

В.П. Садовников, Г.М. Стрелков, М.Ф. Шаляев

ИСКАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В КОМБИНАЦИОННО-РАСSEИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

В квазиоптическом приближении численно исследовано влияние вынужденного комбинационного рассеивания (ВКР) на распространение лазерного импульса на горизонтальных атмосферных трассах. Показано, что процесс ВКР существенно влияет на перераспределение энергии мощного лазерного импульса между падающей и стоксовой компонентами излучения. Установлено, что стоксов пучок меняет свой профиль на трассе и затем быстро расплывается в пространстве. Эффект ВКР усиливается при уменьшении длины волны падающего излучения и незначительно ослабевает на высотных (до 20 км) трассах.

Вынужденное комбинационное рассеяние является принципиально важным при анализе возможности передачи энергии мощных лазеров через атмосферу, а также в задачах лазерного зондирования и контроля атмосферы [1, 2]. ВКР исследовалось во многих работах по преобразованию частоты лазерного излучения в кюветах и фактически не рассматривалось в условиях распространения лазерных пучков по протяженным трассам реальной атмосферы. В [3, 4] теоретически исследуется ВКР лазерных пучков в газах, составляющих атмосферу, но расчеты не связаны с конкретными параметрами атмосферы. Кроме того, в них не учитывается ослабление излучения вдоль направления распространения. Учет ослабления компонент излучения на протяженных атмосферных трассах необходим, поскольку показатель ослабления стоксовой компоненты определяет порог ВКР. В [1] показано, что при распространении интенсивного лазерного пучка на приземной трассе процесс ВКР оказывает существенное влияние на перераспределение энергии импульса между компонентами излучения. В данной работе исследуется влияние процесса ВКР на распространение мощных лазерных пучков на протяженных горизонтальных трассах, проходящих на высотах H , равных 5 и 20 км над поверхностью Земли.

Распространение излучения по трассе описывается уравнениями для комплексных амплитуд волн падающего излучения (ПИ) ε_p и стоксовой компоненты (СК) ε_s ; уравнения описывают дифракцию волн в пространстве, их взаимодействие при ВКР и потери в среде:

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

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

где z — координата, совпадающая с направлением распространения пучка; Δ_{\perp} — поперечный лапласиан; $\omega_{p,s}$ и $\kappa_{p,s}$ — частоты и волновые числа ПИ и СК (при ВКР $\omega_p - \omega_s = \omega_k$; ω_k — частота колебательного (или вращательного) перехода молекулы); $g = \frac{2N\lambda_s^2\lambda_p}{\pi\hbar\Delta\omega_k n_p n_s^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$ — коэффициент усиления стоксовой волны при $|\varepsilon_p| = 1$; N — концентрация молекул на трассе; $\Delta\omega_k$ — ширина линии колебательного перехода; $n_{p,s}$ и $\lambda_{p,s}$ — показатель преломления и длина волны на частотах $\omega_{p,s}$; $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ — дифференциальное сечение спонтанного комбинационного рассеяния; α_p и α_s — показатели ослабления ПИ и СК соответственно; \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 наблюдается при очень высоких интенсивностях излучения ($J > 10^2$ ГВт/см²). Предполагается, что колебания молекул 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 $t_{\text{и}} \gg (1/\Delta\omega_k, \frac{L}{c}|n_p - n_s|)$, где L — длина трассы.

Влияние процесса ВКР на энергетические характеристики прямоугольного лазерного импульса длительностью $t_{\text{и}} = 10^{-6}$ с, распространяющегося в атмосфере, исследовалось на основе численной

методики, изложенной в [10]. Рассматривалось ВКР на колебательных переходах молекул азота ($\nu_k = \frac{\omega_k}{2\pi c} = 2330 \text{ см}^{-1}$). В начале трассы ($z = 0$) коллимированный пучок ПИ имеет гауссов профиль (эффективный радиус пучка $r_0 = 10 \text{ см}$). Начальная энергия импульса $E_{p0} = \pi r_0^2 t_n J_0$, где J_0 — начальная интенсивность на оси пучка. Затравкой СК в среде и на ее границе является шум спонтанного комбинационного рассеяния [5] в телесном угле дифракционной расходимости $|\epsilon_{s0}|^2 = \frac{\pi \hbar \lambda_p^2 \Delta \omega_k}{2 r_0^2 \lambda_s^3}$. В зависимости от H изменяются концентрация молекул и температура в среде [6, 7], которые определяют ширину линии $\Delta \omega_k$. В расчетах в качестве $\Delta \omega_k$ принималась ширина фойгтовского контура линии. Величина $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ определялась по формуле [8] $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{A v_s^4}{(v_i^2 - v_p^2)^2}$, где $A = 3,02 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}$; $v_i = 8,95 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$; $v_{p,s} = \omega_{p,s}/2\pi c$. Показатели ослабления компонент излучения в атмосфере найдены в [9]. В таблице приведены параметры для численного решения системы уравнений (1)–(2), описывающих случаи распространения лазерного импульса по горизонтальным трассам длиной 140 км, проходящим на высоте H над поверхностью Земли.

Параметры численного решения уравнений (1), (2)

λ_p , мкм	H , км	$g \cdot 10^{-9}$, см ² /эрг	$ \epsilon_{s0} ^2 \cdot 10^{-15}$, эрг/см ³	$a_p \cdot 10^{-8}$, см ⁻¹	$a_s \cdot 10^{-8}$, см ⁻¹
1,06	5	1,185	0,828	4,7	4,27
	20	0,966	0,126	0,225	0,246
0,53	5	3,436	2,61	16	10,9
	20	2,802	0,397	1,78	1,137

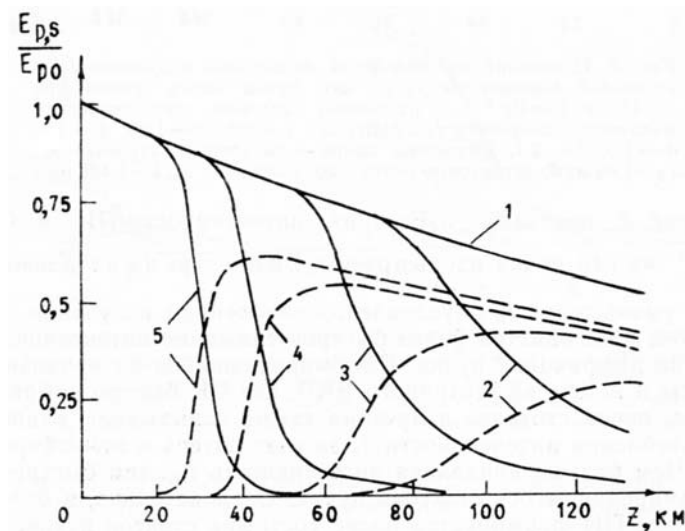


Рис. 1. Перераспределение энергии $E_{p,s}$ между компонентами излучения на трассе при $r_0 = 10 \text{ см}$, $t_n = 10^{-6} \text{ с}$ и различных начальных энергиях импульса $E_{p,0}$, Дж: 1—250; 2—330; 3—377; 4—500; 5—660. Сплошные линии — падающее излучение E_p , $\lambda_p = 1,06 \text{ мкм}$; штриховые — стоксово излучение E_s , $\lambda_s = 1,408 \text{ мкм}$

Результаты расчета для случая распространения излучения неодимового лазера ($\lambda_p = 1,06 \text{ мкм}$) по трассе на высоте 5 км приведены на рис. 1, где показано перераспределение энергии импульса

$$E_{p,s} = \frac{c}{2} \int_0^{t_n} \int_0^\infty |\epsilon_{p,s}(z, r, t)|^2 r dr dt, \quad (3)$$

где r — поперечная координата, между компонентами излучения. Видно, что если в начале трассы энергия ПИ $E_p \approx 250$ Дж, процесс ВКР не проявляется; изменение энергии ПИ на трассе определяется, практически, только потерями. С увеличением E_{p0} процесс ВКР начинает проявляться и оказывает существенное влияние на перераспределение энергии излучения между его компонентами. При $E_{p0} \approx 500$ Дж уже на первой половине трассы энергия ПИ практически полностью исчерпывается: помимо потерь в среде часть ее, пропорциональная $\frac{\omega_k}{\omega_p}$, расходуется на возбуждение молекул при

ВКР, а остальная часть, пропорциональная $\frac{\omega_s}{\omega_p}$, преобразуется в стоксову компоненту, которая затем распространяется со своим показателем ослабления. Разность между энергиями импульса ПИ (кривая 1) и СК (кривые 4 и 5) на этом участке трассы приблизительно равна энергии, затраченной на возбуждение молекул при ВКР.

Наибольшее влияние ВКР оказывает на участках трассы, где энергия СК становится сравнимой с энергией ПИ. На этих участках ВКР является доминирующим процессом, определяющим изменение энергии ПИ. Здесь явно проявляется нелинейный характер протекания этого процесса. Следует иметь в виду, что приведенные на рис. 1 зависимости являются усредненными по времени и по сечению пучка. Эффективность ВКР зависит от интенсивностей ПИ и СК, на изменение которых помимо процесса ВКР влияют одновременно эффекты ослабления излучения на трассе и дифракционное расплывание пучка.

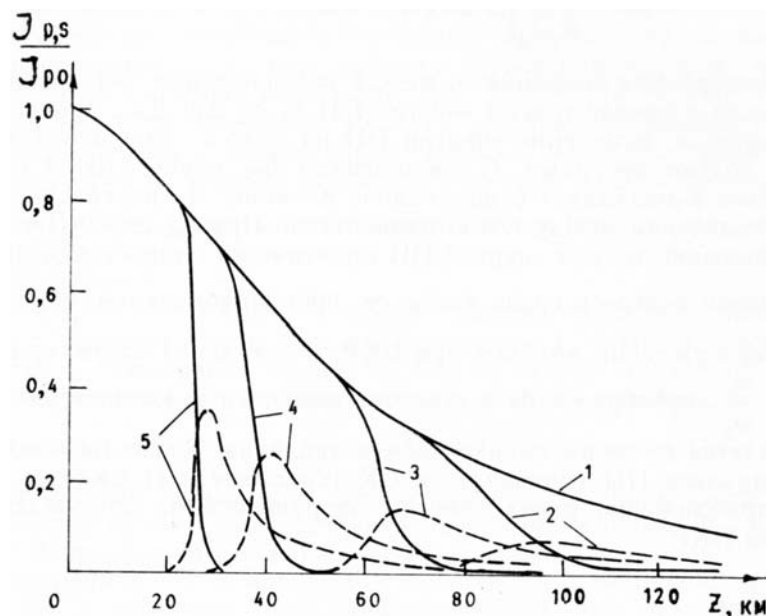


Рис. 2. Изменение интенсивности падающего излучения J_p и стоксовой компоненты J_s на оси пучка вдоль трассы при $r_0 = 10$ см, $t_w = 10^{-6}$ с и различных начальных интенсивностях падающего излучения J_{p0} , МВт/см²: 1—0,8; 2—1,05; 3—1,2; 4—1,6; 5—2,1. Сплошные линии — падающее излучение J_p , $\lambda_p = 1,06$ мкм; штриховые — стоксово излучение J_s , $\lambda = 1,408$ мкм

На рис. 2 показаны изменения интенсивности ПИ и СК $J_{p,s} = \frac{c}{4\pi} |\epsilon_{p,s}|^2$ на оси пучка вдоль трассы. Видно, что на начальном участке трассы уменьшение J_p обусловлено ослаблением излучения в атмосфере; затем наблюдается более быстрое снижение интенсивности, что обусловлено дифракцией пучка. Сформировавшийся на начальном участке трассы и в зоне эффективного ВКР, где СК быстро вырастает до максимума, пучок стоксова излучения также испытывает влияние эффектов ослабления интенсивности J_s за счет потерь в атмосфере и дифракции. Чем больше начальная интенсивность J_{p0} , тем быстрее убывает J_s сформировавшегося стоксова пучка. Следовательно, в более мощном импульсе ПИ формируется более «острый» стоксов пучок, другими словами, эффективный радиус стоксова пучка уменьшается с ростом J_{p0} .

Для начального участка трассы, где можно пренебречь дифракцией пучка и влиянием СК на ПИ, из (1) и (2) можно получить выражение для $J_s(r, z)$:

$$I_s(\bar{r}, z) = I_{s0} \exp \left[2g |\epsilon_{p0}|^2 e^{-\alpha_p z} \frac{1 - e^{-\alpha_p z}}{\alpha_p} - \alpha_s z \right], \quad (4)$$

$r = r/r_0$; J_{s0} — интенсивность шумов на частоте СК ω_s . Из этой формулы следует, что СК будет усиливаться, если выполняется условие пороговой интенсивности $J_p > J_{\text{пор}} = \frac{c\alpha_s}{8\pi g}$. Это условие порога ВКР также следует из (2). При гауссовом пучке ПИ процесс ВКР развивается только в канале пучка, ограниченном $r < \sqrt{-\ln\left(\frac{c\alpha_s}{8\pi g J_{p0}}\right)}$. Если для стокова пучка эффективный радиус \bar{r}_s определить как и для гауссова пучка на уровне e^{-1} , то из (4) можно получить

$$\bar{r}_s = \sqrt{-\ln\left(1 - \frac{\alpha_p}{2g|\epsilon_{p0}|^2(1 - e^{-\alpha_p z})}\right)}. \quad (5)$$

В начале трассы $\alpha_p z \ll 1$, поэтому $\bar{r}_s \approx \sqrt{-\ln\left(1 - \frac{1}{2g|\epsilon_{p0}|^2 z}\right)}$, здесь $2g|\epsilon_{p0}|^2 z > 1$. Из этой формулы следует, что на начальном участке трассы стоков пучок обостряется тем быстрее, чем больше $|\epsilon_{p0}|^2$, т. е. чем больше интенсивность J_{p0} . Отметим, что формирующийся стоков пучок (4) не является гауссовым. Очевидно, профиль пучка будет меняться по трассе из-за дифракции его и пучка ПИ и в основном из-за ослабления усиления в центральной части, где прежде всего истощается ПИ. Эти выводы подтверждены результатами расчетов.

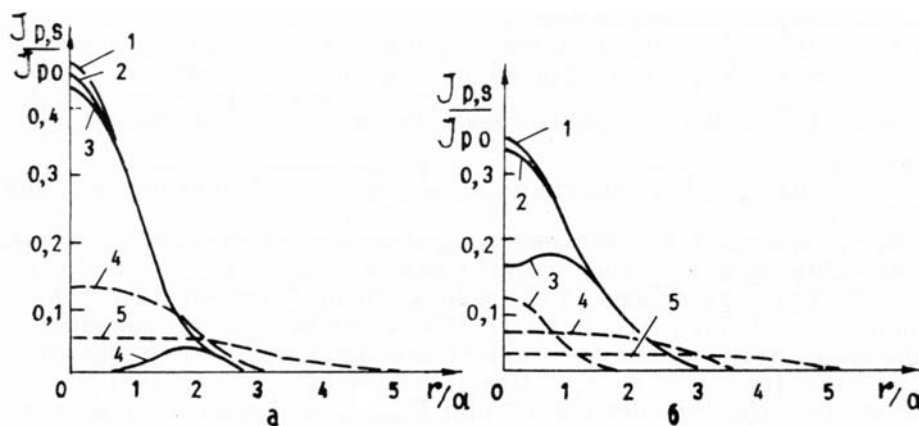


Рис. 3. Распределение интенсивности компонент излучения $J_{p,s}$ в сечении пучка, расположенном на расстоянии 51 км (а) и 64,5 км (б) для различных начальных интенсивностей падающего излучения на оси пучка J_{p0} , МВт/см²: 1—0,8; 2—1,05; 3—1,2; 4—1,6; 5—2,1. Сплошные линии — падающее излучение J_p , $\lambda_p = 1,06$ мкм; штриховые — стоково излучение J_s , $\lambda = 1,408$ мкм

На рис. 3 для рассмотренных выше случаев показано распределение $J_{p,s}$ в сечениях пучка, расположенных на различных расстояниях. На расстоянии 51 км для начальных энергий импульса E_{p0} , равных 250, 330 и 377 Дж (кривые 1, 2, 3), влияние ВКР мало; оно увеличивается в центральной части пучка с увеличением E_{p0} . Для $E_{p0} = 500$ Дж (кривые 4) сформировавшийся на начальном участке трассы стоков пучок уже расширился и существенно отличается от гауссова — это результат усиления СК в канале пучка ПИ, имеющего здесь кольцевой профиль. В случае $E_{p0} = 660$ Дж ПИ практически полностью исчерпалось, а стоков пучок (кривые 5) имеет плоское распределение интенсивности в центральной части, вплоть до $\bar{r} = 2$, и значительно более широкий пучок, чем пучок ПИ для случаев 1, 2, 3.

На рис. 3,б ПИ полностью исчерпано и для случая $E_{p0} = 500$ Дж (кривая 4), а профили стоковых пучков (кривые 4 и 5) имеют широкую плоскую вершину. Для $E_{p0} = 377$ Дж сформировался заметный стоков пучок, а в профиле пучка ПИ появился провал в центре. В случаях $E_{p0} = 250$ и 330 Дж заметно уменьшение интенсивности J_p за счет ослабления излучения в атмосфере и дифракционного уширения (ср. с рис. 3,а).

Анализ результатов, представленных на рис. 3, позволяет считать, что профиль пучка СК формируется в основном под влиянием неравномерного распределения по сечению пучка усиления СК, которое меняется по трассе и связано с изменением профиля пучка ПИ.

Другим фактором, оказывающим влияние на СК, является дифракционное расширение пучка. В начале трассы для пучка ПИ дифракционная длина $L_g = 57,6$ км, а сформировавшийся стоков пучок может иметь в несколько раз меньшую L_g . Так, для $E_{p0} = 660$ Дж стоков пучок на расстоянии

$z = 23$ км, где интенсивность J_s вблизи оси составляет 1% от интенсивности J_{p0} , имеет длину дифракции ($L_g = 11,5$ км) в пять раз меньшую, чем пучок ПИ. Поэтому на расстоянии $z = 51$ км стоксов пучок (кривая 5, рис. 3, а) сильно расширяется.

Оказывает влияние на стоксов пучок и затухание компонент излучения по трассе. Так, показатель ослабления СК α_s определяет радиус канала, в котором усиливается СК, а показатель ослабления ПИ α_p из (5) — радиус стоксова пучка.

Усиление СК определяется параметром g , значение которого зависит от λ_p . Упростив зависимость сечения спонтанного комбинационного рассеяния от длины волны за счет $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{\lambda_s}$ и заменив

$$\frac{1}{\lambda_s} = \frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_k} \text{ на } \lambda_k = 1/\nu_k, \text{ получим } g \sim \frac{(\lambda_k - \lambda_p)^2}{\lambda_k^2 \lambda_p}.$$

Уменьшение длины волны λ_p приводит к уменьшению g и способствует проявлению эффектов ВКР при меньших интенсивностях J_{p0} и на более близких к началу участках трассы. Так, использование излучения второй гармоники неодимового лазера с $\lambda_p = 0,53$ мкм приводит к увеличению g в 2,9 раза (см. таблицу). Расчет для принятых выше начальных параметров ($t_{п} = 10^{-6}$ с, $r_0 = 10$ см) ПИ при $\lambda_p = 0,53$ мкм показал, что область эффективного ВКР при $E_{p0} = 250$ Дж находится на расстоянии z от 20 до 40 км, тогда как при $\lambda_p = 1,06$ мкм в этом случае ВКР на трассе не проявлялось (ср. кривые 1 на рис. 1 и рис. 4).

На рис. 4 для сравнения приведены результаты расчета изменения энергии импульса компонент излучения $E_{p,s}$ на трассах, расположенных на разных высотах при одном и том же пучке ПИ в начале трассы: $t_{п} = 10^{-6}$ с, $r_0 = 10$ см. С увеличением высоты уменьшаются N и $\Delta\omega_k$. Однако до высот ~ 15 км отношение $N/\Delta\omega_k$, а следовательно, и величина $g/N\Delta\omega_k$ меняются мало. На высоте 20 км параметр g в 1,23 раза меньше, чем на высоте 5 км. Это влечет за собой сдвиг (по трассе) области эффективного проявления ВКР в сторону больших r по сравнению со случаем $H = 5$ км. На высоких трассах существенно уменьшаются также потери энергии в атмосфере из-за уменьшения $\alpha_{p,s}(H)$.

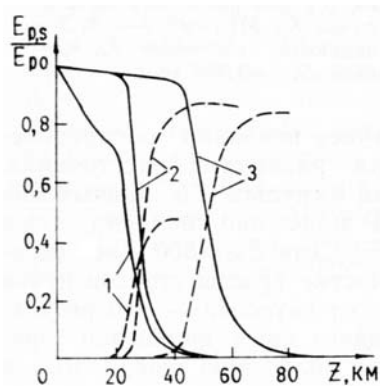


Рис. 4. Изменение энергии компонент излучения $E_{p,s}$ на трассах, расположенных на разных высотах: 1— $H = 5$ км, $E_{p0} = 250$ Дж; 2— $H = 20$ км, $E_{p0} = 250$ Дж; 3— $H = 20$ км, $E_{p0} = 150$ Дж. Сплошные линии — падающее излучение J_p , $\lambda_p = 0,53$ мкм; штриховые — стоксово излучение E_s , $\lambda_s = 0,605$ мкм

Таким образом, ВКР оказывает значительное влияние на перераспределение энергии мощных лазерных импульсов между СК и ПИ. При интенсивностях излучения неодимового лазера ($\lambda_p = 1,06$ мкм) $J_{p0} > 0,8 \frac{\text{МВт}}{\text{см}^2}$ процесс ВКР на определенных участках трассы оказывается доминирующим процессом, определяя быстрое уменьшение интенсивности ПИ и рост интенсивности СК. Формирование пучка СК осуществляется на начальных участках трассы и в области эффективного ВКР. После истощения энергии ПИ стоксов пучок расплывается в пространстве значительно быстрее, чем дифрагирует пучок ПИ. Эффект ВКР усиливается при использовании ПИ, имеющего меньшую длину волны. ВКР заметно проявляется также на высоких протяженных трассах. В ряде задач атмосферной оптики ВКР может рассматриваться как механизм нелинейных потерь, определяющий существенное изменение формы высокоэнергетических лазерных импульсов и распределение интенсивности в поперечном сечении пучка на протяженных трассах.

1. Садовников В. П., Стрелков Г. М., Шаляев М. Ф. // IV Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. (Тезисы докл.). Обнинск — Барнаул: ИЭМ, 1988. Т. 2. С. 173—182.
2. Лазерный контроль атмосферы / Под ред. Э. Д. Хинкли. М.: Мир, 1979. 416 с.
3. Авербах В. С., Бетин А. А., Гапонов В. А. и др. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиотехника.

1978. Т. 21. № 8. С. 1077—1082.
4. Бетин А.А., Пасманик Г.А., Пискунова Л.В. //Квантовая электроника. 1975. Т. 2. № 11. С. 2403—2408.
5. Бломберг Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966. 360 с.
6. Зуев В.Е., Комаров В.С. //Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 264 с.
7. Ипполитов И.И., Комаров В.С., Мицель А.А. //Спектроскопические методы зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1985. 144 с.
8. Bischel W.K., Black G. AIP Conference Proceedings «Eximer Lasers—1983». New-York. 1983. № 3. P. 181—186.
9. Киселева М.С., Решетникова И.Н., Федорова Е.О. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 4. С. 429—434.
10. Гордин М.П., Садовников В.П., Стрелков Г.М. //Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. С. 1249—1254.

Институт радиотехники и электроники АН СССР,
Москва

Поступила в редакцию
11 августа 1989 г.

V.P. Sadovnikov, G.M. Strelkov, M.F. Shalyaev. Laser Pulse Distortions in a Raman Scattering Medium.

The influence of stimulated Raman scattering (SRS) on propagation of a laser pulse along horizontal atmospheric paths is investigated numerically using the quasi-optical approximation. It is shown that SRS essentially influences on the redistribution of a high-power laser pulse between the incident and Stokes radiation components. It is found that the Stokes beam changes its cross-section profile along the path and then it is quickly broadened in space. The SRS effect becomes stronger at shorter wavelengths only insufficiently weakening at height increase (up to 20 km).