

УДК 534.212+534.232

ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД ПО ВРЕМЕННОМУ ПРОФИЛЮ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

П. С. Грашин, А. А. Карабутов, И. М. Пеливанов, Н. Б. Подымова

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: ivan@gpwp1.phys.msu.su

Оптико-акустическим методом исследуется зависимость положения максимума интенсивности света в рассеивающей среде от соотношения коэффициентов поглощения и экстинкции при различных коэффициентах рассеяния света. Измерения проводятся по временному профилю давления термооптически возбуждаемого акустического импульса. Предложен метод измерения оптических характеристик рассеивающих свет сред — коэффициента поглощения и приведенного коэффициента рассеяния — по временному профилю акустического сигнала.

Исследование распространения света в рассеивающих средах, и в частности распределения поглощающих и рассеивающих неоднородностей, является важной научной проблемой [1]. В последнее время интерес к ней значительно возрос, что в значительной степени связано с развитием оптики биологических сред и тканей (см., напр., [2]). Измерение пространственного распределения интенсивности света в таких средах и их оптических характеристик необходимо для определения оптимальной дозировки при облучении биологических тканей.

Широко обсуждающиеся методы исследования оптических характеристик рассеивающих сред основаны на регистрации рассеянного средой светового поля [3–6]. Разделение влияния рассеяния и поглощения на уменьшение интенсивности света наиболее затруднено, если один из этих процессов значительно эффективнее другого. Именно это имеет место в случае биологических тканей: коэффициент рассеяния света для них в $10 \div 100$ раз превышает коэффициент поглощения (см., напр., [7]).

Наиболее распространенным методом отдельных измерений коэффициента поглощения μ_a и приведенного коэффициента рассеяния света $\mu'_s = (1-g)\mu_s$ (μ_s — коэффициент рассеяния света, $g = \langle \cos \theta \rangle$ — средний косинус угла однократного рассеяния) является метод «видеорефлектометрии» [4–6]. Однако данный метод требует длительной и сложной процедуры обработки экспериментальных данных и приводит к большой погрешности измерений ($> 10\%$).

Таким образом, разработка прямого невозмущающего метода измерения пространственного распределения интенсивности и оптических характеристик сильнорассеивающих сред продолжает оставаться актуальной задачей. Для ее решения в настоящей работе предлагается оптико-акустический (ОА) метод, основанный на термооптическом возбуждении ультразвуковых волн в среде при поглощении в ней импульсного лазерного излучения [8–12]. Этот метод позволяет выполнить прямое измерение пространственного распределения интенсивности света в однородно поглощающих и рассеивающих средах и опре-

делить их оптические характеристики (коэффициент поглощения и приведенный коэффициент рассеяния света) по временному профилю ОА-сигнала.

Будем считать, что рассеивающая среда занимает полупространство $z > 0$. Рассмотрим ситуацию, когда рассеяние преобладает над поглощением ($\mu_a \ll \mu_s$), т.е. в среде реализуется режим многократного рассеяния излучения [13]. При падении на такую среду светового импульса с плоским волновым фронтом, имеющего временную зависимость интенсивности вида $I_0 f(t)$ и характерную длительность импульса τ_L , интенсивность излучения внутри среды может быть представлена как сумма интенсивностей ослабленного первичного пучка фотонов, еще не претерпевших рассеяния, $I_{\text{coh}}(z, t)$, и диффузного поля рассеянного света $I_{\text{dif}}(z, t)$. Если время жизни фотона в среде $(\mu_a c)^{-1}$ много меньше длительности лазерного импульса ($\mu_a c \tau_L \gg 1$, где c — скорость света в среде), то можно считать процесс рассеяния света квазистационарным. Когерентная составляющая быстро спадает с увеличением z [13]:

$$I_{\text{coh}}(z) = I_0 \exp\{-(\mu_a + \mu_s)z\},$$

а диффузная компонента интенсивности света может быть найдена как решение уравнения диффузии [10, 14]:

$$I_{\text{dif}}(z) = \frac{3I_0}{2\mu_{\text{eff}}l_{\text{tr}}} \times$$

$$\times \{\exp(\mu_{\text{eff}}l_{\text{tr}}) - \exp[-\mu_{\text{eff}}l_{\text{tr}}(2\Delta + 1)]\} \exp(-\mu_{\text{eff}}z), \quad (1)$$

справедливое на расстояниях $z \geq (2 \div 3)l_{\text{tr}} = 1/\mu'_s$ [15]. Здесь μ_{eff} — коэффициент экстинкции света; l_{tr} — транспортная длина свободного пробега фотона (среднее расстояние, которое проходит фотон в среде без изменения своей траектории). Постоянная Δ учитывает часть световой энергии, вышедшей из рассеивающей среды обратно в прозрачную, и зависит от коэффициента отражения диффузного излучения r_d от границы раздела рассеивающая среда — прозрачная среда [14]: $\Delta = (2/3)(1 + r_d)(1 - r_d)$.

На расстояниях $z \geq (2 \div 3)l_{tr}$ интенсивность света в рассеивающей среде определяется только диффузной компонентой светового поля I_{dif} , поскольку $\mu_{eff} \ll \mu_s$.

В приповерхностной области рассеивающей среды пространственное распределение интенсивности света $H(z) = I(z)/I_0$ не может быть выражено аналитической функцией [16, 17]. Численное моделирование методом Монте-Карло показывает, что максимум интенсивности света для случая $\mu_a \ll \mu'_s$ наблюдается под поверхностью среды на глубине z_{max} , определяемой приближенной формулой [11]:

$$z_{max} \approx l_{tr}(1 - r_d)(1 - 0.4r_d). \quad (2)$$

Пусть толщина среды L и характерный радиус лазерного пучка a_0 , используемого для возбуждения звука, много больше глубины проникновения света в среду $z_L \approx \mu_{eff}^{-1}$. Тогда можно использовать приближение полубесконечной среды и считать лазерный пучок коллимированным. При поглощении в среде короткого лазерного импульса ($\mu_{eff}V_0\tau_L \ll 1$, V_0 — скорость звука в среде) интенсивность излучения в среде $I_0 f(t)H(z) = I_0\tau_L\delta(t)H(z) = E_0\delta(t)H(z)$, где E_0 — плотность лазерной энергии на поверхности среды $z = 0$. В этом случае временная зависимость давления в бегущей акустической волне (ОА-сигнала), излучаемой в поглощающую среду, имеет вид [8, 12, 18]

$$p(\tau = t - z/V_0) = \frac{\beta V_0^2}{2c_p} \mu_a E_0 \begin{cases} H(-V_0\tau), & \tau < 0, \\ [(1 - N)/(1 + N)]H(V_0\tau), & \tau > 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь β — коэффициент теплового расширения среды, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, N — отношение акустических импедансов поглощающей и прозрачной сред (для акустически жесткой границы поглощающей среды $N \ll 1$, для свободной границы $N \gg 1$).

Определение момента $\tau = 0$ (соответствующего возбуждению ОА-сигнала на границе среды) на экспериментальном профиле давления ОА-сигнала позволяет преобразовать временную зависимость переднего фронта ОА-сигнала $p(\tau < 0)$ в пространственную зависимость $p(z = -V_0\tau > 0)$. При $z \geq (2 \div 3)l_{tr}$ с использованием (1) и (3) получим

$$p(z) = \frac{\beta V_0^2}{2c_p} \mu_a E_0 \frac{3}{2\mu_{eff}l_{tr}} \times \{ \exp(\mu_{eff}l_{tr}) - \exp[-\mu_{eff}l_{tr}(2\Delta + 1)] \} \exp(-\mu_{eff}z) = \frac{\beta V_0^2}{4c_p} \mu_{eff} E_0 \{ \exp(\mu_{eff}l_{tr}) - \exp[-\mu_{eff}l_{tr}(2\Delta + 1)] \} \times \exp(-\mu_{eff}z). \quad (4)$$

Как видно из (3), эта зависимость, нормированная на $(\beta V_0^2/2c_p)\mu_a E_0$, есть пространственное распределение интенсивности света в среде $H(z)$.

Для рассеивающей среды с неизвестными оптическими характеристиками по экспоненциальной зависимости фронта ОА-сигнала $p(\tau < 0) \sim \exp(\mu_{eff}V_0\tau)$ определяется коэффициент экстинкции света $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a\mu'_s}$. По абсолютной величине нормированного на $\Gamma = (\beta V_0^2/4c_p)\mu_{eff}E_0$ давления ОА-сигнала в области, где наблюдается его экспоненциальный спад, можно определить значение $l_{tr} = 1/\mu'_s$. Зная величины μ_{eff} и l_{tr} , можно найти μ_a и μ'_s .

Такая методика определения оптических свойств различных сильнорассеивающих водоподобных сред по форме переднего фронта давления ОА-сигнала, зарегистрированного с высоким временным разрешением в абсолютных единицах, была подробно описана в работе [12].

Однако для реальных биологических тканей получение нормированного на величину Γ давления ОА-сигнала представляет значительные трудности, поскольку величина Γ , как правило, неизвестна. Как указывалось выше, при выполнении соотношения $\mu_a \ll \mu'_s$ положение максимума интенсивности света в среде z_{max} определяется только транспортной длиной свободного пробега фотона l_{tr} и эффективным коэффициентом отражения диффузного излучения r_d (см. (2)) и не зависит от коэффициента поглощения света μ_a . При увеличении отношения μ_a/μ'_s (например, путем увеличения коэффициента поглощения при постоянном коэффициенте рассеяния) положение максимума интенсивности света будет сдвигаться к поверхности среды, поскольку в пределе $\mu_a \gg \mu_s$ все излучение поглощается, практически не успев рассеяться, и поэтому $z_{max} = 0$ (как в однородно поглощающей нерассеивающей среде). Следовательно, определив ОА-методом эмпирическую зависимость величины z_{max} от коэффициента поглощения света μ_a в рассеивающей среде, можно будет измерять оптические характеристики (μ_a и μ_{eff}) рассеивающей среды только по временному профилю давления ОА-сигнала.

Измерения проводились по методике с прямой регистрацией ОА-сигналов, подробно описанной в работе [12]. Такая методика позволяет измерять величину μ_{eff} путем аппроксимации фронта ОА-сигнала в диапазоне $1.5 \div 100 \text{ см}^{-1}$. Для возбуждения звука в исследуемой среде использовалось излучение основной гармоники импульсного Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности (длина волны 1.06 мкм, характерная длительность импульса $\tau_L = 10\text{--}12 \text{ нс}$). Энергия в импульсе составляла 50–70 мДж. Для получения акустически жесткой границы облучение исследуемой среды проводилось через кварцевую пластинку ($N = 0.1$). Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения на поверхности исследуемой среды было близко к гауссову с характерным радиусом пучка $a_0 = 2.5 \text{ см}$. Поскольку в указанном выше диапазоне значений μ_{eff} толщина исследуемой среды $L = 2 \text{ см}$ и радиус лазерного пучка a_0 удовлетворяют соотношению $(L, a_0) > \mu_{eff}^{-1}$ и $\mu_{eff}V_0\tau_L \ll 1$, то для

анализа экспериментальных профилей ОА-сигналов можно использовать выражение (3).

В качестве исследуемых рассеивающих сред были взяты взвесь частиц оксида титана TiO_2 в воде (средний размер частиц $r_0 < 1$ мкм, объемная концентрация $N_V = 0.2 \div 1.7\%$) и молоко 3.5% жирности. Из-за малости объемной концентрации частиц показатель преломления и теплофизические параметры исследуемых сред считались равными их величинам для воды. Поглощение ультразвука в воде в исследуемом диапазоне частот меньше $2.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, поэтому его влияние на форму ОА-сигналов при распространении в среде толщины $L = 2$ см можно не учитывать. Измеренная скорость звука в исследуемых средах составила $V_0 = (1.49 \pm 0.01) \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

Для получения ОА-методом эмпирической зависимости величины z_{max} от коэффициента поглощения света μ_a в одинаковые объемы (100 мл) взвеси и молока добавлялась черная тушь в различных количествах ($0.3 \div 1$ мл). Полагалось, что при добавлении таких объемов туши коэффициент рассеяния света в исследуемых средах не меняется. Коэффициент поглощения света μ_a измерялся следующим образом: одинаковые объемы туши добавлялись в равные объемы исследуемой жидкости и чистой воды. Считалось, что добавление одинакового количества туши в исследуемую жидкость и в чистую воду дает одно и то же значение μ_a . Величина μ_a для растворов туши в чистой воде определялась по измерению оптического пропускания слоя раствора известной толщины. Относительная погрешность определения μ_a этим методом составляла 2–3%.

На первом этапе ОА-методом [8, 12] были определены значения μ_a и μ'_s в исследуемых средах без добавления туши (см. формулу (4)). На рис. 1 показан типичный временной профиль ОА-сигнала (после компенсации дифракционных искажений [18]),

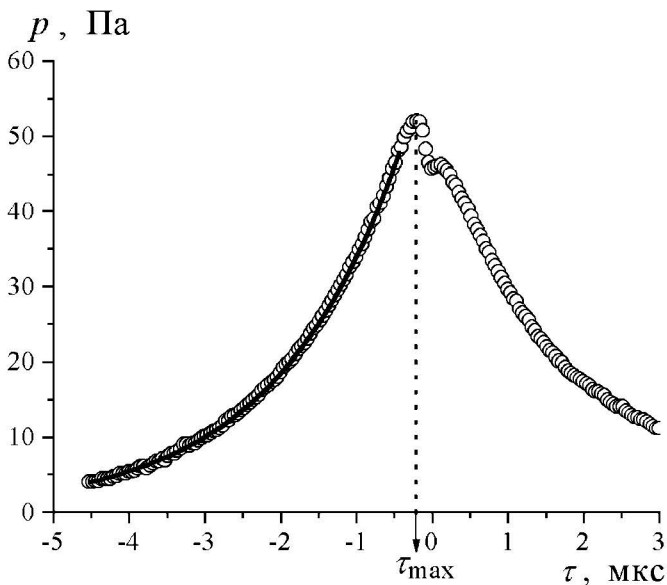


Рис. 1. Временной профиль давления ОА-сигнала, возбуждаемого во взвеси частиц TiO_2 при жесткой границе: точки — зарегистрированный сигнал, сплошная кривая — экспоненциальная аппроксимация

возбуждаемого во взвеси частиц TiO_2 ($N_V = 0.2\%$) при жесткой акустической границе ($\mu_{\text{eff}} = (4.09 \pm \pm 0.08) \text{ см}^{-1}$, $\mu'_s = (31.7 \pm 0.9) \text{ см}^{-1}$, $\mu_a = \mu_{\text{eff}}^2 / 3\mu'_s = (1.76 \pm 0.12) \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-1}$). Локальный минимум давления при $\tau = 0$ соответствует приходу ОА-сигнала от поверхности $z = 0$ исследуемой среды [12], максимум при τ_{max} — положению максимума интенсивности света z_{max} под поверхностью среды (при $z_{\text{max}} = -V_0\tau_{\text{max}}$), кривая $p(\tau > 0)$ — сигнал, отраженный от кварцевой пластины. Поскольку в данном случае $\mu_a < \mu'_s \ll \mu_s$ ($g \sim 0.9$), использование выражения (1) для расчета пространственного распределения интенсивности света в исследуемой среде правомерно (для границы взвесь–кварц $\Delta = 0.689$). Результат расчета представлен на рис. 2 сплошной линией. Как видно, при $z > l_{\text{tr}} = 1/\mu'_s \approx 0.03$ см это распределение совпадает с профилем переднего фронта давления ОА-сигнала $p(z)$, нормированного на $(\beta V_L^2 / 2c_p) \mu_a E_0$ (плотность энергии падающего лазерного излучения $E_0 = 1.57 \text{ мДж/см}^2$). Относительная погрешность в измерении пространственного распределения интенсивности света $H(z)$ не превышает 10%. Для сравнения на рис. 2 штриховой линией показана теоретическая зависимость пространственного распределения интенсивности света $I(z)/I_0$ в однородно поглощающей нерассеивающей среде, имеющей то же значение μ_a , что и исследуемая взвесь. Видно, что свет в рассеивающей среде проникает на гораздо меньшую глубину, чем в однородно поглощающей, поскольку $\mu_{\text{eff}} \gg \mu_a$. Однако в приповерхностном слое рассеивающей среды при $z < (10-12)l_{\text{tr}}$ интенсивность света превышает величину I_0 , причем на глубине $z \approx l_{\text{tr}}$ отношение $I(z)/I_0 \approx 4.0$, т.е. из-за многократного перерасеяния падающего излучения имеет место характерная

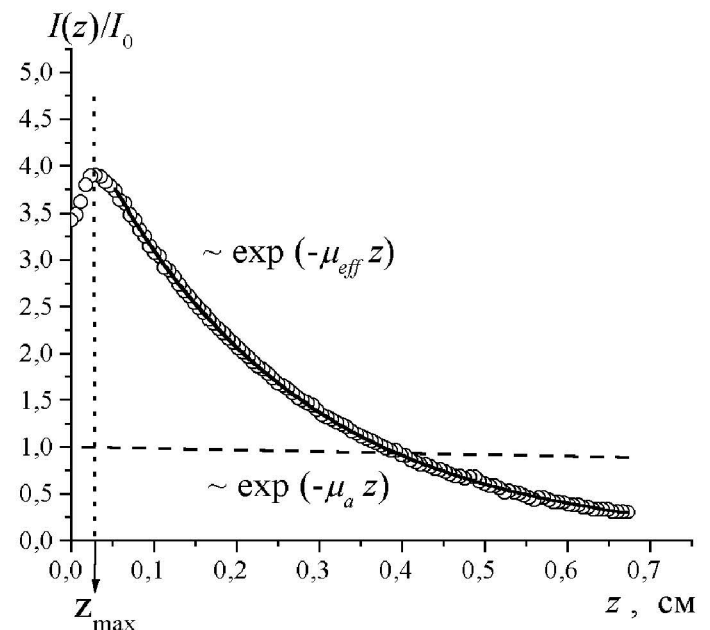


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности света во взвеси частиц TiO_2 (точки) и в чистой воде (штриховая линия) при одном и том же значении коэффициента поглощения света μ_a ; сплошная кривая — расчет

для сильно рассеивающих сред концентрация световой энергии в приповерхностном слое [11].

На втором этапе были проведены измерения глубины максимума интенсивности света z_{\max} по величине τ_{\max} во взвесах TiO_2 в воде ($\mu'_s = 35.5$ и 51.1 см^{-1}) и молоке ($\mu'_s = 21.6 \text{ см}^{-1}$) с различным содержанием туши. Относительная погрешность в определении τ_{\max} составляла 5–6% (в диапазоне $\tau_{\max} = 90 \div 200 \text{ нс}$).

На рис. 3 приведена зависимость величины $Y = z_{\max} \mu_{\text{eff}}$ от отношения $X = \mu_a / \mu_{\text{eff}}$. Значение μ_{eff} определялось по экспоненциальной аппроксимации фронта ОА-сигнала, зарегистрированного в относительных единицах. Относительная погрешность измерения составляла 3–4% для величины X и 6–7% для Y . Как видно из рис. 3, экспериментальные данные в различных средах (молоке и взвесах TiO_2 в воде) с различным значением μ'_s в пределах погрешности измерений совпали между собой. Это позволяет аппроксимировать полученные данные некоторой однозначной функцией, которая представлена на рис. 3 сплошной линией. Следовательно, в исследуемом диапазоне величин $\mu_a / \mu_{\text{eff}} < 0.33$, типичном для биологических тканей, $z_{\max} = (1 / \mu_{\text{eff}}) F(\mu_a / \mu_{\text{eff}})$, где функция F зависит только от отношения величин μ_a / μ_{eff} , а не от их абсолютных значений. При этом для $\mu_a / \mu_{\text{eff}} < 0.06$ экспериментальные точки ложатся на прямую $Y_1 = kX$ (штриховая линия), где $k = 2.86 = 3(1 - r_d)(1 - 0.4r_d)$ ($r_d = 1.65 \cdot 10^{-2}$), т. е. в этом случае глубина z_{\max} описывается выражением (2). Полученная кривая может быть исполь-

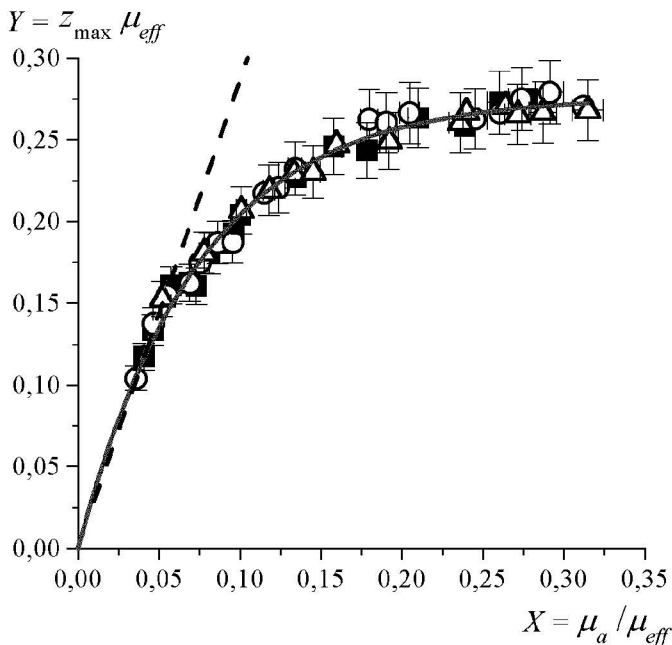


Рис. 3. Зависимость произведения глубины максимума интенсивности света z_{\max} на коэффициент экстинкции света μ_{eff} от отношения коэффициента поглощения света μ_a к коэффициенту экстинкции μ_{eff} в различных средах для разных значений μ'_s : $\mu'_s = 35.5$ (квадраты), 51.1 (кружки) и 21.6 см^{-1} (треугольники). Сплошная кривая — аппроксимация экспериментальных данных, штриховая — зависимость $Y = 2.86X$

зована для графического определения коэффициента поглощения света μ_{eff} по измеренным значениям μ_{eff} и z_{\max} . Затем, используя формулу $\mu'_s = \mu_{\text{eff}}^2 / 3\mu_a$ в области применимости диффузного приближения $\mu_a \ll \mu_s$, можно вычислить приведенный коэффициент рассеяния μ'_s в исследуемой среде.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована возможность прямых измерений пространственного распределения интенсивности света в сильно рассеивающих свет конденсированных средах по абсолютной величине давления переднего фронта оптико-акустического сигнала. Для сред с известными теплофизическими характеристиками предложен метод измерения оптических характеристик — коэффициента поглощения μ_a и приведенного коэффициента рассеяния света μ'_s — по временному профилю абсолютного давления ОА-сигнала. Измерены оптические характеристики взвеси частиц оксида титана TiO_2 в воде и в молоке с добавлением туши в диапазоне $\mu_a = 0.17 \div 15 \text{ см}^{-1}$, $\mu'_s = 18 \div 57 \text{ см}^{-1}$. Для сред с неизвестными теплофизическими параметрами разработан метод измерения коэффициента поглощения и приведенного коэффициента рассеяния света по временному профилю ОА-сигнала без измерения абсолютного значения давления.

Работа выполнена при частичной поддержке Американского фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (АФГИР) (грант RP2-2109).

Литература

1. Кузьмин В.Л., Романов В.П. // УФН. 1996. **166**. С. 247.
2. Тучин В.В. // УФН. 1997. **167**. С. 517.
3. Graff R., Dassel A.C.M., Koelink M.H. et al. // Appl. Opt. 1993. **32**, No. 4. P. 435.
4. Gardner C.M., Jacques S.L., Welch A.J. // Lasers in Surgery Med. 1996. **18**. P. 129.
5. Jacques S.L. // Photochemistry and Photobiology. 1998. **67**, No. 1. P. 23.
6. Farrel T.J., Patterson M.S., Wilson B.C. // Med. Phys. 1992. **19**, No. 4. P. 879.
7. Cheong W.F., Prahl S.A., Welch A.J. // IEEE J. Quant. Electr. 1990. **26**, No. 12. P. 2166.
8. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991.
9. Aslanov L.A., Karabutov A.A., Podymova N.B. et al. // Laser Phys. 1996. **6**, No. 6. P. 1105.
10. Oraevsky A.A., Esenaliev R., Tittel F.K. et al. // Proc. SPIE. 1996. **2681**. P. 277.
11. Karabutov A.A., Pelivanov I.M., Podymova N.B., Skipetrov S.E. // JETP Lett. 1999. **70**, No. 3. P. 183.
12. Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е. // Квант. электроника. 1999. **29**, №3. С. 215.
13. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1981.
14. Haskell R.C., Swaasand L.V., Tsay T. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1994. **A11**, No. 10. P. 2727.
15. Glasston S., Edlund M.C. The Elements of Nuclear Reactor Theory. Princeton (N. J.): Van Nostrand, 1952.

16. McKenzie A.L., Allen V. // Phys. Med. Biol. 1991. **36**, No. 12. P. 1621.
17. Ben-Abraham D., Taitelbaum H., Weiss G.H. // Lasers Life Sci. 1991. **4**. P. 29.

18. Karabutov A.A., Podymova N.B., Letokhov V.S. // Appl. Phys. 1996. **B63**, No. 6. P. 545.

Поступила в редакцию
28.07.00

УДК 535.345

ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ПОЛЫХ ВОЛНОВОДАХ: ПРОСТЫЕ РЕЦЕПТЫ ВЫСОКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

А. Н. Наумов, О. А. Колеватова, А. М. Желтиков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

Получены простые выражения, позволяющие оценить давления газа, которые обеспечивают выполнение условий фазового согласования при генерации третьей гармоники в полом волноводе с потерями, а также выбрать оптимальные размеры полого волновода для получения сверхкоротких импульсов. Приведена оценка увеличения эффективности генерации гармоник в полом волноводе относительно генерации гармоник в свободном газе.

Введение

Нелинейно-оптические процессы, сопровождающие взаимодействие сильных световых полей с газовыми средами, открывают уникальные возможности для генерации предельно коротких импульсов и продвижения в спектральные области, недоступные для имеющихся лазерных источников и традиционных преобразователей частоты. Например, явление фазовой самомодуляции в наполненных газом полых волноводах позволяет получать импульсы длительностью менее 5 фс с энергией в несколько десятков микроджоулей [1, 2]. Использование подобных сверхкоротких импульсов для генерации высших гармоник, в свою очередь, позволяет достичь высоких эффективностей нелинейно-оптического преобразования частоты [3, 4] и решить задачу генерации когерентного излучения в области водяного окна (2.3–4.4 нм) [3].

Важную роль в понимании явления генерации высоких гармоник и в формировании современной парадигмы преобразования частоты излучения и генерации коротких импульсов коротковолнового излучения сыграли работы (см. [5, 6]), в которых была предложена простая модель нелинейно-оптического отклика атомарной системы на сверхсильное световое поле. Эффекты распространения излучения, связанные с фазовой и групповой расстройкой импульсов накачки и гармоники, а также с оптическими потерями, оказывают существенное влияние на эффективность нелинейно-оптических процессов в протяженных средах [7–10]. Исследование всей совокупности эффектов распространения коротких световых импульсов в нелинейных средах пока не привело к появлению модели столь же ясной и простой, как модель нелинейно-оптического отклика одиночной атомарной системы. Особенно сложной дан-

ная проблема является в случае наполненных газом полых волнопроводов, которые все шире используются для генерации сверхкоротких импульсов [1, 2], нелинейно-оптического преобразования частоты [11–15] и для нелинейной спектроскопии [16, 17], так как анализ нелинейно-оптических взаимодействий в этих условиях должен выполняться с учетом различных составляющих дисперсии.

В настоящей работе предложены простые рецепты увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в полых волноводах. Получены простые выражения, позволяющие оценить оптимальные давления газа при генерации гармоник в полых волноводах с потерями, а также выбрать оптимальные размеры волновода в схемах компрессии лазерных импульсов.

1. Генерация третьей гармоники в полом волноводе с потерями

Рассмотрим процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) в полом оптическом волноводе, оболочка которого имеет действительную диэлектрическую проницаемость ϵ_2 , а сердцевина радиусом a заполнена газом с показателем преломления $n_1 < \sqrt{\epsilon_2}$. Предположим, что возбуждена вполне определенная волноводная мода полого волновода EH_{1n} на частоте основного излучения (накачки) и рассмотрим генерацию моды EH_{1m} третьей гармоники (ТГ) в приближении медленно меняющихся амплитуд, считая, что длительность световых импульсов велика по сравнению с периодом светового поля.

Исследуем процесс ГТГ в наполненном газом полом волноводе с потерями, используя следующее уравнение для медленно меняющейся амплитуды им-