

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 530.182.551.510.42

Н.Н. Бочкарев, Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, В.А. Погодаев

ОПЕРАТИВНАЯ ОЦЕНКА ОСЛАБЛЕНИЯ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СО₂-ЛАЗЕРА НА ПРИЗЕМНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ТРАССАХ

Предложена модель оперативной оценки ослабления мощного излучения импульсного СО₂-лазера на приземных трассах в условиях туманной дымки, тумана, мороси, дождя. В основе методологии разработки модели лежит адекватность физических процессов взаимодействия излучения с аэрозолем в лабораторных и природных условиях, установленная с помощью дистанционных акустических измерений.

1. Введение

Интерес к проблеме распространения мощного лазерного излучения (МЛИ) в атмосфере обусловлен потребностями практики в транспортировке световой энергии на большие расстояния. Актуальность его повышается с появлением первых образцов мобильных и автономных источников МЛИ разнообразного применения [1].

Первые результаты по экспериментальному исследованию распространения пучков МЛИ на приземных трассах показали, что ослабление излучения средой распространения нелинейно зависит от энергии лазерного излучения на передающей апертуре [2, 3]. Процесс взаимодействия излучения со средой на трассе распространения существенно зависит от типа и микрофизического состава конкретного метеообразования, а также от энергетических параметров пучка, его структуры, временного режима, условий фокусировки [2, 4–10].

В данной статье рассматривается модель априорной оценки энергетического ослабления МЛИ импульсных СО₂-лазеров микросекундной длительности в условиях туманной дымки, тумана, мороси, дождя на приземных атмосферных трассах.

Построение модели требует знания зависимости коэффициента ослабления МЛИ атмосферой от энергетических параметров излучения. Исследования такой зависимости, как правило, проводятся в контролируемых лабораторных условиях отдельно для газовых и аэрозольных компонентов атмосферы. Необходимым условием разработки модели является уверенность в идентичности физических процессов, протекающих при взаимодействии МЛИ с компонентами атмосферы в лабораторных и природных условиях.

2. Коэффициент ослабления МЛИ приземной атмосферой

В окне относительной прозрачности атмосферы 8–13 мкм излучение с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм и энергией, недостаточной для развития нелинейных

эффектов, ослабляется за счет континуального поглощения водяным паром, селективного поглощения ряда газовых компонентов атмосферы (Н₂О, СО₂, О₃, NH₃, SO₂), аэрозольного поглощения и рассеяния. Достаточно полная библиография по этому вопросу представлена в [11, 12]. Каждый из этих факторов зависит от состояния атмосферы: температуры, давления, концентрации поглощающих газов, химического состава и микроструктуры аэрозолей. Установлено, что селективным поглощением малых газовых компонентов на интересующей нас длине волны можно пренебречь [13]. Анализ опубликованных результатов исследований механизма поглощения излучения водяным паром позволил авторам [14] предложить инженерную методику оценки коэффициента континуального поглощения паров воды α_{H_2O} (погрешность 2–3 %), описывающую известные из литературы эмпирические данные. Оценка коэффициента резонансного поглощения α_{CO_2} также изложена в [14].

Наиболее существенным отличием реальной атмосферы от контролируемых модельных газовых сред является наличие аэрозольного компонента. На $\lambda = 10,6$ мкм спектральное пропускание излучения регламентируется одновременно двумя наиболее изменчивыми компонентами атмосферы – водяным паром и аэрозолем. Разделение влияния этих факторов на конечный результат затруднено, с одной стороны, из-за перекрытия их вкладов в ослабление, с другой – из-за связи коэффициента аэрозольного ослабления α_a с характеристиками атмосферной влажности. Подробные исследования роли аэрозоля в ослаблении оптического излучения в линейном режиме распространения систематизированы в [12, 15]. Разработаны рекомендации по количественному учету аэрозольного ослабления при различных оптико-метеорологических ситуациях.

Нелинейные составляющие коэффициента ослабления излучения атмосферой проявляются только при достижении в лазерном пучке энергетических условий, превышающих некоторое пороговое значе-

ние. Коэффициент объемного поглощения излучения с $\lambda = 10,6$ мкм газового компонента атмосферы $\alpha_m = \alpha_{H_2O} + \alpha_{CO_2}$ зависит от временных и энергетических параметров распространяющегося в атмосфере излучения. Могут быть достигнуты условия, при которых наблюдается некоторое его уменьшение.

Причиной такой зависимости являются два эффекта [13]: спектроскопический эффект насыщения на переходах P -ветви полосы $00^0_1-10^0_0$ атмосферного CO_2 , характеризующийся пороговой интенсивностью $I_{нас} \sim (0,2-0,5) \cdot 10^6$ Вт/см²; эффект просветления далекого крыла полосы 010 H_2O с пороговой интенсивностью $I_k \sim (2-3) \cdot 10^6$ Вт/см². Оценки вклада указанных эффектов в ход зависимости коэффициента нелинейного ослабления МЛИ атмосферой $\alpha(E_0)$ для рассматриваемых оптико-метеорологических ситуаций показали его незначительность [16]. Коэффициент α определялся по измеренным величинам энергии излучения в начале E_0 и в конце E_1 трассы распространения L ; $\alpha = -1/L(\ln E_1/E_0)$. Для излучения CO_2 -лазера во всем диапазоне изменения длительности импульса выполняется условие $I_{нас} < I_k < I_{оп}$. Здесь $I_{оп} \sim 10^7 \div 10^8$ Вт/см² [17] – порог оптического пробоя атмосферы, инициируемый твердыми частицами.

Причиной оптической нелинейности атмосферного канала распространения МЛИ преимущественно являются процессы, приводящие к испарению, горению, взрывному разрушению, изменению формы и температуры аэрозольных частиц, оптическому пробую окружающего воздуха [3].

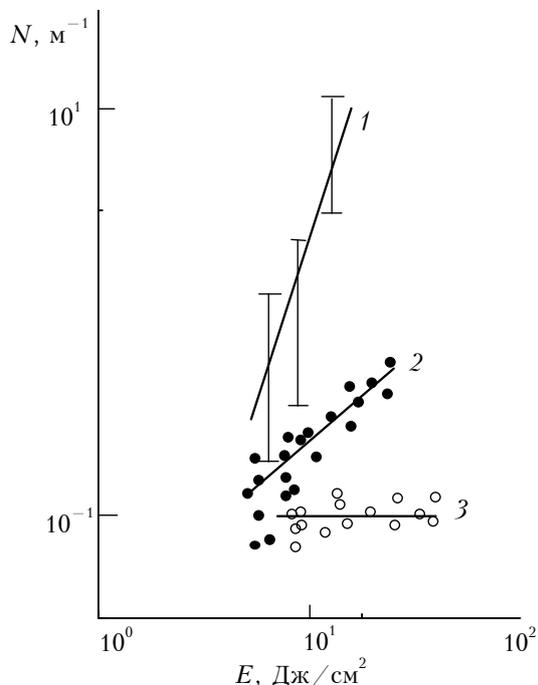


Рис. 1. Зависимость линейной концентрации очагов оптического пробоя атмосферы от плотности энергии лазерного излучения: 1 – естественная атмосфера без тумана [2]; 2 – время существования тумана на трассе измерений – 15 мин; 3 – время существования тумана на трассе измерений – 30 мин

Известно, что жидкокапельные метеообразования (туман, морось, дождь) являются естественным фильтром, очищающим атмосферу от твердофазного аэрозоля [18]. Степень очистки зависит от времени существования жидкокапельного фильтра. Например, для тумана это хорошо иллюстрируется рис. 1. Индикатором наличия в канале МЛИ твердофазного аэрозоля является оптический пробой атмосферы, инициируемый частицами радиусом $a_t \geq 10^{-4}$ см. Видно, что через некоторое время после образования тумана количество очагов пробоя значительно снижается. По истечении 0,5 ч с увеличением энергии излучения не наблюдается роста количества плазменных очагов в канале пучка МЛИ. Данное обстоятельство свидетельствует о значительном уменьшении в атмосфере грубодисперсной фракции твердофазного аэрозоля. Жидкокапельная составляющая аэрозольного заполнения среды распространения МЛИ при этом остается неизменной. На рисунке приведен массив точек, отражающий не более 20 % полученных данных для конкретного метеосостояния атмосферы. Совпадающие или близко лежащие точки не показаны.

Основным нелинейным эффектом, влияющим на изменение коэффициента ослабления среды при распространении в водном аэрозоле мощных импульсов CO_2 -лазера при допробойных интенсивностях, является взрывное разрушение частиц [19,20]. Взрыв капель наступает, когда температура внутри частицы становится близкой к температуре спинодали, что при нормальном давлении для воды соответствует температуре $T_{вз} \sim 593$ К [21]. При таких перегревах в зонах энерговыделения внутри капли активно генерируются и растут паровые пузыри, которые и являются причиной разрушения всей капли либо ее поверхностных слоев на более мелкие частицы и пар. В зависимости от размера частиц и энергетических параметров излучения процесс взрыва может носить однократный либо многократный характер. В обоих случаях происходит взрывное вскипание – выброс пара из зоны первоначального метастабильного перегрева.

Для определения коэффициента ослабления МЛИ α объемом, занятым продуктами разрушения водной капли фиксированного размера, необходимо знание эволюции формы этого объема, размера вторичных частиц и их концентрации. Проведенные нами экспериментальные и теоретические исследования процесса взаимодействия МЛИ с капельной средой указывают на существование следующих закономерностей в оптической картине взрывного разрушения частиц.

Для мелкокапельного аэрозоля ($2a \alpha_n < 1$, где α_n – коэффициент поглощения излучения веществом капли, a – начальный радиус капли) реализуется квазиоднородный нагрев частиц. Взрыв наступает, когда плотность энергии воздействующего излучения превышает пороговое значение $E_{вз}$. Эта величина слабо зависит от размера частиц и, как показали экспери-

ментальные исследования, составляет $\sim 1,5\text{--}2$ Дж/см² [22]. До и после взрыва частицы аэрозоля и конденсированная фракция продуктов взрыва испытывают поверхностное испарение, режим которого существенно зависит от размера частиц и параметров излучения. Полученные результаты указывают на следующую зависимость $\alpha(E)$:

$$\alpha = \alpha_0 (1 - X_1), \quad E \leq E_{\text{вз}},$$

$$\alpha = \alpha_0 (1 - X_{\text{вз}}) \exp[-\beta(d)(E - E_{\text{вз}})], \quad E > E_{\text{вз}}.$$

Здесь $\alpha_0 = \pi N_0 \int_0^\infty f_0(a) a^2 K(a) da$, где N_0 – исходная

концентрация частиц, имеющих функцию распределения $f_0(a)$; K – фактор эффективности ослабления излучения аэрозольной частицей; $X_{\text{вз}} = M_{\text{п}}/M_0$ – степень испарения при взрыве ($M_{\text{п}}$ – масса пара, образовавшегося в момент взрыва в результате поверхностного и объемного парообразования; M_0 – начальная масса капли); X_1 – степень испарения капли до взрывного вскипания, при импульсном воздействии ($X_1 \cong 0,01$); параметр β характеризует темп испарения вторичных частиц; $d = a/a_i$ – степень разрушения (a_i – характерный размер частиц конденсированной фракции продуктов разрушения). Численные расчеты показали, что при изменении d в диапазоне 10 – 25 эффективность испарения вторичных частиц падает ($\beta \sim 0,14 \div 0,07$ см²/Дж соответственно) вследствие измельчения продуктов дробления и уменьшения эффективности поглощения ими лазерной энергии. На рис. 2 представлены результаты расчетов и экспериментальные данные лабораторных исследований для мелкокапельного тумана (1) с $a = 2,7 \cdot 10^{-4}$ см.

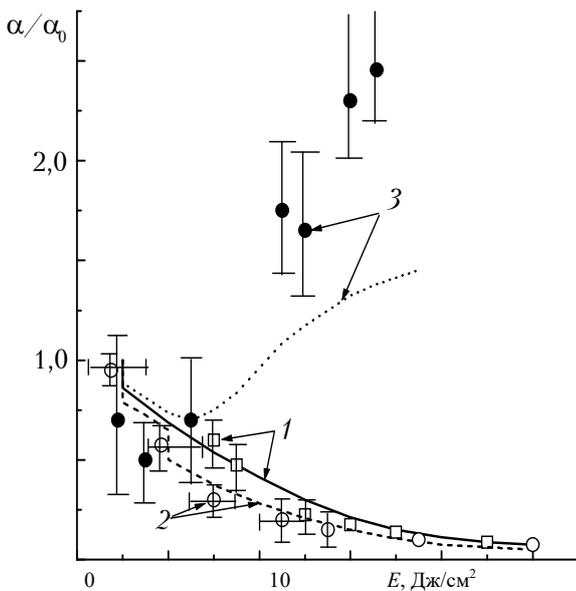


Рис. 2. Зависимость коэффициентов ослабления жидкокапельных метеорообразований от плотности энергии МЛИ: 1 – монодисперсный водный аэрозоль; 2 – полидисперсный водный аэрозоль; 3 – естественная атмосфера, дождь

Увеличение доли крупной фракции ($a > \alpha_{\text{п}}^{-1}$) в спектре размеров невозмущенного аэрозоля приводит к тому, что с излучением взаимодействует не весь объем крупных капель, а те их области, где локализовано максимальное тепловыделение, преимущественно в освещенной и теневой полусферах частиц. Возникновение таких областей инициируется неоднородностью светового поля внутри частиц [23]. Для энергетического порога взрывного вскипания частицы при импульсном нагреве справедливо соотношение

$$\alpha_{\text{п}} E_{\text{вз}} V_{\text{эф}} = \int_{V_{\text{эф}}} \rho C_p (T_{\text{вз}} - T_0) dV,$$

где $V_{\text{эф}}$ – суммарный объем зон максимального тепловыделения; ρ и C_p – плотность и удельная изобарная теплоемкость жидкости; T_0 – начальная температура частицы. Если положить $T = T_{\text{вз}}$ внутри $V_{\text{эф}}$ и пренебречь температурной зависимостью произведения (ρC_p), то $E_{\text{вз}} \cong \rho C_p (T_{\text{вз}} - T_0)/\alpha_{\text{п}}$ и не зависит от начального размера частицы. Данное обстоятельство свидетельствует о том, что для описания процесса фазового взрыва частиц с размерами $a > \alpha_{\text{п}}^{-1}$ возможно использование пороговых соотношений для мелкокапельного аэрозоля, но с учетом того, что взрывное вскипание происходит не во всем объеме капли V_0 , а в некоторой его части $V_{\text{эф}}$. Величину $V_{\text{эф}}$ можно оценить, считая, что вся поглощаемая в частице энергия идет на нагревание объема $V_{\text{эф}}$: $\pi a^2 K_{\text{п}} E \cong \alpha_{\text{п}} E V_{\text{эф}}$, где $K_{\text{п}}$ – фактор эффективности поглощения излучения частицей. В дальнейшем непрогретая часть объема ($V_0 - V_{\text{эф}}$) может либо разрушиться на крупные осколки ($a_i \leq a/2$), либо за счет сил поверхностного натяжения сформироваться в новую частицу меньшего радиуса. В обоих случаях при выполнении условия $E > E_{\text{вз}}$ возможна новая серия взрывов. В экспериментах установлено, что для капель с $a > \alpha_{\text{п}}^{-1}$ $E_{\text{вз}} = 3 \div 5$ Дж/см² [24]. Данный порог превосходит соответствующую величину для мелкодисперсного аэрозоля. Значения порогов указывают также на возможность применения модели двукратного взрыва, т.е. когда реализуется поглощение энергии не менее $2E_{\text{вз}}$:

$$\alpha = \alpha_0 (1 - X_1), \quad E \leq E_{\text{вз}};$$

$$\alpha = \alpha_{\text{ом}} (1 - X_{\text{вз1}}) \exp[-\beta_1(E - E_{\text{вз}})] + \alpha_{\text{к}}, \quad E_{\text{вз}} \leq E \leq 2E_{\text{вз}};$$

$$\alpha = \alpha_{\text{ом}} (1 - X_{\text{вз1}}) \exp[-\beta_1(E - E_{\text{вз}})] + \alpha_{\text{к}} (1 - X_{\text{вз2}}) \times \\ \times \exp[-\beta_2(E - 2E_{\text{вз}})], \quad E > 2E_{\text{вз}}.$$

Здесь $\alpha_{\text{ом}}$ – начальный коэффициент ослабления мелкокапельной фракции исходного аэрозоля с функцией

распределения $f_0(a)$; $\alpha_k \cong \pi N_0 \int_{a_k}^{\infty} f_0(a) K(a) a^2 da$ – коэф-

фициент ослабления оставшимися после первого взрыва «ядрами», $a_k \cong 1/(2\alpha_n)$. Рассчитанная таким образом зависимость $\alpha(E)$ при взрыве частиц полидисперсного аэрозоля показана на рис. 2 (кривая 2). Параметры исходного Г-распределения: $a_m = 5 \cdot 10^{-4}$ см; $\mu = 3$. Размеры применяемого в лабораторных экспериментах полидисперсного аэрозоля: $\bar{a} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ см; $\bar{a}^2 = 2,9 \cdot 10^{-4}$ см; $\bar{a}^3 = 3,4 \cdot 10^{-4}$ см.

В крупных каплях ($a \gg \alpha_n^{-1}$) распределение источников тепла достаточно хорошо описывается законом Бугера. В этом случае $V_{эф}$ представляет собой объем поверхностного слоя освещенной полусферы частицы. Поэтому процесс взрыва крупной капли может быть представлен последовательностью отдельных фаз: нагрева и вскипания поверхностного слоя, его отлета от холодного ядра; нагрева и вскипания следующего слоя и т.д. Это позволяет описывать взрыв каждого отдельного слоя в рамках модели однородного поглощения. Коэффициент ослабления крупнокапельного аэрозоля после взрыва j -го поверхностного слоя записывается в виде

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_y, \quad jE_{вз} \leq E \leq (j+1)E_{вз},$$

где

$$\alpha_c = (3/2) \alpha_n N_0 (1 - X_{вз}) \sum_{i=1}^j \exp [(-\beta(d_i) (E - iE_{вз}))] \times \\ \times \int_0^{\infty} f_0(a) V_{эф}^i da$$

– коэффициент ослабления вторичных частиц, образованных j взорвавшимися поверхностными слоями; $V_{эф}^i$ – объем i -го слоя;

$$\alpha_y = 2\pi N_0 \int_0^{\infty} f_0(a) a_j^2(a) da$$

– коэффициент ослабления «ядер»; $a_j = (a_{j-1}^3 - 3V_{эф}^{j-1}/4\pi)^{1/3}$. На рис. 2 представлена расчетная зависимость $\alpha(E)$ для крупнокапельного аэрозоля (кривая 3), моделируемого Г-распределением с параметрами $a_m = 7 \cdot 10^{-2}$ см, $\mu = 1$. Подобный спектр аэрозоля является характерным для дождя [25]. Точки – данные натурального эксперимента. В отличие от ранее рассмотренных случаев, в случае дождя после некоторого роста прозрачности среды, вызванного испарением крупных капель до их взрыва, при превышении порога взрывного вскипания происходит рост коэффициента ослабления, обусловленный повышением светорассеяния при дроблении крупных частиц.

3. Идентификация процессов взаимодействия МЛИ с аэрозолем на натуральных трассах и в лабораторных условиях

Трудности, возникающие в интерпретации экспериментальных данных, полученных в натуральных условиях, связаны с невозможностью контроля параметров пучка МЛИ и изменяющихся при взаимодействии с ним характеристик аэрозоля в любой точке трассы распространения. В связи с этим возникает необходимость дистанционной идентификации физических процессов, протекающих при взаимодействии МЛИ с частицами аэрозоля в реальной атмосфере и определяющих величину его ослабления, с процессами, известными из лабораторной практики. Разработка методов идентификации предъявляет ряд требований, основными из которых являются дистанционность, отсутствие внешних искажений характеристик пучка МЛИ и среды, высокая чувствительность к изменению характеристик процесса.

В настоящее время в контролируемых лабораторных условиях исследованы процессы взаимодействия МЛИ с аэрозолем различного химического и фазового состава, поддающиеся наиболее полному количественному описанию и пригодные для дистанционной индикации таких взаимодействий в реальной атмосфере. К этим процессам относятся прежде всего фазовые переходы жидкокапельного аэрозоля [19] и оптический пробой, развивающийся на частицах твердофазного аэрозоля [7, 26].

Важнейшими индикационными характеристиками этих процессов являются генерация акустических волн и изменение рассеивающих свойств аэрозоля при фазовом взрыве частиц в допороговом (относительно оптического пробоя) режиме. Более высокие акустические давления возникают при развитии оптического разряда. Кроме того, в случае развития плазменного очага появляется возможность визуализации процесса. Микрофизическая обеспеченность разработки методов идентификации заключается в исследовании поведения указанных индикационных характеристик в различных контролируемых условиях при варьировании энергии МЛИ и подробно изложена в [7, 27–30].

Полевая практика работы различных макетов аппаратуры по дистанционной регистрации индикационных характеристик показала, что для идентификации процессов целесообразно использовать оптико-акустический метод.

Соответствие данных натурального и лабораторного экспериментов представлено на рис. 3. Из массива экспериментальных данных, полученных в натуральных условиях, отбирались данные, соответствующие мелкокапельной аэрозольной фракции (туман) и плотности энергии МЛИ, не обеспечивающей пробойных явлений на трассе.

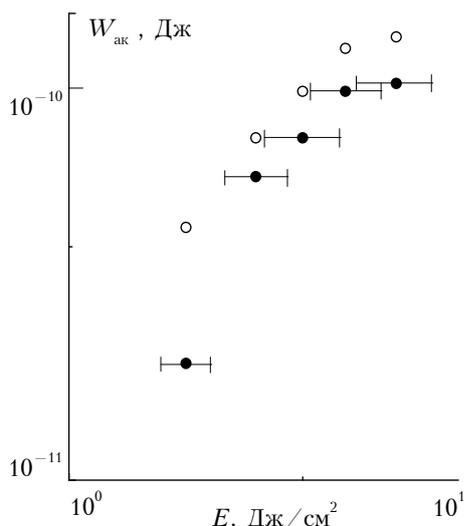


Рис. 3. Зависимость акустической энергии, излучаемой при взрыве отдельной капли, от плотности энергии воздействующего излучения: \circ – лабораторные условия, монодисперсный аэрозоль с $a = 2,7 \cdot 10^{-4}$ см; \bullet – естественная атмосфера, туман

На рисунке сопоставлены величины акустической энергии, излучаемой отдельной каплей тумана в процессе взрыва, в лабораторных и в натуральных экспериментах. В лабораторных исследованиях концентрация монодисперсных частиц с $a = 2,7 \cdot 10^{-4}$ см определялась из оптических измерений [27]. В открытой атмосфере концентрация частиц определялась через водность тумана [31]. Объем излучающей звук области определялся из акустических измерений. Скобками показаны возможные ошибки измерения энергии МЛИ на натурной трассе. Пониженное значение $W_{ак}$ в натуральных исследованиях при $E = 2$ Дж/см² объясняется наличием в тумане крупнодисперсной фракции частиц, для которых пороговые условия взрыва достигнуты не были [24].

В начальный период существования на трассе жидкокапельных метеобразований, когда атмосфера еще не очищена от частиц твердофазного аэрозоля, при превышении соответствующего энергетического порога, на этих частицах начинают развиваться плазменные очаги. Измерения показали, что акустическая энергия, излучаемая отдельным плазменным очагом, значительно превышает излучаемую при взрыве водной капли и достигает 10^{-3} Дж. Установлено, что развитие плазменного очага в пучке МЛИ протекает, как правило, в режиме светодетонационной волны [7]. Характеристики плазменного очага в этом случае определяются, в основном, процессами нагревания газа в волне поглощения и слабо зависят от свойств материала частиц. В то же время количество возникающих в пучке МЛИ плазменных очагов определяется энергией излучения, концентрацией и микроструктурой аэрозоля.

В натуральных экспериментах количество плазменных очагов на трассе определялось одновременно фоторегистрацией и разрешенным по времени

приемом акустических сигналов от отдельных очагов. При анализе данных натуральных экспериментов подбирались пуски МЛИ со значениями плотности энергии в начале трассы, отличающимися не более чем на 10 % от усредненного значения по всем рассматриваемым пускам, обеспеченные контролем аэрозоля на трассе. Сравнение количества очагов на трассе распространения, полученных фоторегистрацией и акустическим методом, показало, что коэффициент корреляции равен 0,89.

Таким образом, применение акустического сопровождения экспериментальных исследований распространения МЛИ в открытой атмосфере позволяет определить энергетические режимы взаимодействия излучения с частицами аэрозоля и уверенно использовать в дальнейшей интерпретации полученного материала весь наработанный комплекс экспериментальных и теоретических знаний об оптических последствиях такого взаимодействия.

4. Эффективность передачи энергии МЛИ на приземных атмосферных трассах

Экспериментальному исследованию энергетического ослабления МЛИ при распространении его на реальных атмосферных трассах посвящено незначительное количество работ. Наряду с [2, 4–10] следует отметить [33–35], посвященные различным аспектам проблемы взаимодействия МЛИ с атмосферой. Результаты [33–35] не анализировались в данной работе вследствие отличия оптико-метеорологических состояний атмосферы и режимов работы источников излучения.

Анализировались данные натуральных экспериментов, в которых проводился контроль энергии МЛИ в начале и конце трассы распространения; контролировались стандартные метеопараметры атмосферы, отсутствовал боковой ветер. Сохранялась неизменной геометрия пучка МЛИ: $F/R \sim 9 \cdot 10^2$ (F – фокусное расстояние передающего зеркального телескопа, формирующего пучок излучения с начальным радиусом R). Аэрозольная составляющая невозмущенного коэффициента ослабления атмосферы определялась в соответствии с [15]. Компоненты газовой составляющей рассчитывались согласно [14].

Комплексный анализ данных по энергетическому ослаблению пучка МЛИ при распространении на горизонтальных приземных трассах в реальной атмосфере и результатов лабораторных исследований по взаимодействию МЛИ с дисперсными средами позволил предложить модель прогноза энергетического ослабления МЛИ в жидкокапельных атмосферных образованиях. На данном этапе исследований наиболее удобно графическое представление модели в виде зависимостей $H(\tau_0)$ (рис. 4,а) и $H(E_\phi)$ (рис. 4,б). Здесь $H = \Delta\tau/\tau_0$, $\Delta\tau = \tau_0 - \tau_n$, где $\tau_0 = \alpha_n L$ – невозмущенная МЛИ оптическая толщина трассы распространения; $\tau_n = \alpha_n L$ – оптическая толщина трассы

после прохождения импульса МЛИ; E_{ϕ} – плотность энергии МЛИ в фокальной плоскости формирующего телескопа без учета ослабляющих свойств атмосферы.

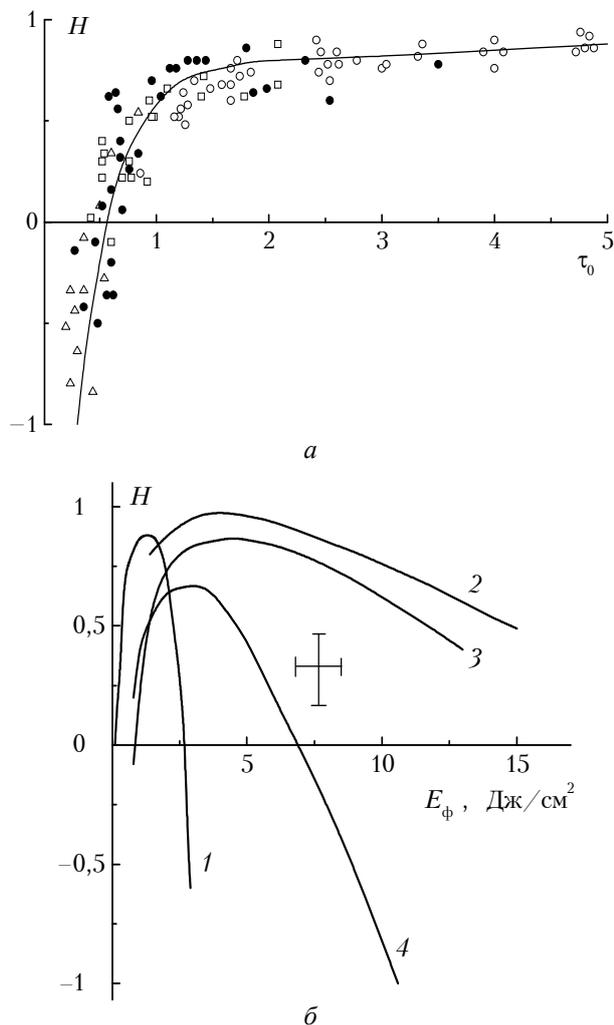


Рис. 4. Изменение оптической толщи измерительной трассы под действием импульса CO_2 -лазера в зависимости от ее первоначальной величины при различных оптико-метеорологических ситуациях и в зависимости от плотности энергии в фокальной плоскости формирующего телескопа для тех же оптико-метеорологических ситуаций: 1 – (●) туманная дымка, 2 – (○) туман, 3 – (□) морось, 4 – (△) дождь

Для вхождения в модель необходимо знание τ_0 на момент пуска излучения, типа метеообразования. Величина τ_0 может быть рассчитана по измеренным оптико-метеорологическим параметрам атмосферы [14, 15] либо получена из измерений пропускания низкоэнергетического излучения с длиной волны, совпадающей с длиной волны МЛИ. По известной величине τ_0 определяется величина H (см. рис. 4,а) и с помощью рис. 4,б, в соответствии с H , устанавливается уровень плотности энергии МЛИ, превышение которого нежелательно для конкретного типа метеообразования. Ошибка в определении коэффициента передачи МЛИ приземной горизонтальной трассой не превышает 25 % и уменьшается с увеличением

времени существования жидкокапельных метеообразований.

Как видно из рис. 4,б, существуют критические плотности энергии, превышение которых ведет к существенному нелинейному ослаблению излучения. Величина критической плотности энергии возрастает с увеличением оптической толщи трассы распространения. Максимальные значения критической плотности энергии наблюдаются для туманов, минимальные – для слабых дождей и дымок.

5. Заключение

Таким образом, комплексные исследования энергетического ослабления МЛИ на натурной трассе в условиях туманной дымки, тумана, мороси, дождя и механизмов взаимодействия МЛИ с частицами аэрозоля в контролируемых лабораторных условиях выявили закономерности изменения коэффициента ослабления излучения с $\lambda = 10,6$ мкм, зависящие от микрофизических параметров атмосферного аэрозоля и энергетических параметров пучка излучения.

Анализ этих закономерностей позволил предложить модель инженерной оценки пропускания МЛИ для конкретной оптико-метеорологической ситуации в атмосфере. Основой методологии разработки модели являлась уверенность в адекватности физических процессов взаимодействия МЛИ с аэрозолем в лабораторных и натуральных условиях, установленная с помощью дистанционных акустических измерений. Апробация модели на горизонтальной приземной трассе в реальной атмосфере проведена для оптико-метеорологических ситуаций, обеспечивающих исходную оптическую толщину вплоть до $\tau_0 = 5$.

1. Баранов И.Я. // Квантовая электроника. 1994. Т. 21. № 6. С. 581–584.
2. Ахтырченко Ю.В., Беляев Е.Б., Высоцкий Ю.П. и др. // Изв. вузов. Физика. 1983. № 2. С. 5–13.
3. Зув В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
4. Блинов Н.А., Леонтьев И.А., Рыжков Е.Г. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 10. С. 2147–2149.
5. Ахтырченко Ю.В., Высоцкий Ю.П., Голуб С.Л. и др. // Тр. Ин-та экспериментальной метеорологии. Обнинск: ИЭМ, 1986. Вып. 40(123). С. 99–103.
6. Autric M., Lefauconnier C., Vigliano P. // AIAA Pap. 1987. № 1454. P. 1–9.
7. Копытин Ю.Д., Коханов В.И., Погодаев В.А., Шишигин С.А. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 2. С. 405–411.
8. Воробьев В.В., Гурвич А.С., Дьяков А.С. и др. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 5. С. 1052–1054.
9. Землянов А.А., Мальцева Г.А., Погодаев В.А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 6. С. 609–614.
10. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 9. С. 948–953.
11. Арефьев В.Н. // Метеорология и гидрология. 1980. № 1. С. 97–112.
12. Оптические свойства прибрежных атмосферных дымок / М.В. Кабанов, М.В. Панченко, Ю.А. Пхалагов и др. Новосибирск: Наука, 1988. 201 с.
13. Мицель А.А., Пономарев Ю.Н. Оптические модели молекулярной атмосферы. Новосибирск: Наука, 1988. 127 с.

14. Блаховская Т.В., Мицель А.А. // Распространение лазерного излучения в поглощающей среде. Томск: ИОА СО АН СССР, 1982. С. 67–80.
15. Филиппов В.Л., Иванов В.П., Колобов Н.В. Динамика оптической погоды. Казань: КГУ, 1986. 157 с.
16. Погодаев В.А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 339–344.
17. Оптический разряд в аэрозолях / Ю.Д. Копытин, Ю.М. Сорокин, А.М. Скрипкин и др. Новосибирск: Наука, 1990. 159 с.
18. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 639 с.
19. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3 С. 27–34.
20. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 11. С. 1426–1434.
21. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справочник / В.П. Скрипов, Е.Н. Синицын, П.А. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
22. Землянов А.А., Небольсин М.Ф., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 4. С. 791–793.
23. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
24. Толстиков Ю.В. Процессы взрывного разрушения и вторичной конденсации при воздействии интенсивного лазерного излучения на водяные капли и частицы льда: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Обнинск: Ин-т экспериментальной метеорологии, 1987. 232 с.
25. Steiner M., Waldvogel A.I. // J. Atmos. Scienc. 1987. V. 44. №20, P. 3127–3133.
26. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 333–337.
27. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Красненко Н.П. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 25–29.
28. Бочкарев Н.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Красненко Н.П. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10. С. 111–113.
29. Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 6. С. 563–578.
30. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E., Kabanov A.M., Armstrong R.L. // Appl. Optics. 1996. V. 35. № 30. P. 6062–6068.
31. Атмосфера: Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с.
32. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 10. С. 1935–1942.
33. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Ковалев И.О. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 18. С. 1–4.
34. Банах В.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 3. С. 467–478.
35. Жуков А.И., Ковалевский Д.Я., Федоров М.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1501–1505.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
20 марта 1998 г.

N.N. Bochkarev, Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, V.A. Pogodaev. Expeditions Estimate of Pulsed CO₂-laser High-power Radiation Attenuation on Ground Atmospheric Paths.

A model is proposed for expeditions estimate of attenuation of the pulsed CO₂-laser high-power radiation attenuation on ground paths under haze, fog, drizzle, and rain conditions. The methodology of the model is based on an adequacy of the physical processes of interaction of radiation and aerosol in laboratory and field conditions found by means of remote acoustic measurements.