



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. П. Годлевский, В. Е. Зуев, А. К. Иванов,
Ю. Д. Копытин, Новый метод лазерного зонди-
рования атмосферы, основанный на приеме эхо-
сигнала на лазер,
Докл. АН СССР, 1982, том 267, номер 2, 343–347

<https://www.mathnet.ru/dan45735>

Использование Общероссийского математического портала Math-
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользователъ-
ским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

15 мая 2025 г., 23:12:59



E- и *H*-полях, когда продольные поля еще не существенны, для обеих геометрий наблюдаются близкие значения степени возгорания (рис. 3).

Согласно проведенным исследованиям коэффициент индуцированного усиления д.и.к.и. в кристаллах *p*-Ge ($N_A \sim 0,5-1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) составляет $\alpha = 0,01-0,03 \text{ см}^{-1}$.

Авторы благодарны В.А. Козлову, Л.С. Мазову, И.М. Нефедову за информацию, Ю.А. Ефимову и З.Ф. Красильнику за разработку экспериментальной измерительной аппаратуры и помощь при подготовке исследований.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР
Институт прикладной физики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
31 V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 11, с. 608–611.
2. Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.Н. — Там же, 1981, т. 34, № 3, с. 125–129.
3. Иванов Ю.Л. — Там же, 1981, т. 34, № 10, с. 539–543.
4. Kotlyuta S. — Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 48, № 4, p. 271–274.
5. Гавриленко В.И., Мурзин В.Н., Стоклицкий С.А., Чеботарев А.П. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 2, с. 81–84.
6. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастин В.Н. — Там же, 1979, т. 30, с. 585.
7. Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A., Mazov L.S. — Solid State Commun., 1980, vol. 36, № 7, p. 603–607.
8. Восиллюс И.И., Левинсон И.Б. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 6, с. 1660–1665; ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 4, с. 1013–1024.
9. Восиллюс И.И. — ФТТ, 1969, т. 11, № 4, с. 924–927.
10. Pinson W.E., Bray R. — Phys. Rev. A, 1964, vol. 136, № 5, p. 1449–1464.
11. Kurogawa T., Maeda H. — J. Phys. Soc. Japan, 1971, vol. 31, № 3, p. 668–678.
12. Воробьев Л.Е., Пожела Ю.К., Реклайтис А.С. и др. — Физ. и техн. полупроводников, 1978, т. 12, № 4, с. 742–747.
13. Maeda H., Kurogawa T. — J. Phys. Soc. Japan, 1972, vol. 33, № 2, p. 562–563.
14. Price P.J. — IBM J. Res., Dev., 1959, vol. 3, p. 191.

УДК 551.510.42 + 551.3

ФИЗИКА

А.П. ГОДЛЕВСКИЙ, академик В.Е. ЗУЕВ, А.К. ИВАНОВ, Ю.Д. КОПЫТИН

НОВЫЙ МЕТОД ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ, ОСНОВАННЫЙ НА ПРИЕМЕ ЭХО-СИГНАЛА НА ЛАЗЕР

Методы лазерного зондирования атмосферы получили достаточно широкое распространение [1]. При этом для всех известных методов характерно функциональное разделение блоков передатчика и приемника. В данной статье дается описание нового высокочувствительного метода лазерного зондирования атмосферы, основанного на эффектах внутррезонаторного лазерного приема эхо-сигналов (метод ЛП-лидара) при использовании зеркального и естественных диффузных отражателей (облачный слой, топографические объекты на местности и т.п.)

1. Теоретический анализ. Для оценки спектральной чувствительности методы зондирования на основе регистрации на лазер эхо-сигнала рассмотрим модель линейного трехзеркального резонатора [2–3]. Лазерный активный элемент расположен (рис. 1) между зеркалами 1 и 2 с коэффициентами отражения r_1 и r_2 , а селективно поглощающая атмосфера — между выходным зеркалом резо-

натора 2 с коэффициентом пропускания $(1-r_2)$ и отражающей (рассеивающей) поверхностью 3.

В случае некогерентного приема эхо-сигнала на лазер встречные потоки фотонов $S_+(\omega, z, t)$ и $S_-(\omega, z, t)$ внутри резонатора лазера (см. рис. 1) описываются нестационарными уравнениями переноса вида

$$(1) \quad \left(\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) S_{\pm}(\omega, z, t) = [k(\omega, z, t) - \rho] S_{\pm}(\omega, z, t) + j(\omega, z, t),$$

где z — продольная координата; t — время; v — скорость света в активном элементе; ω — частота излучения; $k(\omega, z, t)$ и ρ — соответственно коэффициенты усиления и потерь в активном элементе; $j(\omega, z, t)$ — член, учитывающий спонтанное высвечивание.

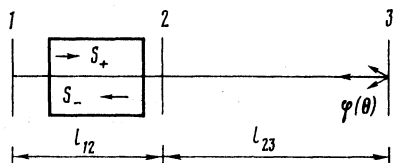


Рис. 1. Схема линейного трехзеркального резонатора

Уравнения вида (1) решаются с граничными условиями на поверхностях зеркал 1 и 2, учитывающими влияние зеркала 3:

$$(2) \quad S_+(\omega, 0, t) = r_1 S_-(\omega, 0, t),$$

$$(3) \quad S_-(\omega, l_{12}, t) = r_2 S_+(\omega, l_{12}, t) + r_3 S_+(\omega, l_{12}, t - 2l_{23}/c);$$

r_3 — эффективный коэффициент внешнего отражения. В общем случае диффузно рассеивающей поверхности

$$r_3(\omega) = \alpha_{\text{пов}} \varphi(\pi) \pi \left(\frac{a}{2l_{23}} \right)^2 (1-r_2)^2 \exp \left\{ -2 \int_0^{l_{23}} dl [\sigma_a(l) + \sum_k \sigma_k(l) g(\gamma_k, \omega - \omega_k)] \right\},$$

где $\alpha_{\text{пов}}$, $\varphi(\pi)$ — альbedo и индикатриса рассеяния поверхностью в направлении назад; a — диаметр приемо-передающей апертуры; $\sigma_a(l)$ — коэффициент неселективного энергетического ослабления; $\sigma_k(l)$, g , γ_k , ω_k — интенсивность, функция профиля контура, ширина и центр k -й спектральной линии поглощения атмосферных газов.

Для средней плотности числа фотонов в резонаторе лазера

$$J(\omega, t) = (vl_p)^{-1} \int_0^{l_p} dl [S_+(\omega, l, t) + S_-(\omega, l, t)]$$

из уравнений (1) с учетом граничных условий (2), (3) получено дифференциальное уравнение:

$$(4) \quad \frac{\partial J(\omega, t)}{\partial t} \frac{1 + (\delta t / \Delta t) \eta(\omega)}{1 + \eta(\omega)} = J(\omega, t) \nu \mu [k(\omega, t) - \rho - k_r + (2l)^{-1} \ln(1 + \eta(\omega))] + \epsilon,$$

где $\delta t = 2l_{13}/c$, $\Delta t = 2l_{12}/c$, $\mu = l_p/l_{12}$ — коэффициент заполнения резонатора 1-2 активным элементом; $k_r = (2l_p)^{-1} \ln(1/r_1 r_2)$; $\eta(\omega) = r_3(\omega)/r_2$ — параметр внешнего воздействия; ϵ — мощность спонтанного шума.

В случае неоднородно уширенной полосы усиления, образованной перекрытием однородно уширенных контуров $g(\gamma, \omega)$ шириной γ , коэффициент усиления

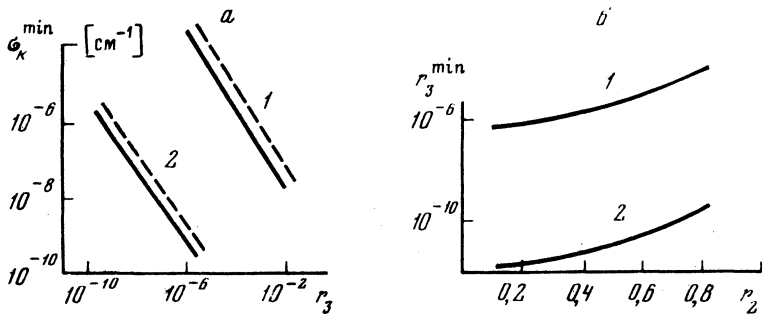


Рис. 2. Расчетные зависимости предельно обнаруживаемого коэффициента селективного поглощения σ_k^{\min} от величины r_3 (а) и эффективного коэффициента отражения r_3^{\min} от r_2 (б); 1 — при $(\Delta J(\omega_k)/J_0)_{\min} = 0,05$ (фотографическая регистрация спектра); 2 — при $(\Delta J(\omega_k)/J_0)_{\min} = 10^{-7}$ (фотоэлектрическая регистрация модулированного сигнала); $r_2 = 0,1$ (сплошные линии), 0,3 (штриховые); звездочка — эксперимент с лазером на рубине, длина атмосферной трассы $l_{2,3} = 70$ м

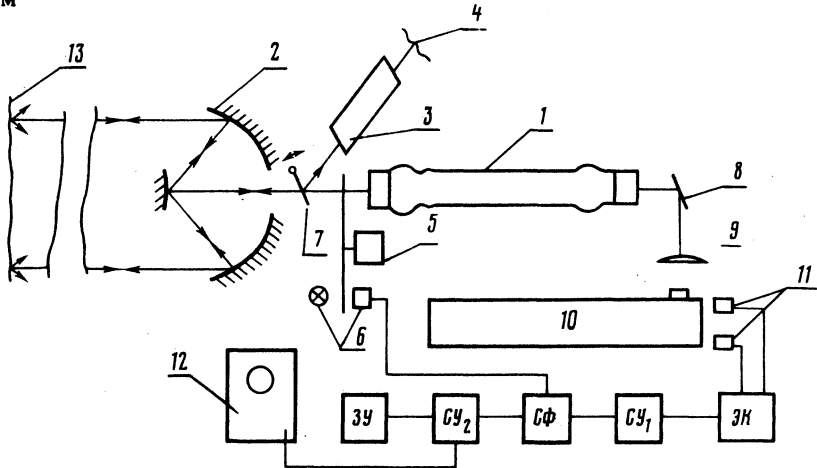


Рис. 3. Пример схемы ЛП-лидара с лазером на аргоне: 1 — активный элемент с зеркалами резонатора с сильфонными уплотнениями; 2 — телескоп Кассегрена; 3 — кювета с NO_2 для калибровки лидара по концентрации; 4 — диффузный отражатель; 5 — модулятор излучения; 6 — датчик синхрипульсов; 7 — поворотное зеркало; 8, 9 — зеркало и фокусирующая линза; 10, 11 — спектрометр с фотоприемниками; 12 — осциллограф; 13 — диффузный отражатель в конце трассы; ЭК — электронный коммутатор; СУ₁, СУ₂ — селективные усилители с полосой пропускания 20 Гц; СФ — синхронный радиотехнический фильтр; ЗУ — записывающее устройство

имеет вид

$$k(\omega, t) = \sigma \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' N(\omega', t) g(\gamma, \omega - \omega')$$

Здесь σ — сечение индуцированного излучения; $N(\omega, t)$ — число возбужденных центров активного вещества, для которого справедливо уравнение

$$(5) \quad \frac{\partial N(\omega, t)}{\partial t} = G - \frac{N(\omega, t)}{\tau} - N(\omega, t) \nu \sigma \int_{-\infty}^{\infty} J(\omega', t) g(\gamma, \omega - \omega') d\omega',$$

где G — мощность накачки, τ — время спонтанной дезактивации возбужденных центров.

Система уравнений (4), (5) описывает работу лазера с учетом внешнего отражения и потерь в атмосфере. В частном случае одиночной k -й линии поглощения

$\sigma_k g(\gamma_k, \omega - \omega_k)$ в атмосфере при слабом внешнем отражении, $\eta(\omega) \ll 1$, и условии $\gamma_k/\gamma \ll 1$ получено следующее приближенное стационарное решение системы (4), (5) для относительного изменения числа фотонов $\Delta J(\omega)/J_0$ и возбужденных центров $\Delta N(\omega)/N_0$:

$$(6) \quad \frac{\Delta J(\omega)}{J_0} \approx -B_0 g(\gamma_k, \omega - \omega_k) + \sum_m (-1)^{m+1} B_m g(\gamma_k + 2m\gamma, \omega - \omega_k);$$

$$(7) \quad \frac{\Delta N(\omega)}{J_0} \approx C_0 g(\gamma_k + \gamma, \omega - \omega_k) + \sum_m (-1)^m C_m g(\gamma_k + (2m+1)\gamma, \omega - \omega_k),$$

где $m = 1, 2, \dots$, J_0, N_0 — стационарные значения при отсутствии поглощения в атмосфере ($\sigma_k = 0$) и

$$C_0 = B_0 = \frac{2[\rho + (2l_p)^{-1} \ln(1/r_1 r_2)]}{Ar_2} \mu l_{23} (1 - r_2)^2 \alpha_{\text{пов}} \varphi(\pi) \pi \left(\frac{a}{2l_{23}} \right)^2 \sigma_k \frac{\pi \gamma_k}{2} \times \\ \times \exp \left[-2 \int_0^{l_{23}} \sigma_a(l) dl \right],$$

A — отношение мощности спонтанного шума к мощности генерации лазера.

Как следует из полученных приближенных решений, в спектре генерации лазера с неоднородно уширенным контуром усиления формируется провал в центре линии поглощения атмосферного газа ω_k с полушириной γ_k , в окрестности которого в свою очередь образуются слабые знакопеременные "выплескивания" с полуширинами соответственно $(\gamma_k + 2\gamma)$, $(\gamma_k + 4\gamma)$ и т.д. Амплитуда "выплескиваний" изменяется обратно пропорционально их ширине. Для числа возбужденных частиц активного элемента лазера на частоте ω_k образуется, наоборот, центральный максимум полушириной $\sim (\gamma_k + \gamma)$ и "выплескивания" шириной соответственно $(\gamma_k + 3\gamma)$, $(\gamma_k + 5\gamma)$ и т.д. На рис. 2 приведены оценочные зависимости предельно обнаруживаемого селективного поглощения (a) и неселективного отражения (b) в атмосфере. Таким образом, предельная чувствительность ЛП-лидара к селективному поглощению близка к возможностям известного и наиболее высокочувствительного метода локального газоанализа на основе внутрирезонаторной лазерной спектроскопии. Следует отметить, что дополнительный выигрыш в чувствительности на протяженной трассе может быть получен при когерентном приеме на лазер эхо-сигнала или при использовании в качестве подсветки дополнительного мощного лазера с длительностью импульса генерации $t_n \geq \tau$.

2. Аппаратурная реализация ЛП-лидара. Экспериментальные исследования возможности высокочувствительного газоанализа на основе метода приема на лазер рассеянного излучения выполнены с импульсными лазерами на рубине и стекле с неодимом, а также с лазерами в непрерывном режиме генерации на аргоне и двуокиси углерода. Спектр генерации указанных лазеров совпадает с малоинтенсивными линиями поглощения газовых компонент H_2O , O_2 , CO_2 , NO_2 и ряда других загрязняющих газов.

Пример оптической схемы ЛП-лидара с непрерывным лазером на аргоне приведен на рис. 3. Излучение на выходе лазерного источника модулировалось по амплитуде или фазе на частоте 980 Гц, формировалось телескопом Кассегрена (2) и направлялось через атмосферу на зеркально отражающий или диффузно рассеивающий объект. Протяженность атмосферной трассы составляла 70–160 м. Отраженное от объекта излучение принималось на тот же телескоп (2) и направлялось в резонатор лазера. Спектр излучения аргонового лазера состоял из пяти линий, две из которых $\lambda_1 = 496,5$ нм и $\lambda_2 = 501,4$ нм попадали соответственно на центр и дальнее крыло полосы NO_2 и использовались в качестве информативных для определения концентрационной чувствительности лидара. Калибровку чувствительности производили

по отношению интенсивностей линий на длинах волн λ_1 и λ_2 , измеренных в поглощающей кювете с известной концентрацией NO_2 . Для выделения полезного сигнала на фоне собственных шумов лазера электрические сигналы от фотоприемников поступали на селективные фильтры, настроенные на частоту модуляции лазерного излучения.

Описанный лидар обеспечивал надежную регистрацию отраженного сигнала при эффективном коэффициенте диффузного отражения $r_3 = 10^{-7}$, при этом концентрационная чувствительность, обнаруженная NO_2 на трассе 70 м, составила $\sim 0,05 \text{ млн}^{-1}$, что превышает чувствительность обычного однопроходного метода абсорбционного анализа на 2–3 порядка. Минимально обнаруживаемое внешнее отражение при работе с лазером на CO_2 составило $r_3^{\text{min}} \sim 10^{-8}$.

В экспериментах с твердотельными лазерами на рубине и стекле с неодимом оценка концентрационной чувствительности к газовым компонентам осуществлялась по измерению провалов в спектре генерации на центре линий поглощения соответствующих газов. В частности, достигнутая чувствительность к парам воды ($\lambda = 694,38 \text{ нм}$) при $r_2 = 20\%$ и $r_3 = 1-1,5\%$ составила 0,1 тор, что соответствует концентрации насыщенных водяных паров при температуре воздуха -50°C .

В заключение подчеркнем, что, кроме высокой чувствительности к уровню рассеянного сигнала ($\leq 10^{-8}$) и селективному поглощению по трассе ($\sim 10^{-8} \text{ см}^{-1}$), ЛП-лидар обладает весьма высокой помехозащищенностью, поскольку фильтруемый спектральный интервал равен по порядку величины ширине полосы однородно уширенного контура усиления лазера, что обеспечивает возможность надежных измерений в дневное время суток.

Институт оптики атмосферы
Сибирского отделения Академии наук СССР, Томск

Поступило
19 V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В.Е. — ЖПС, 1981, т. 34, № 1, с. 45–69.
2. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. Тез. докл. V Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию. Томск, 1978, т. 2, с. 123.
3. Бураков В.С., Жуковский В.В., Ставров А.А. — Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 1, с. 13–18.

УДК 551.322

Ф И З И К А

Л.Г. КАЧУРИН, С. КОЛЕВ, В.Ф. ПСАЛОМЩИКОВ

ИМПУЛЬСНОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ВОДЫ И НЕКОТОРЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

(Представлено академиком М.А. Садовским 27 IV 1982)

В последние годы проведено большое количество работ по исследованию электрических явлений при фазовых переходах, в частности, при кристаллизации воды и некоторых диэлектриков.

В 1960 г. в работах [1, 2] обнаружен эффект разделения зарядов при взрывоподобной кристаллизации переохлажденной воды. В дальнейшем была развита теория этого явления [3], проведены уточняющие эксперименты [4]. Продолжением этих исследований является работа [5], в которой при эксперименте в естественных