

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК. 538. 576. 452. 1

М.Ф. Шаляев, В.П. Садовников

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СЛАБОФОКУСИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ НА ВЕРТИКАЛЬНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ТРАССАХ

Рассмотрено влияние вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) на прохождение слабофокусированных лазерных пучков по вертикальным атмосферным трассам. Определены пороговые для ВКР уровни энергии лазерного импульса на таких трассах. Установлено, что ВКР эффективнее проявляется при прохождении излучения сверху вниз, чем в обратном направлении.

В настоящее время растет количество работ, посвященных исследованиям процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в атмосфере. Высказываются идеи и предложения о необходимости учета, а также использования эффекта ВКР на атмосферных трассах в практических целях (см., например, [1–3]). Указанные работы свидетельствуют об актуальности исследований эффектов нелинейной оптики, проявляющихся при распространении лазерного излучения по протяженным атмосферным трассам, на которых они могут быть существенными при интенсивностях излучения, на три порядка величины меньших, чем пороговые интенсивности таких явлений в кюветах.

В [1, 2] показано, что ВКР может существенно влиять на распространение лазерных пучков на горизонтальных атмосферных трассах. В [2] рассмотрено прохождение по таким трассам фокусированных импульсных пучков излучения, параметры которых соответствуют параметрам излучения, используемого в некоторых задачах лазерного зондирования в атмосфере. В данной статье рассматривается прохождение слабофокусированных (фокусное расстояние $z_{\phi} \gtrsim z_d$, где z_d – дифракционная длина) лазерных пучков по вертикальным атмосферным трассам (к таким случаям также могут быть сведены задачи о прохождении излучения по наклонным трассам).

Для вертикальных атмосферных трасс характерно значительное изменение параметров среды, определяющих процессы поглощения и рассеяния энергии излучения (в том числе и комбинационного рассеяния). Учитывалось ВКР только на молекулах основной газовой компоненты атмосферы N_2 . Считалось, что излучение имеет линейную поляризацию поля, поэтому, как и в [1, 2], учитывалось ВКР только на колебательных переходах молекул. Для наблюдения ВКР на вращательных переходах молекул азота в области давлений менее 2 атм требуется применение мощных лазерных пучков с круговой поляризацией поля [4]. Несмотря на то, что при длине волны излучения $\lambda_p = 0,53$ мкм для азота сечение комбинационного рассеяния $d\sigma/d\Omega$ на вращательных переходах имеет на порядок большую величину, чем на колебательных переходах, при линейной поляризации поля в [4] экспериментально наблюдалось только ВКР на колебательных переходах.

Распространение излучения по трассе описывается уравнениями для комплексных амплитуд волн падающего излучения (ПИ) ϵ_p и стоксовой компоненты (СК) ϵ_s , записанных с учетом ранее принятых предположений (см. [1]); уравнения описывают дифракцию волн в пространстве, их взаимодействие при ВКР и потери в среде

$$\frac{\partial \epsilon_p}{\partial z} + \frac{i}{2k_p} \Delta_{\perp} \epsilon_p = - \left(g \frac{\omega_p}{\omega_s} |\epsilon_s|^2 + \frac{\alpha_p}{2} \right) \epsilon_p ; \quad (1)$$

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

где z – координата, совпадающая с направлением распространения; Δ_{\perp} – поперечный Лапласиан; $\omega_{p,s}$ и $k_{p,s}$ – частоты и волновые числа ПИ и СК; $g = \frac{N \lambda_p \lambda_s^2}{2\pi \hbar \Delta\omega} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ – показатель усиления

стоксовой волны при $\mathcal{E}_p = 1$; $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ – дифференциальное сечение спонтанного комбинированного рассеяния; $\lambda_{p,s}$ – длины волн и $\alpha_{p,s}$ – показатели ослабления для ПИ и СК; \hbar – постоянная Планка; N – концентрация комбинационно активных молекул на трассе; $\Delta\omega = \pi \Delta f$; Δf – ширина линии комбинированного перехода.

На вертикальных трассах необходимо учитывать изменение вдоль трассы входящих в уравнения (1) и (2) величин, определяющих поглощение компонент излучения, $\alpha_{p,s}$ и эффективность процесса ВКР – концентрацию молекул азота N и Δf . При прохождении пучка снизу вверх среда становится менее плотной – это определяет различные условия возникновения и усиления стоксовой компоненты при распространении ПИ во взаимно противоположных направлениях: снизу вверх и наоборот.

На практике часто для уменьшения дифракционной расходимости пучка в начале трассы его фокусируют. Сильная фокусировка ($z_{\phi} < z_d$), как показано в [2], способствует усилению процесса ВКР, перемещая его эффективную зону в фокальную область пучка. Здесь рассматривается случай слабой фокусировки пучка ($z_{\phi} \gtrsim z_d$), позволяющий снизить его расходимость на расстояниях $\gtrsim z_d$.

В расчетах принималось, что в начале трассы имеется прямоугольный (длительностью $t_n = 10$ нс) импульс излучения второй гармоники неодимового лазера, $\lambda_p = 0,53$ мкм. Распределение амплитуды \mathcal{E}_p в поперечном сечении при $z = 0$ описывается гауссовой кривой

$$\mathcal{E}_p(r, 0) = \mathcal{E}_{p0} \exp \left[- \left(1 - i \frac{z_d}{z_{\phi}} \right) \frac{\bar{r}^2}{2} \right], \quad (3)$$

где \mathcal{E}_{p0} – амплитуда в центральной части пучка ($r = 0$); r – радиальная координата; $\bar{r} = r/a$; a – эффективный радиус пучка. При этих параметрах $z_d \simeq 30$ км. В расчетах z_{ϕ} равно 40 км. Высота зависимость параметров атмосферы N , Δf и $\alpha_{p,s}$ использовалась из данных, помещенных в [5, 6].

Решение уравнений (1), (2) с учетом граничного условия (3) осуществлялось численными методами. Затравка СК в среде в начале трассы определялась так же, как и в [1, 2]. Изменение энергии компонент излучения $E_{p,s}$ рассчитывалось в соответствии с решениями (1), (2) по формуле

$$E_{p,s}(z) = \frac{c}{2} \int_0^{t_n} \int_0^{\infty} |\mathcal{E}_p(z, r, t)|^2 r dr dt. \quad (4)$$

На рис. 1 приведены графики распределения вдоль трассы z значений $E_{p,s}$, нормированных на входную энергию ПИ E_{p0} , рассчитанных для случая прохождения пучка по вертикальной трассе снизу вверх от земли (кривые 1, 2, 3) при начальных энергиях E_{p0} . Из рис. 1 следует, что незначительное изменение энергии пучка в начале трассы существенно влияет на перераспределение энергии между компонентами излучения. Если при $E_{p0} = 0,5$ Дж (интенсивность излучения в центре пучка $I_{p0} = 640$ кВт/см²) СК не проявляется на заметном уровне до высот, больших 30 км, то при $E_{p0} = 0,833$ Дж СК становится существенной уже на высоте $\simeq 16$ км, где с прохождением по трассе она быстро возрастает, источая ПИ. Такой участок трассы в [1, 2] называли зоной или областью эффективного ВКР. На высотах более 30 км изменение энергии компонент излучения практически прекращается; здесь энергия СК составля-

ет около 40% от первоначальной энергии ПИ E_{p0} . Дальнейшее увеличение E_{p0} <сдвигает> область эффективного ВКР ближе к началу трассы, а в конце ее СК составляет более 40%, и уменьшается <остаточная> энергия ПИ.

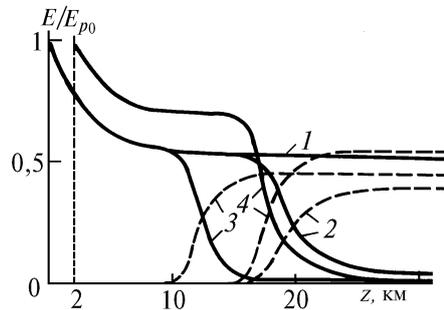


Рис. 1. Распределение E_p и E_s вдоль направления трассы: кривая 1 – $E_{p0} = 0,5$; 2 – 0,833; 3 – 1,25; 4 – 0,833 Дж (трасса начинается с 2 км). Сплошная линия – падающее излучение, штриховая – стоковая компонента

Кривая 4 соответствует случаю, когда трасса начинается с высоты 2 км. На этой высоте вдвое уменьшается α_s относительно значения у самой земли и в 1,5 раза – α_p . Показатель усиления СК на высоте 2 км уменьшается всего на 6%. Зона эффективного ВКР в этом случае начинается ранее, чем в случае послышки этого же пучка от земли, а доля энергии СК в конце трассы вырастает до 55%.

Характер поведения кривых на рис. 1 имеет общее сходство с поведением соответствующих им кривых на горизонтальных трассах (см. [1, 2]). Их относительные различия обусловлены высотным изменением параметров среды на вертикальных трассах. Существенно отличается поведение аналогичных кривых для вертикальных трасс в случае распространения пучка сверху вниз. На рис. 2, а приведены зависимости $E_{p,s} / E_{p0}$ от высоты, рассчитанные для $E_{p0} = 0,5$ Дж в случаях послышки одного и того же пучка сверху вниз по трассе с различных высот. Если при прохождении этого пучка снизу вверх СК не проявляется на заметном уровне, т.е. находится как бы ниже порога ее регистрации, то при прохождении трассы сверху вниз (рис. 2, а) СК вырастает в некоторых случаях до 30%; эта величина зависит от высоты начала трассы. Следовательно, при прохождении пучка по трассе сверху вниз процесс ВКР идет эффективнее. В этом случае пучок входит в более плотную среду, что сопровождается усилением СК.

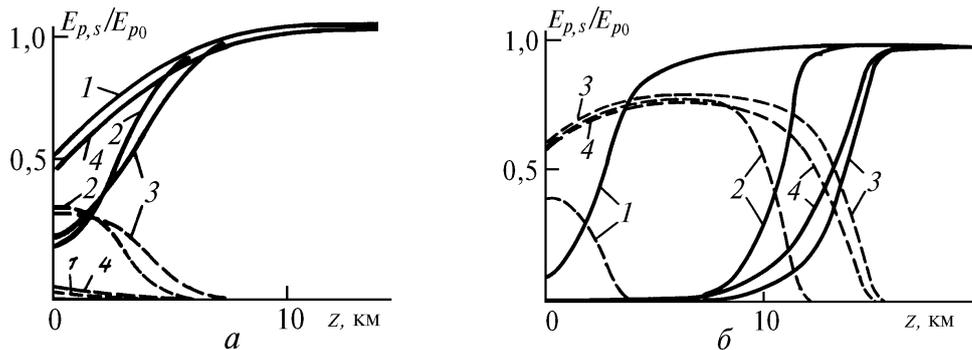


Рис. 2. Распределение вдоль трассы энергии падающего излучения E_p (сплошные линии) и стоковой компоненты (штриховые) E_s , нормированных на начальную величину $E_p(z=0) = E_{p0}$: а) кривая 1 – $H = 20$; 2 – 25; 3 – 35; 4 – 40 км; б) кривая 1 – $H = 15$; 2 – 25; 3 – 35; 4 – 40 км

На рис. 2, б приведены графики $E_{p,s} / E_{p0}$ для случая прохождения пучка по трассе в направлении сверху вниз при $E_{p0} = 0,833$ Дж. Из рисунка видно, что в отдельных случаях доля энергии СК может достигать 80% от энергии ПИ в начале трассы.

Таким образом, энергетические характеристики компонент излучения при распространении одного и того же лазерного пучка по вертикальной трассе в взаимно противоположных направлениях существенно различаются. Эта невзаимность характеристик обусловлена распределением параметров среды в атмосфере и усиливается нелинейностью от интенсивности излучения процесса ВКР. Поскольку ВКР проявляется при прохождении излучения, используемого для лазерного зондирования на протяженных атмосферных трассах, то для корректной обработки данных зондирования потребуются алгоритмы, учитывающие возможность влияния ВКР на распространение излучения в атмосфере.

1. Садовников В.П., Стрелков Г.М., Шаляев М.Ф. // Оптика атмосферы. 1989. Т.2. №11. С. 1123–1129.
2. Шаляев М.Ф., Садовников В.П. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. №11. С. 1123–1127.
3. Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н., Шевчук И.А. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. №2. С. 143–145.
4. Авербах В.С., Макаров А.И., Таланов В.И. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. №4. С. 823–829.
5. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы / В.Е. Зуев, В.С. Комаров Л.: Гидрометеониздат, 1986. 246 с.
6. Ипполитов И.И., Комаров В.С., Мицель А.А. // Спектроскопические методы зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1985. С. 144.

Институт радиотехники
и электроники РАН, Москва

Поступила в редакцию
12 августа 1993 г.

M.F. Shalyaev, V.P. Sadovnikov. Stimulated Raman Scattering of Weakly Focused Laser Beams Propagating Along Vertical Paths in the Atmosphere.

This paper deals with the analysis of stimulated Raman scattering (SRS) effect on the propagation of weakly focused laser beams along vertical paths in the atmosphere. As a result, the threshold levels of a laser pulse energy for the SRS to occur on such paths were determined. It is also shown in this paper that the SRS effect is more strong when the laser pulse propagates downward in the atmosphere than in the case of upward propagation.