

М.Ф. Шаляев, В.П. Садовников

**ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ  
ФОКУСИРОВАННОГО ИМПУЛЬСНОГО ПУЧКА  
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ**

Теоретически исследовано вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) фокусированных коротких импульсных пучков лазерного излучения, распространяющихся по атмосферным трассам. Фокусировка пучка усиливает эффект ВКР, обеспечивая перемещение зоны эффективного ВКР в фокальную область пучка, что может быть использовано в ряде практических задач. Показано, что учет влияния ВКР на молекулах азота может быть принципиально необходим в некоторых случаях распространения в атмосфере лидарных пучков лазерного излучения.

Проблема учета вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) является принципиально важной при анализе возможности передачи энергии мощных лазерных пучков через атмосферу [1], а также в задачах лазерного зондирования и контроля атмосферы. В [1] показано, что при распространении пучка лазерного излучения в атмосфере ВКР оказывает существенное влияние на перераспределение энергии импульса между падающим и рассеянным в стоксову компоненту излучениями; причем формирующийся стоксов пучок обладает большей расходимостью по сравнению с расходимостью пучка падающего излучения.

В данной статье теоретически исследуется прохождение фокусированного лазерного пучка по горизонтальным атмосферным трассам. Параметры излучения в начале трассы соответствуют параметрам излучения, используемого для лазерного зондирования атмосферы [2]. Распространение излучения по трассе описывается уравнениями для комплексных амплитуд волн падающего излучения (ПИ)  $U_p$  и стоксовой компоненты (СК)  $U_s$ . Уравнения описывают дифракцию волн в пространстве, их взаимодействие при ВКР и потери в среде

$$\frac{\partial U_p}{\partial z} + \frac{i}{2\kappa_p} \Delta_{\perp} U_p = - \left( g \frac{\omega_p}{\omega_s} |U_s|^2 + \frac{\alpha_p}{2} \right) U_p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial z} + \frac{i}{2\kappa_s} \Delta_{\perp} U_s = \left( g |U_p|^2 - \frac{\alpha_s}{2} \right) U_s, \quad (2)$$

с граничными условиями для фокусированного гауссовского пучка

$$U_p(r, 0) = U_{p0} \exp \left[ - \left( 1 - i \frac{z_g}{z_{\Phi}} \right) \frac{\bar{r}^2}{2} \right], \quad (3)$$

где  $U_{p0}$  — амплитуда падающей волны в центральной части пучка ( $r = 0$ ) в начале трассы ( $z = 0$ );  $z$  — координата, совпадающая с направлением распространения пучка;  $r$  — радиальная координата;  $\bar{r} = r/a$ ;  $a$  — эффективный радиус пучка;  $\Delta_{\perp}$  — поперечный лапласиан;  $\omega_{p,s}$  и  $\kappa_{p,s}$  — частоты и волновые числа ПИ и СК; при ВКР  $\omega_p - \omega_s = -\omega_k$ ,  $\omega_k$  — частота колебательного (или вращательного) перехода;  $z_d = \kappa_p a^2$  — длина дифракционного расплывания пучка;  $z_{\Phi}$  — длина фокусировки;

$g = \frac{2N\lambda_s^2\lambda_p}{\pi\hbar\Delta\omega_k n_p n_s^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$  — коэффициент усиления стоксовой волны при  $|U_p| = 1$ ;  $N$  — концентрация молекул на трассе;  $\Delta\omega_k$  — ширина линии перехода;  $n_{p,s}$  и  $\lambda_{p,s}$  — показатели преломления и длины волн на частотах  $\omega_{p,s}$ ;  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  — дифференциальное сечение спонтанного комбинационного рассеяния;  $\alpha_{p,s}$  — показатели ослабления ПИ и СК;  $\hbar$  — постоянная Планка.

Уравнения записаны в системе координат, движущейся вместе с импульсом; в них не учитывается изменение населенностей комбинационно-активного перехода за счет эффекта насыщения, которое

имеет место при очень высоких интенсивностях излучения  $I > 10^2$  ГВт/см<sup>2</sup>. Предполагается, что молекулы успевают отслеживать изменение амплитуд полей и что импульсы ПИ и СК из-за дисперсии их групповых скоростей не успевают разойтись по трассе. Эти предположения справедливы при длительности импульса  $t_{\text{и}} \gg 1 / \Delta\omega_k$ ,  $\frac{L}{c} |n_p - n_s|$ ;  $L$  — длина трассы.

Так же как и в [1], в данной статье рассмотрено В.КР на колебательных переходах молекул азота (КВКР). Не учитывалось ВКР на вращательных переходах (ВВКР), которое имеет более низкий порог, чем КВКР. Такой подход позволил выявить существенное влияние КВКР на энергетические характеристики распространяющихся на протяженных атмосферных трассах импульсов высокой энергии. Вращательные переходы имеют в 25–40 раз меньшую частоту перехода ( $59 \text{ см}^{-1}$ ,  $75 \text{ см}^{-1}$ ;  $91 \text{ см}^{-1}$ ) по сравнению с колебательными ( $2331 \text{ см}^{-1}$ ). В экспериментах, описанных в [3], отмечалось, что при значительном превышении порога ВВКР в дальней зоне трассы наблюдалось некоторое ухудшение качества пучка ПИ, но не полное его истощение. Это может служить основанием для предпринятого упрощенного подхода, не учитывающего влияние ВВКР.

В данной статье исследовано КВКР фокусированных лазерных пучков на азоте горизонтальных атмосферных трасс, расположенных на высоте  $H = 5$  и  $20$  км над поверхностью земли. Рассмотрено прохождение прямоугольного импульса  $t_{\text{и}} = 10$  нс с начальной энергией  $E_{p0} \leq 2,5$  Дж; эффективный радиус гауссовского пучка  $a = 10$  см. Величина параметров среды и шумовой заправки СК  $|U_{s0}|$  в среде и на границе такие же, как и в [1].

Решение уравнений (1), (2) с учетом (3) осуществлялось численными методами. Результаты расчетов для случая распространения излучения неодимового лазера ( $\lambda_p = 1,06$  мкм) по трассе ( $H = 5$  км) приведены на рис. 1, где показано перераспределение энергии импульса ПИ между компонентами излучения

$$E_{p,s} = \frac{c}{2} \int_0^{t_{\text{и}}} \int_0^{\infty} |U_{p,s}(z, r, t)|^2 r dr dt. \quad (4)$$

Рассчитывался лазерный пучок ( $E_{p0} = 2,5$  Дж), сфокусированный на расстояниях  $z_{\text{ф}} = 30, 50$ , и  $75$  км (кривые 2, 3, 4). Если для коллимированного пучка ( $z_{\text{ф}} = \infty$ , кривая 1) процесс ВКР не проявляется на заметном уровне СК, то для сфокусированного пучка за счет его сужения в окрестности фокуса показатель усиления СК  $2 \int_0^z (g |U_p(r, z')|^2 - \alpha_s dz')$  значительно увеличивается, что приводит к быстрому росту СК и резкому истощению ПИ. На начальном участке трассы интенсивность ПИ  $I_p = \frac{c}{4\pi} |U_p|^2$  можно описывать формулой [4]

$$|U_p|^2 = \frac{|U_{p0}|^2}{\left(1 - \frac{z}{z_{\text{ф}}}\right)^2 + \frac{z^2}{z_{\text{л}}^2}} \exp \left[ - \frac{r^2}{a^2 \left[ \left(1 - \frac{z}{z_{\text{ф}}}\right)^2 + \frac{z^2}{z_{\text{л}}^2} \right]} - \alpha_p z \right]. \quad (5)$$

Подставив (5) при  $r = 0$  в (2) (при этом  $\Delta_{\perp} U_s = 0$ ), получим уравнение, описывающее изменение СК вдоль оси пучка, решение которого имеет вид

$$|U_s|^2 = |U_{s0}|^2 \exp \left[ 2g |U_{p0}|^2 z_g e^{-\alpha_p z} \arctg \left( \frac{z/z_{\text{л}}}{1 - z/z_{\text{ф}}} \right) - \alpha_s z \right]. \quad (6)$$

Из этой формулы следует, что, подобрав параметры пучка ПИ в начале трассы, можно обеспечить перемещение области эффективного ВКР, в которой СК испытывает быстрый рост и оказывает заметное влияние на ПИ, на участок трассы, расположенный на расстоянии  $z \approx z_{\text{ф}}$ . Такая локализация зоны эффективного ВКР в фокальной области пучка может быть использована в практических задачах, имеющих в основе эффект ВКР. Интерес, например, представляет использование стокового излучения, наряду с ПИ из зоны эффективного ВКР, для получения дополнительной информации о дальних участках трассы лидарного зондирования. Используя формулу (6), можно рассчитывать параметры излучения в начале трассы, при которых влияние ВКР на энергетические характеристики ПИ на определенном участке или на всей трассе будет несущественным.

Эти условия зависят также и от параметров среды, определяющих величины  $g$ ,  $\alpha_p$  и  $\alpha_s$ . Следовательно, условия зависят от высоты трассы  $H$ . На рис. 2 показано изменение энергии импульса ПИ ( $t_{\text{и}} = 10$  нс,  $\lambda_p = 1,06$  мкм,  $E_{p0} = 2,5$  Дж,  $a = 10$  см) и СК ( $\lambda_s = 1,41$  мкм) на трассах, расположенных на разных высотах (кривые 1  $H = 20$  км; кривые 2  $H = 5$  км). На большей высоте меньше потерь

энергии в среде из-за уменьшения  $\alpha_{p,s}$ , а область эффективного ВКР несколько смещена в дальнюю зону трассы из-за уменьшения отношения  $N/\Delta\omega_R$ .

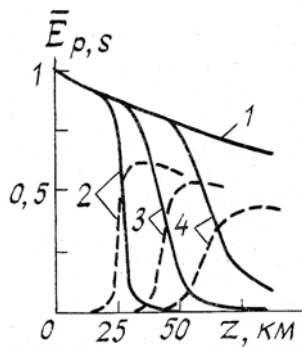


Рис. 1. Изменение энергии импульса падающего  $E_p$  (сплошные кривые) и стоксового  $E_s$  (штриховые) излучений вдоль направления распространения  $z$  при различных фокусировках пучка в начале трассы: кривая 1 — коллимированный пучок ( $z_\Phi = \infty$ ); 2 —  $z_\Phi = 30$  км; 3 —  $z_\Phi = 50$  км; 4 —  $z_\Phi = 75$  км.  
 $\bar{E}_{p,s} = E_{p,s}/E_{p0}$ ,  $E_{p0} = E_p$  при  $z = 0$

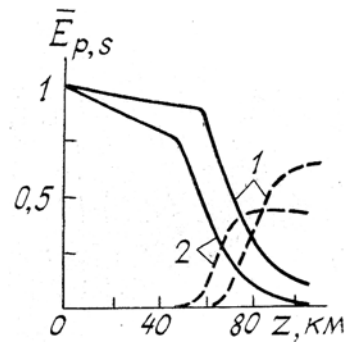


Рис. 2. Изменение энергии импульса падающего  $E_p$  (сплошные кривые) и стоксового  $E_s$  (штриховые) излучений вдоль направления распространения  $z$  по трассам, расположенным на высоте  $H$ : 1 —  $H = 20$  км; 2 —  $H = 5$  км,  $\bar{E}_{p,s} = E_{p,s}/E_{p0}$ ,  $E_{p0} = E_p$  при  $z = 0$

Энергия импульса является интегральным параметром (см. (4)) и поэтому зависимости ее от расстояния  $z$  на рис. 1 и рис. 2 не отражают изменение распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка вдоль трассы. На начальном участке трассы такую информацию о пучке ПИ дает формула (5), а изменение интенсивности формирующегося пучка СК вдоль  $z$  описывается формулой (6). На рис. 3 показано изменение распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка ПИ  $I_p$  и СК  $I_s$  вдоль направления распространения  $z$ , полученное численным решением на ЭВМ системы уравнений (1)–(2) с учетом (3) для  $H = 5$  км,  $z_\Phi = 50$  км и следующих параметров ПИ:  $\lambda_p = 0,53$  мкм,  $E_{p0} = 0,8$  Дж,  $t_{п} = 10$  нс,  $a = 10$  см. Уменьшение вдвое длины волны  $\lambda_p$  привело к увеличению в 2,9 раза значения  $g$  и, следовательно, уменьшилась втрое энергия импульса  $E_{p0}$ , при которой процесс ВКР является эффективным. Для третьей гармоники неодимового лазера  $\lambda_p = 0,353$  мкм процесс ВКР является эффективным при  $E_{p0} = 0,5$  Дж.

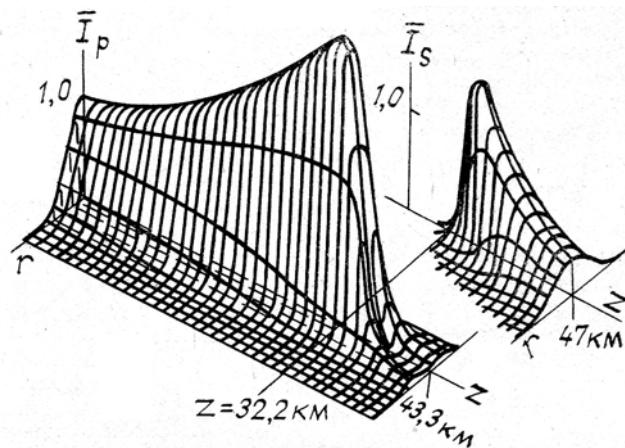


Рис. 3. Распределение интенсивности падающего  $I_p$  и стоксового  $I_s$  излучений в поперечном сечении пучка ( $r$  — радиальная координата) вдоль направления распространения  $z$ .  $\bar{I}_p = I_p/I_{p0}$ ;  $\bar{I}_s = I_s/I_{p0}$ ;  $I_{p0} = I_p$  при  $z = 0$

Сужение пучка ПИ на начальном участке трассы (эффективный радиус  $r_{эф} = a \sqrt{\left(1 - \frac{z}{z_\Phi}\right)^2 + \frac{z^2}{z_1^2}}$ )

приводит к увеличению интенсивности в центральной части пучка. Поэтому в области эффективного ВКР ПИ быстро истощается прежде всего в центре пучка, а формирующийся пучок СК также быстро увеличивает интенсивность в пучке и увеличивается его радиус. После истощения ПИ интенсивность СК быстро уменьшается за счет расплывания пучка и за счет ослабления излучения в атмосфере. За-

метим, что дифракционное расширение сформировавшегося пучка СК более быстрое, чем пучка ПИ. Это относится как к случаям коллимированных в начале трассы пучков [1], так и к случаям сфокусированных пучков ПИ.

Таким образом, фокусировка лазерных пучков на атмосферных трассах существенно увеличивает эффективность ВКР. В фокальной области пучка это приводит к полному истощению ПИ, блокируя его дальнейшее распространение. При необходимости возможно локализовать эффект ВКР на заданном участке трассы, что может быть использовано в ряде практических задач. Например, в задаче ограничения по длине участка трассы, на котором должно распространяться ПИ, или создания области на трассе, после которой начинается распространение излучения двух длин волн: на длине волны ПИ и длине волны СК; либо только СК.

Исследование показало, что при распространении в атмосфере лазерного излучения учет влияния ВКР на молекулах азота может быть принципиально необходим не только в задачах передачи мощного лазерного излучения [1], но и в задачах зондирования атмосферы. Очень важным является вопрос о конкуренции ВКР на вращательных и колебательных переходах молекул. Если ВКР на колебательных переходах молекул азота сказывается на десятках километров, то ВКР на вращательных переходах, для которых сечение комбинационного рассеяния на порядок величины больше, чем для колебательных, может проявляться на расстояниях в сотни метров [3].

1. Садовников В. П., Стрелков Г. М., Шаляев М. Ф. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1123–1129.
2. Fifteenth International Lasers Conference. July 23–27. 1990. USSR. Abstracts of papers. IAO. Part 1.
3. Hennesian M. A., Swift C. D., Murray J. R. // Optics Letters. 1985. V. 10. № 11. P. 565–567.
4. Бетин А. А., Пасманик Г. А. // Квантовая электроника. 1973. № 4. С. 60–68.

Институт радиоэлектроники АН СССР,  
Москва

Поступила в редакцию  
9 августа 1991 г.

**M. F. Shalyaev, V. P. Sadovnikov. Stimulated Raman Scattering of a Pulsed Laser Beam Focused in the Atmosphere.**

A theoretical investigation of stimulated Raman scattering of short pulses of laser radiation focused in the atmosphere is discussed. The beam focusing makes the stimulated Raman effect stronger and localizes the zone of its greatest efficiency within the beam caustic, that can be useful for some practical applications. It is shown that the account for stimulated Raman effect on the atmospheric nitrogen could be of practical importance in some lidar applications.