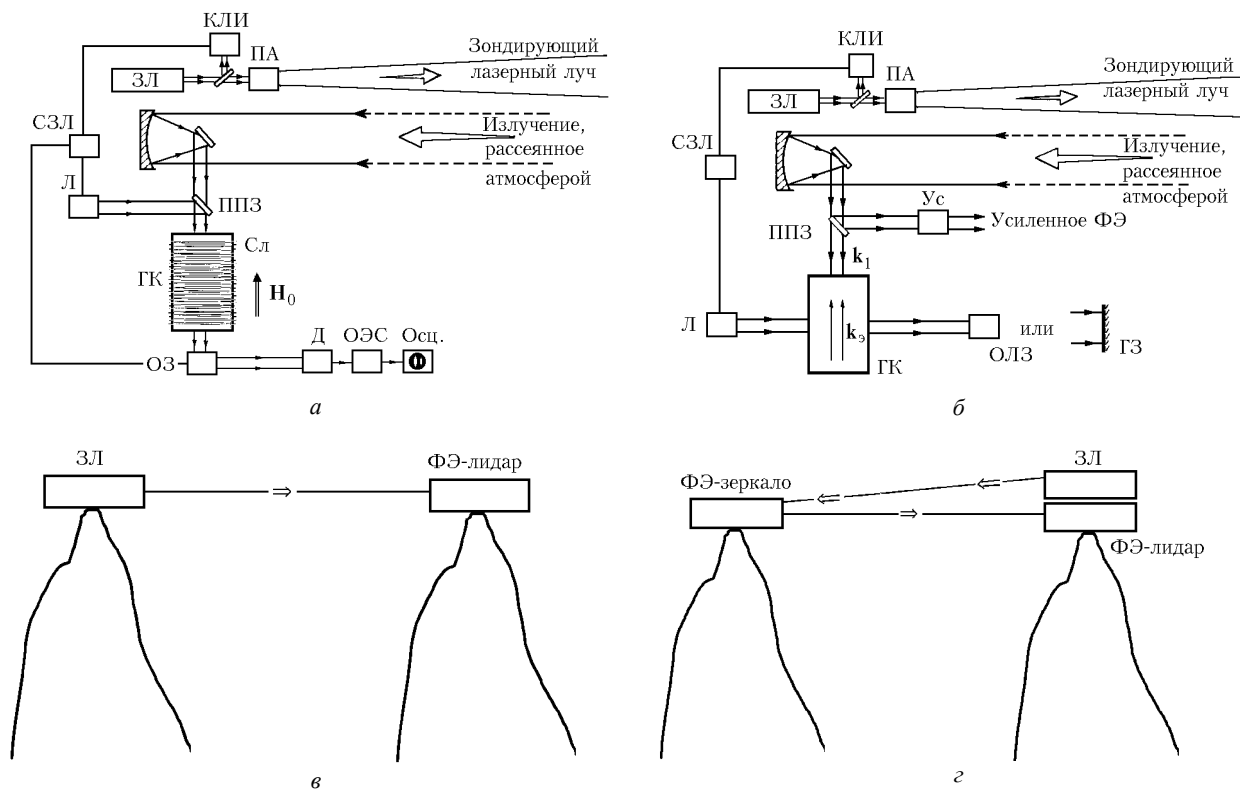


Рис. 3. Возможности включения ФЭ-лидара и ФЭ-зеркала в процесс лазерного зондирования атмосферы: а – одна из блок-схем ФЭ-лидара (КЛИ – блок контроля лазерного излучения; ЗЛ – зондирующий лазер; ПА – передающая антенна; СЗЛ – блок синхронного запуска лазера и управления оптическим затвором; Л – лазер для возбуждения ФЭ; ППЗ – полупрозрачное зеркало; Сл – солениод; Гк – газовая кювета; ОЗ – оптический затвор; Д – фотодетектор; ОЭС – блок обработки эхосигналов; Осц. – осциллограф); б – возможная блок-схема активного ФЭ-зеркала (большинство обозначений совпадает с обозначениями на а, кроме ОЛЗ – оптическая линия задержек; ГЗ – глухое зеркало; Ус – усилитель); в – схема включения ФЭ-лидара в процесс однопроходного зондирования атмосферы; г – схема включения ФЭ-лидара в процесс двухпроходного зондирования атмосферы

Отметим, что учет эффектов самовоздействия на распространяющиеся в атмосфере лазерные пучки, проводимый в работе [27], давно осуществляется и в нелинейной оптике (см., например, [28], где изучаются солитонные режимы распространения оптических сигналов).

Разумеется, авторы данной статьи осознают, что в ней в ряде случаев лишь поставлены задачи использования когерентных явлений (типа ФЭ) для лазерного зондирования атмосферы и транспортировки в ней кодированных сигналов. Результаты их решения, по-видимому, будут отражены в следующих публикациях.

Авторы благодарны А.А. Землянову за предложение написать данную статью и предоставление современной литературы по проблеме лазерного зондирования атмосферы.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 99-02-18495а и № 00-02-16234а), а также грантами МПНТ «Физика квантовых и волновых процессов»: «Фундаментальная

спектроскопия» и «Лазерная физика», российскими программами УРФИ (№ 990-214 и № 015.01.01.68).

1. Маныкин Э.А., Самарцев В.В. Оптическая эхоспектроскопия. М.: Наука, 1984. 270 с.
2. Набойкин Ю.В., Самарцев В.В., Зиновьев П.В., Силаева Н.Б. Когерентная спектроскопия молекулярных кристаллов. Киев: Наукова думка, 1986. 204 с.
3. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Хабибуллин Б.М. Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. М.: Наука, 1988. 224 с.
4. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Самарцев В.В. Деполаризующие столкновения в нелинейной электродинамике. М.: Наука, 1992. 246 с.
5. Nefediev L.A., Samartsev V.V. Optical echo-holography and information processing // Laser Phys. 1992. V. 2. № 5. P. 617–652.
6. Неведьев Л.А., Самарцев В.В. Оптическая эхогология // Ж. прикл. спектроскопии. 1993. Т. 57. № 5–6. С. 386–428.
7. Chen Y.C., Chiang K.P., Hartmann S.R. Photon echo relaxation in  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  // Opt. Commun. 1979. V. 29. № 2. P. 181–185.

8. Самарцев В.В., Зуев В.А., Нефедьев Л.А. Оптическая память на основе долгоживущего фотонного эха // Ж. прикл. спектроскопии. 1992. Т. 59. № 5–6. С. 395–424.
9. Калачев А.А., Самарцев В.В. Фотонное эхо и его применение. Казань: Изд-во КГУ, 1998. 150 с.
10. Зуев В.Е., Зуев В.В. Дистанционное оптическое зондирование атмосферы. СПб.: Гидрометеоздат, 1992. 232 с.
11. Артемкин Е.Е. Спектральные оптические толщи континентального и морского аэрозоля // Аэрозольная оптика. Рязань: Изд. РГПИ, 1978. С. 3–16.
12. Нефедьев Л.А., Самарцев В.В. Эхоголография в вырожденных и многоуровневых системах // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 7. С. 783–799.
13. Nakatsuka H., Asaka S., Tomita M., Matsuoka M. Multiple photon echoes in molecular iodine // Opt. Commun. 1983. V. 47. № 1. P. 65–69.
14. Бикбов И.С., Попов И.И., Самарцев В.В. Оптический дистанционно-перестраиваемый эхоспектрометр // Приборы и техн. эксперим. 1988. № 5. С. 172–174.
15. Bikbov I.S., Yevseyev I.V., Popov I.I., Reshetov V.A., Samartsev V.V. Observation of the photon echoes shape locking effect in molecular gas // Laser Phys. 1991. V. 1. № 1. P. 126–127.
16. Бикбов И.С., Попов И.И., Самарцев В.В. Эффект ассоциативности светового (фотонного) эха // Ж. прикл. спектроскопии. 1991. Т. 54. № 4. С. 535–537.
17. Popov I.I., Bikbov I.S., Samartsev V.V. Associative properties of photon echo and optical memory // Laser Phys. 1992. V. 2. № 6. P. 945–951.
18. Леухин А.Н., Попов И.И. Гиперкомплексное кодирование информации в технике фотонного эха // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. Казань: Изд-во КГУ, 1999. С. 51–56.
19. Попов И.И. Фотонное эхо в парах молекулярного йода и его свойства // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. № 10. С. 1953–1960.
20. Попов И.И., Бикбов И.С., Евсеев И.В., Самарцев В.В. Наблюдение эффекта поворота вектора поляризации светового (фотонного) эха в молекулярном йоде // Ж. прикл. спектроскопии. 1990. Т. 52. № 5. С. 794–798.
21. Попов И.И., Бикбов И.С., Самарцев В.В. Особенности светового эха в парах молекулярного йода // Изв. РАН. Сер. физ. 1990. Т. 53. № 12. С. 2334–2339.
22. Bikbov I.S., Popov I.I., Samartsev V.V., Yevseyev I.V. Polarization properties of photon echoes in molecular iodine and its application // Laser Phys. 1995. V. 5. № 3. P. 500–503.
23. Warren W.S., Zewail A.H. Multiple phase-coherent laser pulses in optical spectroscopy // J. Chem. Phys. 1983. V. 78. № 5. P. 2279–2311.
24. Зельдович Б.Я., Пилитецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 247 с.
25. Beach R., Hartmann S.R. Incoherent photon echoes // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. № 7. P. 663–666.
26. Nakatsuka H., Wakamiya A., Abedin K.M., Hattori T. Accumulated photon echoes by using a nonlaser light source // Opt. Lett. 1993. V. 18. № 10. P. 832–843.
27. Зуев В.Е., Аксенов В.П., Колосов В.В. Тепловое самовоздействие лазерных пучков на атмосферных трассах и диагностика их параметров // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 1. С. 32–45.
28. Maimistov A.I., Basharov A.M. Nonlinear optical waves. London: Kluwer Academic Publishers, 1999. 655 p.

*I.I. Popov, V.V. Samartsev. About of the photon echo method in the laser sensing of the atmosphere.*

The possibility of use of the photon echo method for the laser sensing of the atmosphere is analyzed. The properties of photon echo signals are discussed, using as the example, the photon echo (PE) in the vapor of molecular iodine. The possible schemes of PE-lidars are discussed and the ways of their optimal use for the atmosphere sensing are analyzed.