

А.А. Землянов

НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Представлены результаты исследований проблемы нелинейного распространения лазерного излучения в атмосфере, включая нелинейные оптические эффекты, распространение интенсивного излучения в мутных средах, самовоздействие лазерных пучков.

Введение

Проблема нелинейного распространения лазерного излучения в атмосфере охватывает раздел нелинейной оптики атмосферы, научного направления современной оптики атмосферы. Эта проблема, работы по которой ведутся в Институте оптики атмосферы уже более 20 лет под руководством академика В.Е. Зуева, получила серьезную разработку благодаря комплексному характеру осуществляемых исследований. Были созданы теории нелинейно-оптических взаимодействий в атмосфере, проведены лабораторные и натурные эксперименты, направленные на установление основных закономерностей распространения интенсивного оптического излучения в атмосфере. Все это было связано с важными для практики задачами применения лазеров высокой энергетики в системах связи, локации, зондирования, передачи энергии на большие расстояния, над решением которых работал Институт [1].

Результаты научных работ по нелинейному распространению световых волн в атмосфере нашли свое отражение в многочисленных статьях, обзорах и монографиях сотрудников Института [1, 2, 6–8, 10–13], а также в работах, выполненных по данной тематике в других научных коллективах [3–5, 9, 14–19, 22, 58].

В данной статье отражены наиболее существенные результаты по ключевым вопросам обсуждаемой проблемы, полученные в Институте, носящие принципиальный и приоритетный характер, а также дополнены известные обзоры результатами последних лет.

1. Нелинейно-оптические эффекты в атмосфере

Классификация основных нелинейно-оптических эффектов в атмосфере, систематизированных по физическим признакам (резонансные и нерезонансные эффекты) и по типу влияния на параметры волны (частоту, амплитуду, фазу, временные характеристики), дана в табл. 1.

Реализация нелинейно-оптических эффектов в атмосфере, сохраняя черты аналогичных процессов в газовых и конденсированных средах, изучаемых в традиционной нелинейной оптике [20, 21, 23], имеет свои особенности. Они связаны с неоднородностью, случайностью, многокомпонентностью среды – атмосферы, где происходит нелинейное взаимодействие, и проявляются в поведении пучка совместно с линейными эффектами (рефракция, газовое и аэрозольное поглощение и рассеяние, турбулентность), взаимно влияя друг на друга [1, 13].

Значительное внимание в Институте было уделено исследованию нелинейных эффектов в аэрозолях атмосферы. Это связано с влиянием данных взаимодействий на энергетику лазерного пучка в окнах прозрачности атмосферы. Был исследован большой набор аэрозольных нелинейно-оптических эффектов: тепловые эффекты, оптический пробой, оптоакустические эффекты и эффекты в прозрачных частицах [1, 2, 6, 7, 10–13].

Несомненно важную роль при распространении лазерного излучения в незамутненной атмосфере играют газовые нелинейные эффекты. Анализ их проявления достаточно подробно

проведен в монографиях [1, 11, 65], поэтому в данной статье мы не будем детально останавливаться на указанных взаимодействиях.

Таблица 1

Тип преобразования пучка	Физические признаки взаимодействия			
	резонансные		нерезонансные	
	Вид среды			
	газы	аэрозоли	газы	аэрозоли
Частотное	Вынужденное комбинационное рассеяние Вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна	Вынужденное комбинационное рассеяние Вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна Генерация на лазерных переходах	Вынужденное температурное рассеяние	Рассеяние на капиллярных волнах
Пространственное (самовоздействие)	Кинетические эффекты Лазеро-химические эффекты		Тепловые рефракционные эффекты Эффект Керра Стрикция	
Амплитудное	Насыщение поглощения Просветление среды		Пробой	Испарение Взрыв Горение Сублимация Пробой
Временное	Фазовая модуляция	Вынужденное комбинационное рассеяние		

При обзоре нелинейно-оптических эффектов в аэрозолях хотелось бы обратить внимание на факторы, отличающие эти взаимодействия от аналогичных процессов в нелинейной оптике сплошных конденсированных сред.

В поглощающих аэрозольных частицах, благодаря малости объема взаимодействия, при высокой скорости закачки электромагнитной энергии создаются условия для реализации уникальных термодинамических состояний вещества: глубокого метастабильного перегрева жидкости, закритических состояний.

Для коротковолнового оптического излучения капля выступает как оптический прибор (линза, резонатор), с помощью которого реализуются многие нелинейно-оптические процессы: вынужденная флуоресценция, вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), смещение частот, оптический пробой. На рис. 1 показаны распределения интенсивности внутреннего электромагнитного поля в прозрачных частицах ($n_i = 1,33$, где n_i – коэффициент преломления) в нерезонансных и резонансных условиях.

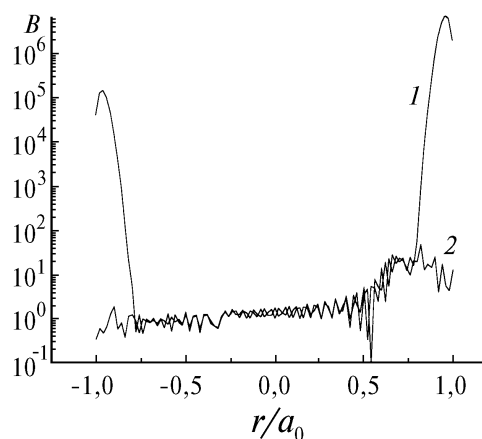


Рис. 1. Профили фактора неоднородности интенсивности внутреннего светового поля вдоль главного диаметра капли воды ($n_i = 1,33$) радиусом $a_0 = 6$ мкм в резонансных (1) и нерезонансных условиях (2)

Лазерное испарение капель

Работы сотрудников Института [2, 25, 28, 29] явились основополагающими в проблеме лазерного испарения аэрозолей. Эта проблема была актуальна продолжительное время, благодаря перспективам по созданию с помощью лазерного пучка каналов повышенной прозрачности в облаках и туманах, очистке взлетно-посадочных полос от смогов и туманов [24, 76, 78]. В [29] установлены асимптотические режимы испарения водных капель в поле лазерного излучения. Было показано, что в зависимости от интенсивности излучения, поглощательной способности вещества, размера частиц возможны различные режимы их испарения с преимущественно диффузионным, конвективным либо кинетическим процессом переноса пара от поверхности.

Первые экспериментальные исследования поверхностных режимов испарения капель также проведены в Институте [29]. Несмотря на то что использовались крупные капли, подвешенные на нитях, в экспериментах было достигнуто удовлетворительное согласие с теорией, построенной для случая однородно поглощающих частиц.

Более строгий учет всех физических процессов, происходящих при испарении капель, корректный учет неоднородностей температурного поля, возникающих в частице вследствие неоднородностей оптического поля, а также изучение поведения капель с размерами, адекватными реальным аэрозольным образованиям в атмосфере, явились основанием для проведения многих экспериментальных и теоретических исследований [4, 14–16, 19, 27, 86].

В настоящее время хорошо зарекомендовала себя теория, разработанная в [18], в основу которой положены балансные уравнения массы и энергии. На практике широко используется для расчетов приближение <эффективного> режима испарения капель [4]. Согласно данному приближению задача об испарении капель радиусом a сводится к простому уравнению

$$\frac{da}{dt} = -\beta_T \frac{K_a I}{4Q}, \quad (1)$$

где β_T – дифференциальный КПД процесса испарения; Q – теплота процесса, идущая на испарение капли; K_a – фактор эффективности поглощения радиации каплей; I – интенсивность излучения; t – время.

Лазерное разрушение аэрозолей

Сотрудниками Института [25, 30] был впервые обнаружен взрывной режим испарения капель и установлено, что взрыв капель связан с быстрыми процессами появления и роста паровой фазы внутри частиц с центром вскипания в местах максимумов светового поля [26, 32]. В отличие от поверхностного испарения процесс взрыва частиц является существенно пороговым. Величина энергетического порога взрыва зависит как от поглощающих свойств капли и ее размера, так и от временных характеристик лазерного излучения.

Тема лазерного разрушения жидких аэрозольных частиц, благодаря своей многолетней актуальности, вызвала большой интерес у исследователей, в первую очередь среди экспериментаторов. В [6, 7, 11, 31] систематизированы данные по взрывному разрушению капель в диапазоне размеров 1–10² мкм, при импульсных и непрерывных режимах работы лазеров с интенсивностями облучения от 10⁴ до 10⁹ Вт/см².

В дальнейшем мы остановимся на взрывном разрушении капель воды под действием излучения СО₂-лазера – здесь получено наибольшее число экспериментальных данных. Кратко рассмотрим наиболее существенные результаты, полученные ранее и в последнее время.

В зависимости от поглощательных способностей вещества, размера капель и энергетических параметров излучения возможна реализация различных типов взрывов как по характеру фазового перехода, так и по динамической картине разрушения [31].

Взрыв капель наступает, когда температура внутри частицы T_{ex} становится близкой к температуре спинодали T_c , что при нормальном давлении $p = 1$ бар соответствует температуре 593 К. При таких перегревах в зонах энерговыделения активно генерируются и растут паровые пузыри, которые и являются причиной разрушения капли либо ее поверхностных слоев на более мелкие частицы и пар. При повышении скорости нагрева в зонах энерговыделения

внутри капель возможен рост давления, температура спинодали при этом возрастает. При определенных условиях, для коротких энергоемких импульсов становится возможным однофазовый переход жидкость – пар. Взрыв таких областей, прилегающих к поверхности капель, представляет собой течение квазисплошной среды [31]. Далее мы будем рассматривать двухфазовые переходы жидкости в пар, когда реализуется дробление аэрозольных частиц.

В зависимости от размера частиц и энергетических способностей излучения процесс взрыва может носить либо однократный, либо многоэтапный характер. В первом случае происходит взрывное вскипание – выброс пара из зоны первоначального метастабильного перегрева. Для малых капель ($2\alpha_a a_0 < 1$, где α_a – объемный коэффициент поглощения) это приводит к разрушению частицы в целом. Такой же процесс происходит и для более крупных капель в условиях <медленных> режимов нагрева до температуры взрыва. Здесь теплопроводность и конвекция выравнивают температуру внутри капель и делают процесс вскипания похожим на однородно поглощающий вариант. Для крупных капель ($2\alpha_a a_0 > 1$) и <быстрых> режимов нагрева вскипание происходит из зон энерговыделения, прилегающих к освещенной и теневой поверхностям. Первоначальные выбросы пароконденсата лишь деформируют каплю. Как показывают эксперименты [37], полное разрушение частицы наступает в более поздние моменты времени после начала вскипания.

Теоретическая оценка порога взрывного вскипания капли состоит в определении энергетических условий достижения в определенных зонах частицы (соответствующих максимумам внутреннего оптического поля) температуры достижимого перегрева T_{ex} [31], при которой возникают жизнеспособные паровые пузыри.

Оценка плотности оптической энергии, при которой происходит вскипание, может быть получена следующим образом:

$$w_{ex} = \rho_L C_p (T_{ex} - T_0) / B_m \alpha_a, \quad (2)$$

где B_m – максимальное значение фактора неоднородности интенсивности внутреннего оптического поля B внутри частицы [5]; ρ_L – плотность жидкости; C_p – удельная изобарная теплоемкость.

Во многих экспериментальных работах изучались пороги процессов лазерного вскипания и полного разрушения частиц. Было отмечено, что пороги вскипания слабо зависят от размера капель для диапазона размеров, характерных для реальных облаков и туманов. Для ряда размеров капель был измерен порог полного разрушения. Он оказался различным для коротких и длинных импульсов и непрерывного излучения. Для микросекундных импульсов с плотностью энергии 2–4 Дж/см², используемых в [42], порог разрушения слабо зависел от размера частиц. В то же время для более энергоемких импульсов и непрерывного излучения наблюдалась зависимость порога полного разрушения от размера капель. Причем пороговое значение плотности энергии повышалось с увеличением длительности импульсов [41, 43, 85].

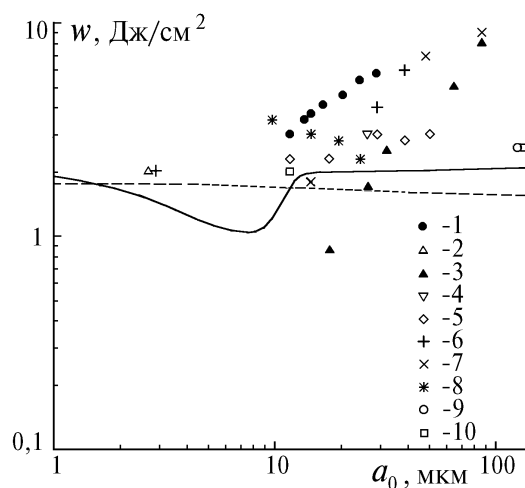


Рис. 2. Экспериментальные данные о порогах взрывного вскипания и разрушения частиц водного аэрозоля в поле излучения CO₂-лазера ($\lambda=10,6$ мкм) в зависимости от начального радиуса частиц. 1–[32], 2–[33], 3–[42], 4–[41], 5–[34], 6–[36], 8–[39], 9–[40], 10–[43], штриховая линия – численный расчет [88], сплошная – оценка по формуле (2)

На рис. 2 представлены экспериментальные данные по зависимости порогов вскипания и полного разрушения капель под действием излучения CO₂-лазера различной длительности. Здесь же нанесены условия взрывного вскипания капель, полученные теоретически. Значения пороговой интенсивности излучения I_{ex} , необходимой для реализации взрывного вскипания водных капель, приведены в табл. 2.

В экспериментальных работах были получены данные о динамических характеристиках процесса взрыва [37, 40], размере вторичных частиц разрушившихся капель [36, 38, 53]. Оказалось, что все характеристики процесса взрывного разрушения существенно определяются скоростью нагрева жидкости лазерным излучением. Последняя может быть охарактеризована параметром $J_h = (\alpha_d / \rho_L C_p) \bar{I}$, где $\bar{I} = w_p / t_p$ – средняя интенсивность в импульсе излучения; w_p – плотность энергии в лазерном импульсе длительностью t_p . Для непрерывного излучения $\bar{I} = I_0$.

Таблица 2

Пороговые значения интенсивности излучения, необходимые для реализации аэрозольных нерезонансных нелинейных эффектов

Нелинейный эффект	Порог, Вт/см ²		Примечание
	$\lambda = 1,06$ мкм	$\lambda = 10,6$ мкм	
Взрыв	$5 \cdot 10^6 - 10^8$	$5 \cdot 10^3 - 10^6$	вода, $a_0 = 1 - 10$ мкм
	$2 \cdot 10^6 - 10^8$	$2 \cdot 10^4 - 10^7$	вулканический аэрозоль
	$10^{10} - 10^{12}$	$10^8 - 10^{10}$	H ₂ SO ₄ - капли
Горение	$10^5 - 10^6$	$3 \cdot 10^4 - 10^5$	углерод, $a_0 = 0,1 - 1$ мкм
Сублимация	$5 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^5$	Al ₂ O ₃ , $a_0 = 0,1 - 1$ мкм
Оптический пробой	$5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$t_p > 10^{-5}$ с
	$10^7 - 10^{11}$	$10^7 - 10^9$	$t_p = 10^{-6} - 10^{-8}$ с

Для примера на рис. 3 показаны экспериментальные и теоретические данные зависимости характерного размера осколков дробления первоначальных капель различного размера от параметра скорости нагрева частиц.

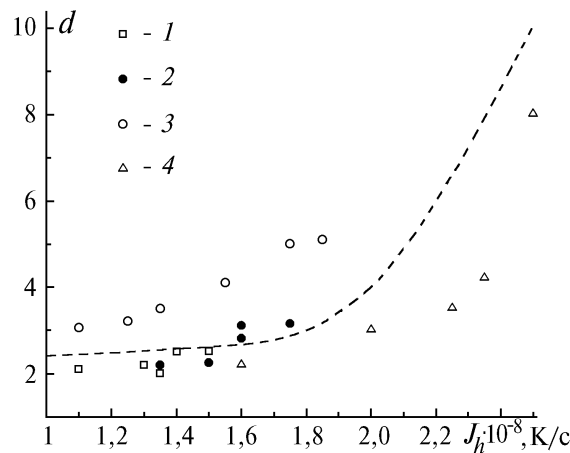


Рис. 3. Экспериментальная зависимость степени разрушения капель $d = a_0 / a_d$ (где a_d – средний радиус осколка) с радиусом $a_0 = 10$ (1); 15(2); 20(3); 25(4) мкм от параметра скорости нагрева J_h . Штриховая линия – теоретический расчет

При анализе теоретических работ по взрывному разрушению частиц хотелось бы отметить работы сотрудников Института и других ученых бывшего СССР, получивших по этой проблеме результаты, имеющие приоритетный характер. В [25] впервые сформулированы энергетические условия для реализации условий взрыва однородно поглощающих капель. В [60, 61] предсказан и теоретически исследован закритический (однофазовый) режим взрыва капель. В [5] впервые найдены условия взрывного разрушения капель при неоднородном энерговыделении. В [4, 18, 33] установлены пороги взрыва для непрерывного излучения в условиях выравнивания температурных неоднородностей внутри капель. Существенной стороной

работ сотрудников Института последних лет по данной проблеме было получение полуэмпирических моделей процессов с привлечением данных специальным образом поставленных экспериментов [34, 35, 57, 85].

Оптические характеристики мутных сред в поле интенсивного лазерного излучения

Исследования по поверхностному и объемному испарению капель, хотя они представляют самостоятельный интерес для физики нерезонансных взаимодействий с веществом, в первую очередь были стимулированы интересом к оптическим характеристикам мутных сред, подвергнутых действию лазерного излучения. В этом плане выполнено большое число экспериментальных и теоретических работ. Основные результаты этих исследований обобщены в монографиях и обзорах сотрудников ИОА СО РАН [1, 2, 6, 7, 10, 11], НПО <Тайфун> [4], ИРЭ РАН [14–16, 18].

Центральным моментом исследований явилось установление вида зависимости полидисперсного коэффициента ослабления $\alpha = \alpha_0 e^{-\beta w}$ для регулярных режимов испарения капель, w – плотность энергии в области среды, β – коэффициент, зависящий от испарения капель [2, 4, 18]. Данная зависимость приводит к выражению для прозрачности тумана T_e в поле коллимированного пучка.

$$T_e = e^{-\tau_0} \{1 + e^{-\tau_0} (e^{-\beta w_0} - 1)\}^{-1}, \quad (3)$$

где $\tau_0 = \alpha_0 z$ – оптическая толщина аэрозольного слоя; $w_0 = w(z = 0)$ – плотность энергии пучка в начальной плоскости. Эта формула является основным соотношением теории лазерного просветления испаряющихся аэрозолей. Она получила название <приближение Гликлера>.

Теоретические расчеты нелинейного коэффициента ослабления однородно поглощающего водного аэрозоля в условиях взрыва частиц были выполнены на основе различных моделей фазового взрыва.

Состояние исследований указывает на возможность использования двух моделей коэффициента ослабления и, как следствие, двух моделей нелинейного переноса.

Первая модель рассматривает распространение непрерывного излучения или длинного импульса CO_2 -лазера с интенсивностью 10^4 – 10^5 Вт/см² ($J_h \sim 10^6$ – 10^7 К/с) в капельных средах при широкой вариации размеров частиц [4, 63]. Существенной стороной модели является представление о пороге взрыва капель. Здесь порог взрыва определен по мгновенной интенсивности. Физически это возможно при умеренных энерговыделениях в капле, когда в балансе энергии участвует отток тепла за счет поверхностного испарения, происходит перераспределение источников тепла за счет теплопроводности и термокапиллярной конвекции внутри капли [4, 18]. Последний фактор выравнивает неоднородности тепловых источников внутри капель и делает возможным использование соотношений, полученных для однородно поглощающих частиц, и в случае крупных капель.

Для непрерывного излучения в [63] построены модели полидисперсных коэффициентов ослабления и прозрачности среды с использованием представлений о взрыве капель как о последовательном процессе дробления исходных частиц на более мелкие фрагменты.

В случае распространения мощного излучения с параметрами, приводящими к существенно нестационарным процессам ($J_h > 10^7$ К/с), пороговые отношения определяются не мгновенной интенсивностью, а плотностью энергии [11]. Именно такие ситуации мы и будем рассматривать ниже.

Для данных режимов установлено, что коэффициент ослабления для $\lambda = 10,6$ мкм в случае туманов также определяется зависимостью вида

$$\alpha = \alpha(w). \quad (4)$$

Данное соотношение указывает на вид нелинейности процесса, так называемую накапливающуюся нелинейность, свойственную тепловым режимам испарения капель.

Коэффициент аэрозольного ослабления при фазовом взрыве частиц мелкокапельного тумана ($2\alpha_a a_0 < 1$) может быть представлен в виде

$$\alpha = \alpha_0, \quad w \leq w_{ex};$$

$$\alpha = \alpha_0 \varphi(1 - X_{ex}) \exp(-\beta_e (J_h, w) (w - w_{ex})), \quad w > w_{ex}. \quad (5)$$

Здесь φ – фактор, учитывающий вклад рассеяния в общем ослаблении излучения каплей; коэффициент β_e имеет смысл интегральной (по аэрозольному ансамблю) эффективности испарения; X_{ex} – степень взрывного испарения жидкости, то есть относительная масса жидкости капли, перешедшая в пар при взрыве; w_{ex} – плотность энергии лазерного излучения, необходимая для инициирования взрывного вскипания частицы ($w_{ex} \sim 1,5-2$ Дж/см²). Коэффициент β_e может варьировать от 0,2 см²/Дж для регулярного испарения до 0,1 см²/Дж для <сильных> взрывов. Данное спадание величины β_e связано с увеличением энергетических потерь при испарении капель-осколков, средний размер которых уменьшается с ростом скорости нагрева.

Параметры, характеризующие процесс взрыва β_e и X_{ex} , непрерывно изменяются вдоль трассы распространения пучка в связи с изменением $w(z)$ и мгновенного значения параметра скорости нагрева $J_h(z)$.

Выражение для прозрачности мелкокапельного тумана получено и приведено в [11]. Подобные выражения могут быть также получены и для туманов со средними размерами частиц, когда реализуется локальное разрушение капель с их последующей деформацией и полным разрушением.

На рис. 4, а приведены значения прозрачности канала в зависимости от τ_0 при различных w_0 . Здесь же представлены данные для случая высокоэффективных регулярных стационарных режимов испарения капель ($\beta_e \approx 1$), когда прозрачность выражается формулой Гликлера.

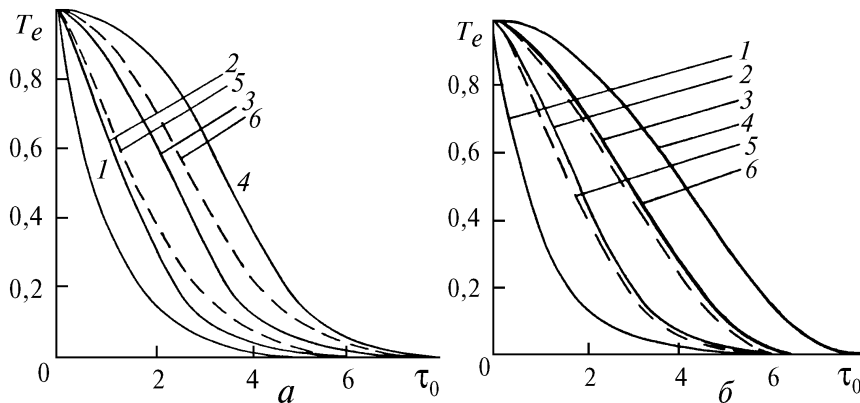


Рис. 4. Влияние оптической толщины на прозрачность ($\lambda = 10,6$ мкм) зоны просветления мелкокапельного тумана ($\varphi = 1$) (а) и аэрозоля со средними размерами частиц ($a_m = 7$ мкм, $\varphi = 0,75$) (б) в режиме взрыва частиц при различных значениях $w_0 = 1$ (1); 10 (2, 5); 20 (3, 6); 30 (4) Дж/см². Штриховая линия – регулярное испарение капель

Анализ рис. 4, а показывает, что для наиболее мелкокапельного аэрозоля ($2\alpha_a a_0 \ll 1$, $\varphi \approx 1$) наблюдаются несколько меньшие значения прозрачности канала по сравнению с регулярным режимом испарения капель. Из расчетов следует, что для однородно поглощающих частиц большего размера ($2\alpha_a a_0 \lesssim 1$, $\varphi < 1$) прозрачность в условиях взрыва выше, чем при регулярном режиме испарения. Однако существенных отличий в ходе кривых прозрачности при различных режимах разрушения однородно поглощающих капель аэрозоля с разной микроструктурой не наблюдается.

Расчеты прозрачности для среднекапельного тумана в зависимости от величины начальной оптической толщины при различных значениях плотности энергии в пучке приведены на рис. 4, б. Штриховые кривые отражают соответствующую зависимость для высокоэффективных регулярных стационарных режимов испарения капель исходного спектра, когда кпд про-

цесса испарения (β_T) близок к единице. Из рисунка следует, что эффективность просветления тумана во взрывном режиме несколько выше, чем при регулярном, но это превышение не столь значительно.

Такое поведение прозрачностей среднекапельного тумана при различных способах разрушения исходного спектра частиц объясняется особенностями ослабления радиации средневолнового ИК-диапазона каплями рассматриваемых размеров, фактором их взрывного вскипания, а также особенностями испарения частиц при их измельчении и сильных разогревах. Следует отметить, что этот результат достаточно сложно предсказать, не имея достоверных сведений по динамике процесса разрушения. Действительно, если, например, применить для существенно неустановившихся процессов, которые имеют место при взаимодействии излучения большой интенсивности с частицами средних размеров, приближения, справедливые для стационарных режимов нагрева, то результаты такой модели будут указывать на существенный выигрыш в просветлении для взрывных режимов разрушения.

Лазерное воздействие на твердый поглощающий аэрозоль в допробойном режиме

Воздействие мощного лазерного излучения на частицы аэрозоля, подверженные термохимическим реакциям в атмосфере, может приводить к их воспламенению. Следствием этого является изменение их оптических характеристик за счет выгорания вещества и образования светорассеивающих тепломаассоореолов в зоне реакции.

Оценка пороговой интенсивности горения твердой частицы I_{bu} имеет вид:

$$I_{bu} = \frac{4(T_{bu} - T_0)}{a_0 K_{ab}(a_0)} \left[\frac{\lambda_g^*}{a_0} + \frac{\rho_c C_p a_0}{3} \right], \quad (6)$$

где ρ_c , C_p – плотность и удельная теплоемкость частицы; T_{bu} – температура возгорания вещества частицы; λ_g^* – характерное значение теплопроводности воздуха в интервале температур $(T_0 - T_{bu})$. Характерные значения I_{bu} для частицы углерода ($T_{bu} = 1240$ К) приведены в табл. 2.

В твердых частицах под действием интенсивного нагрева излучением может происходить переход вещества непосредственно (минуя плавление) в газообразное состояние. Для негорючих частиц сублимация предшествует плавлению, для горючих – сопровождает горение. Пороговая интенсивность излучения, необходимая для достижения в горючей частице температуры сублимации T_s , выражается как

$$I_s = \frac{1}{K_{ab}(a_0)} \left[\frac{\lambda_g^* (T_s - T_0)}{a_0} - \frac{Q \rho_c}{|da/dt|^*} \right], \quad (7)$$

где Q – теплота экзотермической реакции окисления вещества частицы (для углерода $Q = 10^4$ Дж/г, $T_s = 5000$ К); $|da/dt|^*$ – характерная скорость горения. Для негорючих частиц I_s определяется аналогично (6). Значения порога сублимации для частиц углерода и корунда (Al_2O_3) также приведены в табл. 2.

Оптический пробой аэрозолей

Существенный вклад в развитие и изучение данной проблемы внесли сотрудники ИОА СО РАН, НПО <Тайфун>, ИРЭ РАН, НИФХИ, Нижегородского государственного университета, АГУ. Основные результаты их исследований изложены в монографиях и обзорах [6, 7, 10, 12, 13].

Аэрозольным частицам принадлежит важная роль центров ионизации и развития волны оптического пробоя в окружающий воздух. В результате воздействия мощного излучения осуществляется испарение твердых частиц и инициирование пробоя в образовавшихся парах [7, 11, 12]. Энергетический порог пробоя в аэрозоле существенно (на 1–2 порядка величины) ниже, чем в чистом воздухе [80]. В жидкокапельном аэрозоле снижение порога пробоя обусловлено фокусировкой падающего излучения во внутренние зоны капель [29].

Теоретическая оценка порога пробоя аэродисперсной среды основана на решении уравнения каскадной ионизации в аэрозольных парах. Установлено, что пороговые значения интенсивности

излучения I_{br} существенно зависят от длительности лазерного импульса t_p , снижаясь более чем на четыре порядка величины (от 10^{11} до 10^7 Вт/см²) при увеличении t_p от 10^{-8} до 10^{-6} с [11]. При $t_p \geq 10^{-5}$ с пороговая интенсивность I_{br} практически не зависит от t_p , составляя $I_{br} \simeq 5 \cdot 10^6$ Вт/см² (табл. 2). Высотная зависимость I_{br} связана, в основном, с падением величины концентрации естественных электронов, являющихся затравкой для развития области первичного пробоя. Поэтому она существенна для высот, больших 20 км [10].

В научной литературе имеются также экспериментальные данные по зависимости пороговой интенсивности оптического пробоя в аэродисперсной среде от размера частиц [6, 10, 12, 13, 80]. В целом наблюдается тенденция к падению величины I_{br} с увеличением a_0 . В твердофазном аэрозоле это связано с энергетически более выгодными условиями для испарения крупных частиц по сравнению с более мелкими, увеличением концентрации атомных паров у их поверхности. В водном аэрозоле данная закономерность объясняется повышением вероятности первичного пробоя в областях дифракционных максимумов светового поля внутри прозрачных капель с ростом их радиуса. Последующей стадией является выход плазменного фронта на границу раздела частица–воздух. Установлено, что для крупных водных капель ($a_0 \geq 10^2$ см) пороговые интенсивности излучения, обеспечивающие выход волны пробоя за пределы частицы, являются более высокими по сравнению с порогами первичного пробоя.

ВКР в прозрачных каплях

В слабопоглощающих каплях атмосферного аэрозоля под действием интенсивного лазерного излучения реализуется большое число нелинейно-оптических эффектов: эффекты, связанные с действием пондеро-моторных сил [6], вынужденное комбинационное рассеяние [44, 47], вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна [48], излучение на лазерных переходах [49,50] и ряд других эффектов [51].

Работы по изучению данных эффектов проводятся во многих научных группах. Интерес к этим исследованиям во многом обусловлен практическими потребностями в разработках новых методов оптической диагностики физико-химических свойств аэрозолей.

Остановимся более подробно на специфике эффекта ВКР в прозрачных аэрозольных частицах, поскольку по этой проблеме в научной литературе имеется наибольшее число публикаций, носящих в основном экспериментальный характер. Было выяснено, что спектр сигнала ВКР от прозрачной капли имеет пиковый характер, для коротких импульсов наблюдается запаздывание сигнала ВКР относительно импульса накачки, происходит существенное снижение порога эффекта по сравнению с аналогичными процессами в сплошной среде. Качественную картину проявлений ВКР в каплях можно дать на основе представлений о капле как о высокооборотном диэлектрическом резонаторе.

Как известно [52], в таком резонаторе наибольшей добротностью обладают моды типа <шепчущей галереи>, локализованные вблизи его поверхности. В прозрачных частицах происходит также фокусировка падающего излучения, вследствие чего возникают два максимума электро-магнитного поля вблизи теневой и освещенной поверхностей соответственно (рис. 1). Эти зоны являются интенсивными источниками спонтанного комбинационного рассеяния. Для частот из рамановского спектра рассеяния, совпадающих с какой-либо из собственных частот оптического резонатора-капли, становится наиболее вероятным режим усиления волны комбинационного рассеяния. Таким образом, поле ВКР в капле представляет стоячую световую волну со стоксовой частотой ω_s , по конфигурации совпадающей с модой оптического резонатора с частотой ω_{in} .

Оценочное выражение для интенсивности излучения, при которой происходит усиление стоксова излучения в объеме моды, может быть представлено в следующем виде [53]:

$$I_{SRS} = 2\pi / g_s \lambda_s Q_n^l \bar{B},$$

где g_s – коэффициент рамановского усиления; λ_s – длина волны стоксова излучения; Q_n^l – добротность соответствующей моды резонатора; \bar{B} – усредненный по объему моды фактор неоднородности светового поля внутри капли.

На рис. 5 черными кружками показаны значения интенсивности излучения, при которых для капель с дифракционным параметром $x = 2\pi a_0 / \lambda$ в эксперименте наблюдался эффект ВКР. Здесь же сплошными линиями нанесены оценки значения порога ВКР для резонансов низкого (большие Q) и высокого (меньшие Q) порядков, которые равновероятно могут реализоваться в капле. Из рисунка следует, что существует неоднозначность в зависимости порога ВКР от дифракционного параметра в пределах реализации одного определенного типа мод.

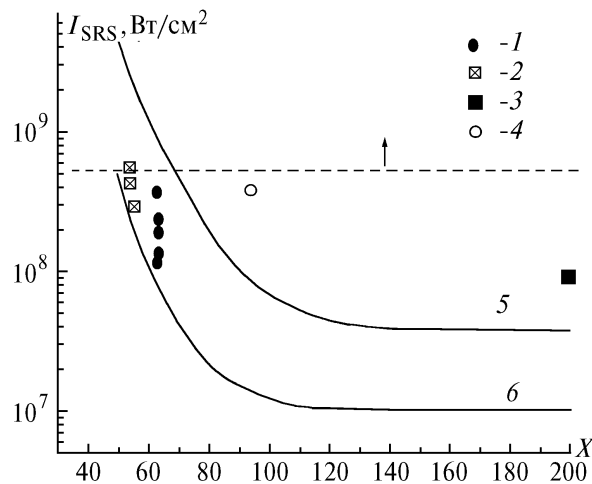


Рис. 5. Пороговая интенсивность ВКР в прозрачных каплях. Экспериментальные данные: 1 – капли этанола [49]; 2 – капли воды [64]; 3 – водная капля [73]; 4 – водный аэрозоль [74]. Теоретический расчет: кривая 5 – для резонансов высокого порядка; 6 – для резонансов низкого порядка. Штриховая кривая – порог оптического пробоя капель [49]

2. Нелинейное распространение лазерного излучения на приземных атмосферных трассах

Натурные исследования прохождения мощного лазерного излучения на приземных трассах позволили получить значительный экспериментальный материал по прозрачности соответствующих атмосферно-оптических каналов в зависимости от энергетических параметров излучения и оптической погоды. Необходимо отметить существенный вклад сотрудников Института в получение, анализ и интерпретацию всех этих экспериментальных данных. В монографиях [6, 7, 10–13] систематизированы важнейшие результаты этих исследований, касающихся распространения излучения в условиях возникновения оптического пробоя на трассе. Так, для излучения импульсного CO_2 -лазера установлено, что пропускающая способность атмосферы снижается на 75% при возрастании плотности энергии в пучке от 2 до 20 Дж/см². Было также установлено, что в атмосфере с фоновым аэрозолем и слабосфокусированным излучением возникает «длинная» лазерная искра протяженностью 70–100 м, представляющая собой набор светящихся очагов оптического пробоя.

В более поздних работах сотрудников Института наряду с явлениями оптического пробоя были проанализированы и интерпретированы данные по прохождению высокоэнергетического излучения через туманы, дожди, морось, снег в условиях проявления всей совокупности аэрозольных нелинейных эффектов.

Далее обратимся к рассмотрению результатов данных экспериментов, во время которых контролировались энергетические параметры излучения вдоль оптической трассы и метеорологические условия. Физические процессы в атмосфере регистрировались с использованием спектральной, фотографической и оптоакустической техники. Энергетические условия в лазерном пучке обеспечивали достижение пороговых условий различных нелинейно-оптических процессов, таких как испарение, взрыв водных капель, оптический пробой среды.

Интерпретация экспериментов проводилась на основе оригинальной теории распространения сфокусированных лазерных пучков в аэродисперсных средах [11]. Вид модельной зависимости аэрозольного коэффициента ослабления, важный для интерпретации экспериментальных данных, при численных расчетах выбирался в соответствии с определенным метеоро-

логическим образованием. Также варьировались условия фокусировки и начальный размер лазерного пучка.

При изучении распространения сфокусированного лазерного излучения в реальных метеообразованиях существенным является учет твердофазного фонового аэрозоля, поскольку он определяет вероятность оптического пробоя среды. При задании физической ситуации на трассе распространения важно также знать и время существования состояния оптической погоды до момента измерения. При установившемся тумане происходит как обводнение твердофазной фракции, так и ее вымывание. Исследования показали, что обводнение мало влияет на возникновение пробоя при сильном излучении. В значительно большей степени влияет концентрация грубодисперсной фракции N_{cf} . Известно, что концентрация частиц фонового аэрозоля, а особенно грубодисперсной его части ($a_0 \geq 1$ мкм) существенно падает с ростом продолжительности существования того или иного метеообразования. В связи с этим в численных экспериментах наряду с параметрами функции распределения водного аэрозоля варьировалась и концентрация грубодисперсной фракции фонового аэрозоля N_{cf} .

На рис. 6, а приведен ряд реализаций численного эксперимента для различных начальных оптических толщин тумана $\tau_0 = 1,2; 0,6; 0,4$ и представлены различные экспериментальные данные [54, 55]. Ослабление излучения плазмой оптического пробоя, инициируемого частицами фонового аэрозоля, учитывалось по модели [56]. Пороговая интенсивность пробоя принималась равной $I_{br} = 10^8$ Вт/см². Расчет выполнен для ряда значений концентрации грубодисперсной фракции фонового аэрозоля: $N_{cf} = 10^{-1}$ (1); $5 \cdot 10^{-3}$ (2); 10^{-3} (3) см⁻³.

Из рис. 6, а следует, что конечный уровень интегральной прозрачности тумана характеризуется в основном концентрацией грубодисперсной фракции N_{cf} , определяющей концентрацию плазменных очагов. При увеличении плотности энергии излучения w от 5 до 15 Дж/см² ($\tau_0 = 0,4$) не происходит существенного падения прозрачности, так как задействуются все центры плазмообразования, а энергии в импульсе недостаточно для инициирования оптического пробоя на мелкодисперсной фракции фонового аэрозоля ($a_0 < 1$ мкм).

Зависимость $T_e(w)$ в условиях дождя представлена на рис. 6, б. Ансамбль дождевых капель моделировался γ -распределением с параметрами $a_m = 700$ мкм и $\mu = 1$. Концентрация грубодисперсной фракции фонового аэрозоля считалась равной нулю. Сравнение рис. 6, а и рис. 6, б показывает, что для установившегося тумана ($N_{cf} \rightarrow 0$) с ростом энергетики воздействия всегда наблюдается повышение прозрачности. Это связано с уменьшением сечения ослабления частиц при их дроблении. В условиях дождя при превышении порога взрывных режимов происходит падение коэффициента передачи, что обусловлено ростом суммарного геометрического сечения крупных дождевых капель при их разрушении.

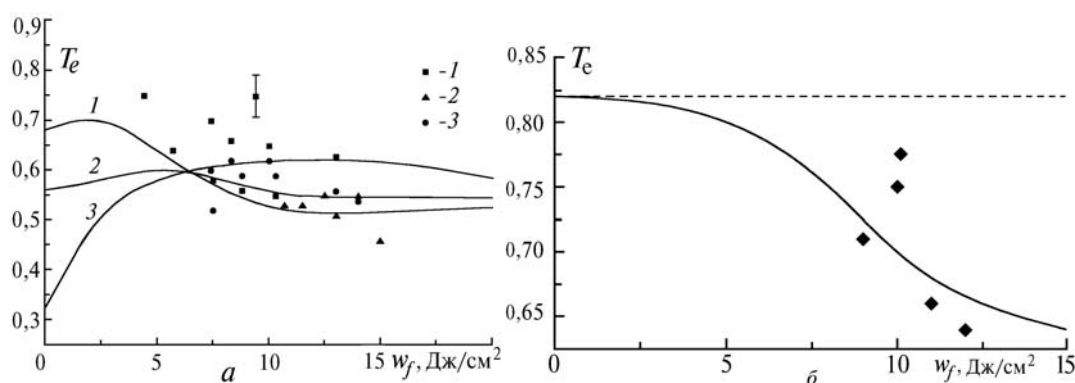


Рис. 6. Экспериментальная зависимость коэффициента передачи тумана (а) с $\tau_0 = 1,2$ (1); 0,6 (2); 0,4 (3) и дождя (б) с $\tau_0 = 0,2$ от плотности энергии в плоскости приема сфокусированного лазерного пучка. Сплошные линии – теоретический расчет, штриховая линия – линейное распространение

Рассмотрим вопрос о распространении последовательности лазерных импульсов через замутненную среду. Существуют экспериментальные данные, показывающие, что использо-

вание двойных импульсов в атмосфере в условиях пробоя на частицах твердого аэрозоля приводит к существенному снижению энергетических потерь по сравнению с одиночным импульсом той же энергетики [37]. Это связано с лазерной очисткой канала пучка за счет эффектов испарения и выноса твердых частиц, инициирующих пробой при высоких действующих плотностях мощности излучения. При более низких интенсивностях в капельных средах в присутствии твердой фракции также наблюдается эффект повышения коэффициента передачи для последовательности лазерных импульсов. Это видно из результатов численного расчета зависимости $T_e(w)$ для тумана ($\tau_0 = 1,6$), представленных на рис. 7.

Рассмотрено два вида воздействия на среду: одиночным импульсом с пиковой интенсивностью $I_{\max} = 2 \cdot 10^7$ Вт/см² и двойным с $I_{\max 1} = I_{\max 2} = 6 \cdot 10^6$ Вт/см². Концентрация грубодисперсной фракции N_{ef} составляла 10^{-3} см⁻³. Однако эффект повышения пропускания тумана для двойных импульсов излучения по сравнению с моноимпульсом той же суммарной энергетики в данном случае достигается за счет того, что энергии каждого отдельного импульса в серии недостаточно для поддержания оптического пробоя в среде, в то время как моноимпульс активизирует все центры плазмообразования.

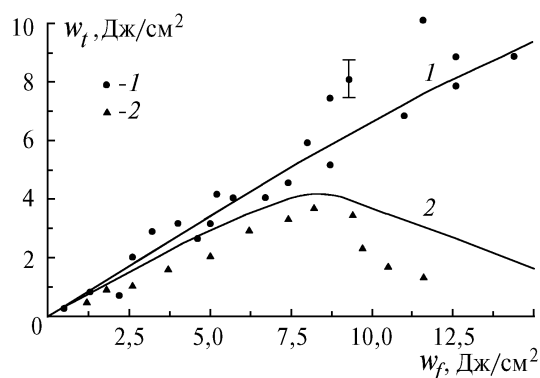


Рис. 7. Зависимость плотности энергии, прошедшей через туман ($\tau_0 = 1,6$) от плотности энергии в плоскости приема для различных типов вида лазерного воздействия: 1 – двойной импульс CO_2 -лазера; 2 – одиночный импульс. Сплошные кривые – теоретический расчет

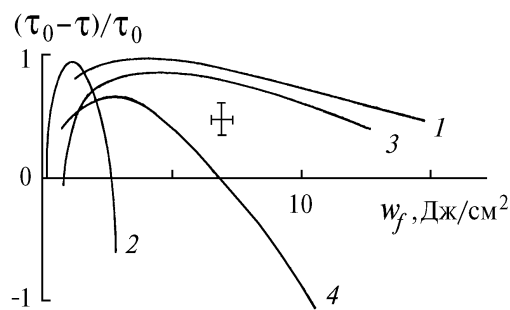


Рис. 8. Экспериментальная зависимость изменения оптической толщины аэрозольной среды ($\lambda = 10,6$ мкм) от плотности лазерной энергии в фокальной плоскости приема w_f для различной оптической погоды: 1 – туман; 2 – туманная дымка; 3 – морось; 4 – дождь

Анализ большого объема экспериментальных данных показал, что существуют критические плотности энергии, при превышении которых происходит существенное нелинейное ослабление излучения. На рис. 8 показан пример таких зависимостей для различной оптической погоды. Это обусловлено оптическим пробоем в грубодисперсной фракции фонового аэрозоля. Величина критической плотности энергии возрастает с увеличением оптической толщины среды. Критическая плотность энергии имеет максимальные значения для туманов и минимальные величины для слабых дождей и дымок.

3. Самовоздействие лазерных пучков в атмосфере

Нелинейные эффекты в газах, изменяющие диэлектрическую проницаемость среды, приводят к самовоздействию лазерных пучков. Незначительные изменения фазы волны за счет изменения показателя преломления в элементарном объеме накапливаются на больших дистанциях в существенные искажения фазы и амплитуды волны. При самовоздействии пучка осуществляется преобразование его углового спектра, что приводит к изменению траектории распространения, самофокусировке, самодефокусировке излучения. Самовоздействие пространственно-модулированных волн в атмосфере вызывает эффекты теплового действия лазерного излучения (нагрева, кинетического охлаждения), резонансные эффекты изменения поляризуемости среды [71].

В незамутненной атмосфере основным фактором, снижающим эффективность передачи лазерной энергии на большие дистанции, является эффект теплового самовоздействия, обла-

дающий наименьшими энергетическими порогами. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением лишь этого эффекта.

По проблеме теплового самовоздействия лазерного излучения в научной литературе имеется значительная библиография [3, 9–11, 16–23]. В этих работах систематизированы теоретические исследования и приведены экспериментальные данные по тепловому искажению пучков в модельных средах. По экспериментальному исследованию эффекта в реальной атмосфере известно небольшое число публикаций [75].

Необходимо отметить, что лазерные эксперименты в реальной атмосфере чрезвычайно дороги. В связи с этим для верного прогноза атмосферного распространения интенсивных лазерных пучков выдвигались высокие требования по точности и достоверности аналитических и численных расчетов их различных параметров. Данное обстоятельство привело к созданию многих подходов и методов теоретического исследования обсуждаемого эффекта и численных алгоритмов их реализации [9–11, 16–23, 62, 66, 67, 70, 72, 81–84, 89].

В Институте оптики атмосферы указанная задача решалась в рамках идеологии, основанной на комплексном учете влияния атмосферы на параметры световой волны. Такая постановка указывала на то, что наряду с учетом влияния самовоздействия на параметры пучка необходимо принимать во внимание влияние турбулентности атмосферы, разрушающей когерентность пучка и осуществляющей стохастизацию температурного поля в его канале. Важно было учитывать неидеальность (частичную когерентность) лазерных источников и ряд других особенностей, диктуемых практическими вопросами применения мощных лазеров в реальной атмосфере.

Характерной чертой самовоздействия лазерных пучков в атмосфере является еще и то, что происходит взаимовлияние различных типов преобразования параметров пучка (пространственных, амплитудных, частотных, временных). Это обусловлено участием как линейных (спектр-структура пучка из-за рассеяния на турбулентных и дискретных неоднородностях атмосферы и др.), так и нелинейных эффектов в подобных взаимовлияниях преобразований. Так, например, амплитудные нелинейные конверсии пучка приводят к изменению дифракционных характеристик канала [70], вынужденное комбинационное рассеяние света влияет на расходимость излучения [90].

Для теоретического исследования комплексного влияния атмосферы на характеристики пучка в Институте сложилось два подхода. Один из них базируется на полевом описании эффектов в атмосфере. В данном случае речь идет о разработке и реализации численных методов решения параболического уравнения. В Институте создан высокоэффективный метод решения многомерных стохастических задач дифракции, в основу которого положен метод расщепления по физическим факторам в сочетании с методом быстрого Фурье-преобразования [62]. Результаты исследований нелинейного распространения пучков на базе этого метода приведены в [8].

Наряду с подходом, изучающим распространение мощных лазерных пучков в атмосфере на основе параболического уравнения, в Институте была разработана оригинальная теория метода уравнения переноса излучения как лучевого метода теории волн. Ниже мы дадим общую характеристику данного метода и проиллюстрируем результаты его применения конкретными примерами.

В нелинейной оптике атмосферы большое число практически важных задач связано с изучением самовоздействия широкоапертурных лазерных пучков в условиях существенных нелинейных искажений. Это указывает на то, что основное взаимодействие в нелинейной среде происходит в зоне геометрической тени пучка. Исследование таких задач на основе аппарата квазиоптического уравнения оказывается достаточно сложным. Довольно сложно исследовать и самовоздействие частично когерентных пучков. Поэтому здесь является естественным обращение к новым подходам.

Одним из них по методологии теории волновых процессов является лучевое приближение, под которым в теории распространения волн в неоднородных средах обычно понимается метод построения коротковолновых асимптотик волнового уравнения, обеспечивающих решение задач дифракции на основе аппарата уравнений геометрической оптики [67].

Значительно расширить область использования лучевых методов, исследовать задачу самовоздействия при широком диапазоне параметров процесса позволяет метод уравнения переноса яркости излучения.

Для слабо ослабляющих плавнонеоднородных сред система уравнений для определения интенсивности узконаправленных лазерных пучков методом уравнения переноса яркости излучения формулируется следующим образом:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \mathbf{n} \nabla_{\mathbf{R}} + \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon}(I) \nabla_{\mathbf{n}} \right] J(\mathbf{R}, \mathbf{n}, z, t) = 0; \quad (8)$$

$$J(\mathbf{R}, \mathbf{n}, z = 0, t) = J_0(\mathbf{R}, \mathbf{n}, t); \quad (9)$$

$$I(\mathbf{R}, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int J(\mathbf{R}, \mathbf{n}, z, t) d^2 n, \quad (10)$$

где J – яркость излучения; \mathbf{R} – поперечный вектор точки в пучке; z – координата направления распространения; \mathbf{n} – поперечный вектор касательной к траектории геометрооптического луча; $\tilde{\varepsilon}$ – возмущение диэлектрической проницаемости среды, вызванное нелинейными эффектами.

В каждом конкретном случае система дополняется уравнением, определяющим вид зависимости возмущения диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}$ от интенсивности $\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}(I)$. Для интегрирования уравнения переноса (8) с начальным условием (9) классическим является метод характеристик. В нем интенсивность связывается с яркостью на входной апертуре (9) интегральной формой

$$I(\mathbf{R}, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int J_0(\mathbf{R}'(0), \mathbf{n}'(0), z, t) d^2 n, \quad (11)$$

$$\frac{d\mathbf{R}'}{dz'} = \mathbf{n}'; \quad \frac{d\mathbf{n}'}{dz'} = \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon}(\mathbf{R}, z', t) \quad (12)$$

с начальными условиями в плоскости наблюдения

$$\mathbf{R}'(z' = z) = \mathbf{R}', \quad \mathbf{n}'(z' = z) = \mathbf{n}', \quad z' = 0, \dots, z. \quad (13)$$

Сущность метода характеристик состоит в том, что интеграл для определения интенсивности (11) записывается на характеристиках, выпущенных из точки пространства (\mathbf{R}, z) в начальную плоскость $z = 0$ по направлению $-\mathbf{n}$ и пересекающих начальную плоскость в точке $\mathbf{R}^0 = \mathbf{R}'(z' = 0)$ в направлении $\mathbf{n}^0 = \mathbf{n}'(z' = 0)$. Характеристики подчинены уравнениям геометрической оптики.

Поведение лучей-характеристик явно выделяет особенности интегрируемого решения. Траектории лучей сгущаются в точках фокусировок и разрезаются при расплывании пучка. Если в геометрической оптике интенсивность пучка определяется из закона сохранения энергии в элементарной лучевой трубке, площадь сечения которой рассчитывается с участием одного центрального луча, то в методе уравнения переноса при расчете интенсивности задействовано множество лучей. Данное обстоятельство устраняет проблему каустики и обеспечивает учет дифракции на апертуре пучка.

Метод характеристик в различных модификациях был применен в [66, 70, 81, 82, 89] к задачам распространения когерентных и частично когерентных лазерных пучков в атмосфере для широкого диапазона параметров процесса и трасс различной протяженности. Различные модификации теории были использованы для исследования задач самовоздействия, решения которых ранее не были известны, в частности, например, для задач самонаведенной каустики [66], преобразования когерентных свойств излучения в нелинейной среде [81], нелинейной рефракции широкоапертурных пучков [81], флуктуационных явлений в нелинейной среде [89]. Ниже приведены некоторые иллюстрации использования метода уравнения переноса для задач распространения мощного лазерного излучения в атмосфере.

С использованием уравнения переноса яркости в [91] выполнены численные эксперименты по влиянию начальной расходимости пучка Θ_0 на оптимальную фокусировку непрерывного лазерного излучения на протяженных высотных трассах в тропопаузе и стратосфере. На

рис. 9 показано пространственное распределение непрерывного излучения CO₂-лазера с различной начальной дифракционной расходимостью. Результаты численных экспериментов показали, что в присутствии теплового расплывания пучка, которое в тропосфере происходит за счет газового поглощения, а в стратосфере за счет аэрозоля (главным образом вулканического происхождения), необходимо фокусировать лазерное излучение за плоскость приема для получения максимальной интенсивности при заданной начальной расходимости. Пучок с минимальной расходимостью имеет минимальные размеры в плоскости приема, несмотря на то что проявление нелинейных искажений в этом случае максимально.

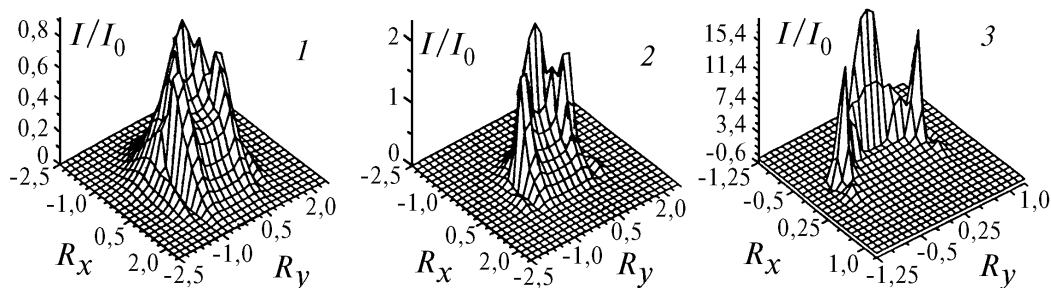


Рис. 9. Влияние начальной дифракционной расходимости на фокусировку интенсивного лазерного пучка на протяженной высотной атмосферной трассе: $\Theta_0 = 2 \cdot 10^{-6}$, $F/L = 1,37$ (1); $\Theta_0 = 10^{-6}$, $F/L = 1,48$ (2); $\Theta_0 = 2 \cdot 10^{-7}$, $F/L = 1,49$ (3); F – фокусное расстояние передающей апертуры, L – длина трассы

В [81] получены результаты, иллюстрирующие особенности самовоздействия частично когерентного излучения на вертикальной атмосферной трассе в условиях кинетического охлаждения среды. Если для когерентного пучка, имеющего одинаковые с частично когерентным энергетические параметры и размеры, наблюдается эффект самофокусировки на вертикальной трассе, то для частично когерентного излучения, вследствие его большей начальной дифракционной расходимости, происходит дефокусировка пучка (рис. 10). На этом рисунке представлена зависимость относительного эффективного радиуса пучка от безразмерной дистанции для лазерных пучков с различной степенью пространственной когерентности для момента времени $t = t_p$ и $\delta = t_{VT}/t_p = 0,5$ (t_p – длительность импульса, t_{VT} – время колебательно-поступательной релаксации молекул азота): 1 – когерентное излучение с начальной расходимостью $Q_0^k = 1,69 \cdot 10^{-6}$, параметр нелинейности $P = L_d^k/L_n = 123$; 2 – частично когерентное излучение, $Q_0^{nk} = 1,69 \cdot 10^{-5}$, $P = L_d^{nk}/L_n = 12,3$.

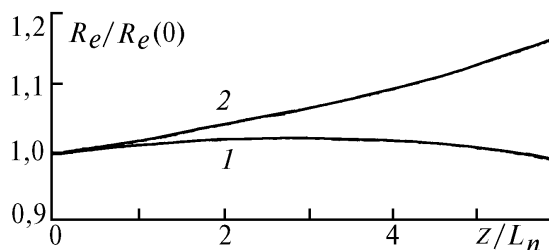


Рис. 10. Зависимость относительного эффективного радиуса пучка от безразмерной дистанции. Модель атмосферы – лето средних широт

В Институте, наряду с вышеупомянутыми подходами к исследованию задачи самовоздействия интенсивного лазерного излучения в однородных и неоднородных нелинейных рефракционных средах, развиваются методы, позволяющие *a priori* оценить влияние нелинейных эффектов для пучков различного профиля и различных механизмов взаимодействия излучения со средой [83], а для ряда случаев получить точные решения для эффективных (интегральных) параметров пучка [84]. Здесь в качестве критерия качества передачи энергии выбрана величина эффективной интенсивности пучка, начальное значение которой определяет степень нелинейных искажений для пучков различного профиля:

$$I_e(z) = P_0 \exp \left(- \int_0^z \alpha_g(z') dz' \right) [\pi (R_e^2(z) - R_c^2(z))]^{-1}. \quad (14)$$

Входящие в определение эффективной интенсивности величины (эффективный радиус пучка R_e , вектор смещения центра тяжести \mathbf{R}_c) подчиняются следующим уравнениям [11, 83]:

$$\frac{d^2 \mathbf{R}_c}{dz^2} = \frac{1}{2 P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon(\mathbf{R}, z, t) I(\mathbf{R}, z, t) d^2 R; \quad (15)$$

$$\frac{d R_e^2}{dz} = 2 \frac{R_e^2}{F_{e1}}, \quad (16)$$

$$\frac{d R_e^2}{dz F_{e1}} = \Theta_e^2 + \frac{1}{2 P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon(\mathbf{R}, z, t) I(\mathbf{R}, z, t) d^2 R; \quad (17)$$

$$\frac{d \Theta_e^2}{dz} = \frac{k^{-1}}{2 P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon(\mathbf{R}, z, t) \nabla_{\mathbf{R}} \varphi(\mathbf{R}, z, t) I(\mathbf{R}, z, t) d^2 R; \quad (18)$$

$$\frac{d P}{dz} = - \alpha_g P(z, t), \quad (19)$$

где P – мощность пучка; φ – фаза волны; k – волновое число; Θ_e – эффективная ширина углового спектра (диаграммы направленности):

$$\Theta_e^2 = \frac{1}{k^2 \rho_{de}^2(z, t)} + \frac{R_e^2(z, t)}{F_e^2(z, t)}, \quad (20)$$

масштаб ρ_{de} характеризует дифракционные свойства пучка; F_e – эффективный радиус кривизны фазового фронта пучка.

Установлено подобие в поведении эффективных параметров коллимированных пучков различных классов при самовоздействии в условиях сильных нелинейных искажений для различных механизмов взаимодействия излучения со средой. Суть данного эффекта состоит в том, что вид зависимости относительной эффективной интенсивности $I_e(z)/I_e(z=0)$ от обобщенного параметра искажений $(z/L_n)^2$ примерно одинаков для различного класса пучков (рис. 11), что объясняется образованием нелинейного слоя вблизи излучателя, в котором происходит формирование предельной диаграммы направленности пучка. В этом случае нелинейная составляющая предельной угловой расходимости пучка определяется формулой $\Theta_{n\infty} = R_{e0}/L_n$.

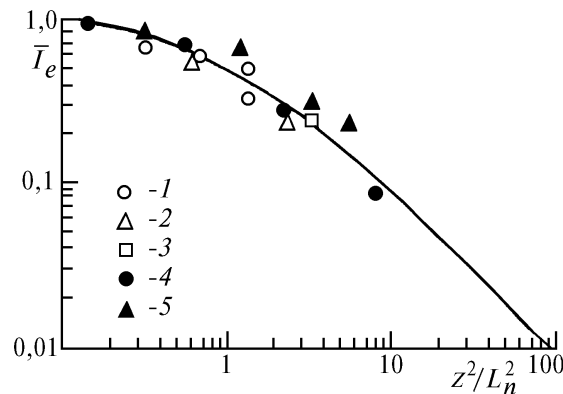


Рис. 11. Зависимость относительной эффективной интенсивности пучка вблизи центра тяжести от параметра z/L_n для нелинейной среды со стационарной ветровой нелинейностью. Различные точки соответствуют пучкам с различным начальным профилем [83]

Был найден универсальный вид продольного масштаба нелинейности:

$$L_n = R_e(0) \left[\frac{1}{2P(0)} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon(\mathbf{R}, 0, t) I(\mathbf{R}, 0, t) d^2 R \right]^{-1/2}; \quad (21)$$

использование которого для оценок автоматически снимает известную проблему занижения порогов нелинейных эффектов в методиках, основанных на безабберационном приближении либо приближении геометрической оптики.

Исследованы режимы формирования предельной угловой расходимости в первоначально однородной и неоднородной рефракционной среде.

Было получено решение для эффективных параметров пучка за нелинейным слоем:

$$R_e^2(z) = R_e^{*2} \left[\left(1 + \frac{z - z^*}{F_{e1}^*} \right)^2 + \frac{(z - z^*)^2}{k^2 \rho_{de}^{*2} R_e^{*2}} + \beta^* (z - z^*)^2 \right]; \quad (22)$$

$$\mathbf{R}_c(z) = \mathbf{R}_c^* + \Theta_c^* (z - z^*); \quad (23)$$

$$\Theta_c^* = \frac{1}{R_e^*} \int_0^{z^*} \frac{dz}{P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon(z) I(z, \mathbf{R}) d^2 R, \quad (24)$$

где $\beta = (F_e^*)^{-2} - (F_{e1}^*)^{-2}$ – фактор абберационных искажений пучка; $(F_{e1}^*)^{-1} = (F)^{-1} + (F_n^*)^{-1}$, F_n^* – нелинейная составляющая эффективного радиуса кривизны фазового фронта F_{e1} , знаком $\langle * \rangle$ отмечены величины, вычисленные на границе области проявления нелинейных эффектов (нелинейного слоя), которая определяется из условия насыщения угловой расходимости

$$\Theta_{\infty}^2(z^*) = Q_e^2(0) + k^{-1} \int_0^{z^*} \frac{dz}{P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon(z) \nabla_{\mathbf{R}} \varphi(z) I(z, \mathbf{R}) d^2 R = \text{const}. \quad (25)$$

В более общем случае, исходя из определений масштабов F_e и F_{e1} , показано, что $F_e \leq F_{e1}$. Следовательно, структура решения для эффективного радиуса пучка за нелинейным слоем будет различной для безабберационного и абберационного случаев. Масштаб F_n может иметь как положительное (самодефокусировка), так и отрицательное (самофокусировка) значение и является наиболее чувствительным <индикатором> свойств рефракционной среды. Поэтому имеет смысл определять пороги нелинейных эффектов на неоднородной трассе из анализа масштаба F_n^* . Условием существенной самодефокусировки (самофокусировки) пучка на дистанции z является неравенство $|F_n^*| \leq z$. Если пучок сфокусирован в плоскость приема $F = z$, то нелинейные эффекты будут проявляться на фоне дифракционных при $|F_n^*| \leq L_d$ или если характерный угол рефракции $\tilde{\Theta}_n^* = R_{e0}^* / |F_n^*|$ превышает дифракционную расходимость пучка: $\tilde{\Theta}_n^* \geq \Theta_0$.

Для режима слабых нелинейных искажений на неоднородной трассе выражения для F_n^* и нелинейной составляющей предельной расходимости Θ_{∞} можно записать в виде ($\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}_{\max}(z) \tilde{\varepsilon}(\mathbf{R})$):

$$F_n^* \cong k R_{e0}^2 \left(\int_0^{z^*} \tilde{\varepsilon}_{\max}(z') dz' \right)^{-1} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_{\mathbf{R}} \bar{\varepsilon}(\mathbf{R}, 0) I(\mathbf{R}, 0) d^2 R \right)^{-1} = L_n^2 / L_{ef}; \quad (26)$$

$$\Theta_{\infty} = R_0 L_{ef} / L_n^2; \quad (26)$$

$$L_{ef} = \int_0^{z^*} \tilde{\varepsilon}_{\max}(z') dz' / \tilde{\varepsilon}_{\max}(0), \quad (27)$$

где L_{ef} – масштаб, характеризующий неоднородность параметров атмосферной трассы. При выполнении условия $L_n \leq L_{ef}$ реализуется режим сильных нелинейных искажений пучка на неоднородной

трассе. В этом случае неоднородность трассы не влияет существенно на интегральные характеристики пучков, а основное влияние оказывает нелинейная линза, сосредоточенная у источника. Очевидно, что существует промежуточная область, где $L_n \simeq L_{ef}$. В этом режиме параметры пучка, определяющие эффективную интенсивность за нелинейным слоем, могут быть получены лишь численным путем.

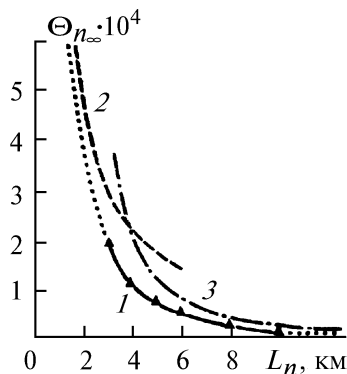


Рис. 12. Нелинейная составляющая предельной расходимости пучка как функция длины нелинейности (самовоздействие длинного импульса на вертикальной атмосферной трассе): 1 – расчет методом уравнения переноса (сплошная кривая) и экстраполяционная зависимость (штриховая), асимптотики сильных (2) и слабых (3) нелинейных искажений, Δ – аппроксимационная зависимость

Рис. 12 иллюстрирует зависимость предельной угловой расходимости пучка от масштаба нелинейности, полученную из численного решения задачи самовоздействия импульсного излучения на вертикальной атмосферной трассе методом уравнения переноса яркости. Данная зависимость имеет две асимптотики: сильных $\Theta_{n\infty} = R_0 / L_n$ и слабых $\Theta_{n\infty} = R_0 L_{ef} / L_n^2$ нелинейных искажений. Так как в [81] не были получены решения, точно соответствующие режиму сильных искажений $L_n < L_{ef}$, была выполнена экстраполяция данных численных расчетов из области, граничащей с данным режимом, в область его реализации. Оказалось, что найденная расчетным путем зависимость $\Theta_{n\infty}(L_n)$ удовлетворительно описывается аппроксимационной формулой $\Theta_{n\infty} = R_0 L_{ef} / (L_n (L_n + L_{ef}))$.

Разработанная методика оценки эффективности передачи энергии лазерного излучения в нелинейных рефракционных средах, позволила на основе использования уравнений для интегральных параметров пучка выполнить качественный и количественный анализ ряда практически важных многопараметрических задач атмосферной нелинейной оптики.

Заключение

Анализируя тенденции развития проблемы нелинейного распространения световых волн в атмосфере, можно отметить возрастание интереса к задачам оптического зондирования физико-химических параметров веществ с использованием нелинейно-оптических взаимодействий [7, 11 – 13, 77]. Несомненно, что широкое использование достижений методов исследования нелинейных волновых процессов в атмосфере будет всегда перспективным для решения актуальных задач современной атмосферной оптики и лазерной физики.

1. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
2. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 180 с.
3. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М: Мир, 1981. 414 с.
4. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеониздат, 1982. 312 с.
5. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
6. Zuev V.E., Zemlyanov A.A., Kopytin Yu.D., Kuzikovskii A.V. High-power laser radiation in atmospheric aerosols. Dordrecht. Holland: D. Reidel Publ. Corp., 1984. 291 p.
7. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 224 с.

8. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
9. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
10. Беляев Е. Б., Воробьев В. В., Землянов А. А. и др. Нелинейные оптические эффекты в атмосфере. Томск: Изд-во Томского филиала СО АН СССР, 1987. 224 с.
11. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат. 1989. 256 с.
12. Копытин Ю. Д., Сорокин Ю. М., Скрипкин А. М. и др. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 188 с.
13. Копытин Ю. Д., Протасевич Е. Т., Чистякова Л. К., Шишковский В. И. Воздействие лазерного и ВЧ-излучения на воздушную среду. Новосибирск: Наука, 1992. 185 с.
14. Андреев Г. А., Бисярин В. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. 1976. Т. 11. С. 5–148.
15. Бисярин В. П., Колосов М. А., Пожидаев В. Н., Соколов А. В. // Изв. вузов СССР. Физика. 1977. Т. 20. N 11. С. 133–153.
16. Гордин М. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. // Итоги науки и техники. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1980. Т. 20. С. 206–289.
17. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Чесноков С. С. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. N 2. С. 66–78.
18. Гордин М. П., Грачев Ю. Н., Лоскутов В. С. // Изв. АН СССР. Сер. Физич. 1985. Т. 49. N 3. С. 450–458.
19. Гордин М. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. // Радиотехника и электроника. 1987. Вып. 11. С. 2242–2254.
20. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. // УФН. 1967. Т. 93. Вып. 1. С. 19–70.
21. Луговой В. Н., Прохоров А. М. // УФН. 1973. Т. 111. Вып. 2. С. 203–247.
22. Смит Д. К. // ТИИЭР. 1977. Т. 65. Вып. 12. С. 59–103.
23. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
24. Mullaney G. J., Christiansen W. H., Russel D. A. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. N. 14. P. 145–147.
25. Кузиковский А. В. // Изв. вузов СССР. Физика. 1970. Т. 13. N. 5. С. 80–85.
26. Баринов В. В., Сорокин С. А. // Квантовая электроника. 1973. N 2 (14). С. 5–11.
27. Пустовалов В. П., Романов Г. С. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. N 1. С. 84–94.
28. Кузиковский А. В., Хмелевцов С. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1968. Т. 4. N 3. С. 263–366.
29. Зуев В. Е., Кузиковский А. В., Погодаев В. А. и др. // ДАН СССР. 1972. Т. 205. N 5. С. 1069–1072.
30. Погодаев В. А., Букатый В. И., Хмелевцов С. С., Чистякова Л. К. // Квантовая электроника. 1971. N 4. С. 128–130.
31. Зуев В. Е., Землянов А. А. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. N 2. С. 53–65.
32. Букздорф Н. В., Погодаев В. А., Чистякова Л. К. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. N 5. С. 1062–1064.
33. Коровин В. Я., Иванов Е. В. // III Всесоюз. симпоз. по распр. лаз. изл. в атмосфере. (Тезисы докл.) Томск, 1975. С. 93–94.
34. Землянов А. А., Кабанов А. М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 7. С. 691–694.
35. Армстронг Р. Л., Землянов А. А., Кабанов А. М. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 9. С. 1236–1240.
36. Землянов А. А., Небольсин М. Ф., Погодаев В. А. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 4. С. 791–793.
37. Autric M., Caressa J. P. // AIAA Pap. 1982. N 896. P. 1–8.
38. Alexander D. R., Armstrong J. G. // Appl. Opt. 1987. V. 29. P. 533–538.
39. Singh P. I., Knight C. J. // AIAA. 1980. V. 18. P. 96–100.
40. Kafalas P., Ferdinand A. P. // Appl. Opt. 1973. V. 12. N 1. P. 29–34.
41. Kwok H. S., Rossi T. M., Lau W. S. et al // Opt. Lett. 1988. V. 13. N 3. P. 192–194.
42. Caressa J. P., Vigliano P., Autric M. // AIAA. 1988. V. 29. N 1. P. 65–71.
43. Armstrong R. L., Pinnick R. G., Pendleton J. D., et al // Appl. Opt. 1990. V. 29. N 7. P. 918–925.
44. Pinnick R. G., Biswas A., Chylek P., Armstrong R. L. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 494–496.
45. Biswas A., Latifi H., Armstrong R. L., Pinnick R. G. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. N 12. P. 7413–7416.
46. Snow J. B., Quan S.-H., Chang R. K. // Opt. News. 1986. V. 12. N 5. P. 5–7.
47. Zhang J.-H., Leach D. H., Chang R. K. // Opt. Lett. 1988. V. 13. N 4. P. 270–272.
48. Zhang J.-H., Chen G., Chang R. K. // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. V. 7. N 1. P. 108–115.
49. Pinnick R. G., Biswas A., Pendleton J., Armstrong R. L. // Appl. Opt. 1992. V. 31. N 3. P. 311–318.
50. Rosasco G. J., Bennett H. S. // J. Opt. Soc. Am. 1978. V. 68. N 9. P. 1242–1250.
51. Chylek P., Kiehl J. T. // Appl. Opt. 1978. V. 17. N 19. P. 3019–3021.
52. Chylek P. // J. Opt. Soc. Am., 1976. V. 66. N 3. P. 285–287.
53. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Чистякова Е. К. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 7. С. 914–928.
54. Ахтырченко Ю. В., Беляев Е. Б., Высоцкий Ю. П. и др. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. N 2. С. 5–13.
55. Копытин Ю. Д., Коханов В. И., Погодаев В. А. и др. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. N 2. С. 405–411.

56. Ахтырченко Ю.В., Васильев Л.А., Высоцкий Ю.М. и др. // II Всесоюзн. совещ. по распр. лаз. изл. в дисп. среде. (Тезисы докл.) Обнинск, 1982. С. 90–93.
57. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 3. С. 27–34.
58. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П. и др. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1980. Т. 23. N 1. С. 1–37.
59. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. // Appl. Phys. 1976. V. 10. N 1. P. 129–160.
60. Букздорф П.В., Землянов А.А., Кузиковский А.В., Хмелевцов С.С. // Изв. вузов. Физика. 1974. Т. 17. N 5. С. 36–40.
61. Землянов А.А., Кузиковский А.В. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. N 7. С. 1523–1530.
62. Коняев П.А., Лукин В.П. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. N 2. С. 79–89.
63. Кандидов В.П., Прахов М.С. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. N 3. С. 265–273.
64. Chylek P., Jarzembski M.A., Srivastava V., et al. // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 5. P. 760–762.
65. Зуев В.Е., Макушкин Ю.С., Пономарев Ю.Н. Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1987. 248 с.
66. Землянов А.А., Синев С.Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 8. С. 44–50.
67. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. // Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
68. Маслов В.П. Теория возмущений и асимптотические методы. М.: Изд. МГУ. 1965. 312 с.
69. Землянов А.А., Колосов В.В., Кузиковский А.В. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. N 6. С. 1148–1154.
70. Землянов А.А., Синев С.Н. Самовоздействие частично когерентного пучка при больших параметрах нелинейности. Томск. 1984. 26 с. (Препринт / Институт оптики атмосферы СО АН СССР, N 29).
71. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. // ДАН СССР. 1985. Т. 284. N 6. С. 1346–1349.
72. Нетесов В.В. // Журнал прикладной механики и технической физики. 1986. N 4. С. 3–8.
73. Serpenguzel A.S., Swindal J.C., Chang R.K., Asker W.P. // Appl. Opt. 1992. V. 31. N 18. P. 3543–3551.
74. Копвиллем У., Букин О.А., Чудновский В.М. и др. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. Вып. 2. С. 306–310.
75. Банах В.А., Карасев В.В., Коняев Ю.Н. и др. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 12. С. 1528–1535.
76. Sarumana E.J., Webster R.B., Quigley G.P., Morse R.L. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 8. p. 4601–4616.
77. Chowdhury Q., Mazumber M., Hill S.C. // Proc. of SPIE's Int. Conf. on Atmospheric Propagation and Remote Sensing. Orlando. 1993. V. 1968. P. 29–40.
78. Waggoner A.P., Radke L.F., Buonadonna V., Dowling D.R. // Appl. Opt. 1992. V. 31. N 27. P. 5871–5877.
79. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Armstrong R.L. // Appl. Opt. 1994. V. 33. N 24. P. 5805–5810.
80. Lencioni D.E. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. P. 12.
81. Землянов А.А., Синев С.Н. // Нелинейная оптика и оптоакустика атмосферы. Томск, 1988. С. 13.
82. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. N 9. С. 1099–1105.
83. Землянов А.А., Мартынюк А.В. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 11. С. 1203–1210.
84. Zuev V.E., Zemlyanov A.A., Martynko A.V., and Sinev S.N. // Proc. of SPIE's Int. Conf. on Atmospheric Propagation and Remote Sensing. Orlando. 1993. V. 1968. P. 293–301.
85. Землянов А.А., Кабанов А.М., Армстронг Р.Л. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 7. С. 605–607.
86. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. // УФН. 1980. Т. 130. Вып. 2. С. 193.
87. Кучеров А.Н. // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. С. 144–151.
88. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 11. С. 1426–1435.
89. Банах В.А., Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 4. С. 377–385.
90. Шалаев М.Ф., Садовников В.П. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 11. С. 1123–1127.
91. Землянов А.А., Колосов В.В. // XII Межреспубликанский симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и воздушных средах. (Тезисы докл.). Томск, 1993. С. 123.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
7 октября 1994 г.

A. A. Zemlyanov. Nonlinear Propagation of Laser Radiation in the Atmosphere.

The results of investigation of laser radiation nonlinear propagation through the atmosphere, performed at the Institute of Atmospheric Optics of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences are presented in the paper. They cover nonlinear optical phenomena, propagation of high energy radiation through turbid media, and laser beams blooming.