

# Об эффективности прохождения излучения различных лазеров через приземную турбулентную атмосферу

А.С.Башкин, В.Н.Безноздрев, Н.А.Пирогов

*Усовершенствована упрощенная модель распространения интенсивных лазерных пучков в приземной турбулентной атмосфере по горизонтальным и наклонным трассам, учитывающая основные механизмы взаимодействия лазерного излучения с атмосферой (молекулярное поглощение, аэрозольное ослабление, турбулентное уширение пучка и блуждание его оси). Применение этой модели позволило продемонстрировать общий подход к определению оптимальных длин волн излучения  $\lambda$  для достижения максимальной интенсивности сфокусированного лазерного излучения на неподвижном объекте в зависимости от протяженности и угла наклона трассы, погодных условий и диаметра лазерного пучка на выходе установки. Дана простая физическая интерпретация полученных зависимостей. Проведено сравнение эффективностей передачи излучения различных лазеров через приземную турбулентную атмосферу. Рассмотрены некоторые особенности передачи энергии различных лазеров на движущиеся объекты. Показано, что при изменении погодных условий в широком диапазоне наиболее целесообразно использовать излучение непрерывного химического DF-лазера.*

**Ключевые слова:** турбулентная атмосфера, распространение излучения в атмосфере, поглощение и аэрозольное ослабление излучения.

## 1. Введение

Широко известен огромный вклад Н.Г.Басова и его сотрудников в создание и исследование ряда высокоэнергетических лазеров, генерирующих излучение как в импульсном, так и в непрерывном режиме. Одно из важных направлений применения таких лазеров связано с передачей лазерной энергии через приземную атмосферу на достаточно большие расстояния (более 1 км) к различным объектам, находящимся вблизи поверхности земли или в воздушном пространстве на высоте до нескольких километров. Это необходимо, например, при дистанционной разделке материалов на аварийных объектах повышенной опасности, защите важных объектов, воздействии на органы зрения и навигационные приборы воздушных террористов и др. О сложности данной проблемы говорят продолжающиеся до сих пор дискуссии о том, какой лазер лучше подходит для этих целей.

Неоднозначность выбора лазера обусловлена наличием не одного, а совокупности механизмов взаимодействия лазерного излучения с приземной атмосферой, а также изменением погодных условий в достаточно широком диапазоне. Возможны два способа расчета эффективности прохождения излучения различных лазеров через атмосферу. В первом учитываются нелинейные эффекты взаимодействия интенсивного излучения с атмосферой, связанные с ее нагревом при поглощении лазерного излучения и приводящие к изменению траектории распространения пучка и формы его поперечного сечения [1]. При этом используются достаточно громоздкие чис-

ленные методы, в которых молекулярное поглощение рассчитывается с учетом спектра поглощения входящих в состав атмосферы молекул, их концентрации и зависимости молекулярного состава атмосферы от высоты над земной поверхностью [2, 3]. В этом случае сравнение эффективностей распространения излучения различных лазеров через атмосферу сильно затруднено. Такое сравнение можно провести только для каких-то определенных атмосферных условий и конкретных трасс, а в общем случае данный способ расчета практически невозможен. При другом способе расчета, основанном на построении упрощенных аналитических моделей (см., напр., [1, 4, 5]), можно надеяться, что задача будет решена в общем виде, если удастся построить аналитическую зависимость интенсивности лазерного излучения в дальней зоне от длины волны  $\lambda$ .

В данной работе рассматриваются только линейные механизмы взаимодействия лазерного излучения с атмосферой. Важнейшими среди них являются молекулярное поглощение (с коэффициентом  $\alpha_{ab}$ ) и аэрозольное поглощение и рассеяние (с коэффициентом  $\alpha_s$ ), а также турбулентное уширение диаграммы направленности и обусловленное турбулентностью блуждание оси лазерного пучка. Молекулярным рэлеевским рассеянием для  $\lambda > 1$  мкм обычно пренебрегают из-за его малости. В тех случаях, когда нелинейные эффекты взаимодействия излучения с атмосферой можно не учитывать, усредненная интенсивность лазерного излучения в фокальном пятне определяется выражением

$$I(\lambda) \approx \frac{P_0}{[\theta(\lambda)F]^2} \exp[-\alpha_\lambda(\lambda)F], \quad (1)$$

где  $\alpha_\lambda = \alpha_{ab} + \alpha_s$  – коэффициент ослабления излучения на единице длины трассы;  $F$  – длина трассы;  $\theta(\lambda)$  – эффективная расходимость лазерного пучка.

ОАО «НПО Энергомаш им. акад. В.П.Глушко», Россия, 141400 Химки, Московская обл., ул. Бурденко, 1; e-mail: energo@online.ru

Поступила в редакцию 2 августа 2002 г.

Изучению влияния молекулярного поглощения на эффективность прохождения через атмосферу излучения мощных лазеров посвящено довольно большое число работ [1–4, 6, 7]. Следует отметить, что в случае применения лазеров на колебательно-вращательных переходах, таких как HF-, CO- и CO<sub>2</sub>-лазеры, достаточно малое поглощение при распространении излучения через атмосферу имеет место только для отдельных линий. Получение генерации на отдельных линиях при использовании пассивных или активных методов селекции, безусловно, приведет к снижению выходной мощности этих лазеров, поэтому возможность их применения для передачи энергии лазерного излучения через атмосферу на достаточно большие расстояния не является бесспорной. Иначе обстоит дело с излучением DF-лазеров, у которых основные линии генерации слабо поглощаются молекулами атмосферы.

В отличие от молекулярного поглощения аэрозольное ослабление (за счет поглощения и рассеяния) не избирательно по длине волны  $\lambda$ , а довольно плавно меняется с ее изменением [4, 7]. Так, зависимость коэффициента аэрозольного ослабления от  $\lambda$  в области, где заметно влияние континуума водяных паров, может быть аппроксимирована с удовлетворительной точностью следующим аналитическим выражением [7]:

$$\alpha_s = 3.745 \times 10^{-5} \nu^{0.8543}, \quad (2)$$

где  $\alpha_s$  измеряется в км<sup>-1</sup>, а  $\nu = 1/\lambda$  – в см<sup>-1</sup>. Эта формула справедлива для дальности видимости 23 км. При изменении атмосферных условий  $\alpha_s$  изменяется примерно обратно пропорционально дальности видимости (или просто видимости).

В табл.1 для различных погодных условий представлены коэффициенты интегрального ослабления  $\alpha_i$  излучения различных мощных лазеров, полученные при обработке данных [1, 4, 7] и использованные при расчетах в настоящей работе. При этом для CO- и HF-лазеров учтены только линии излучения, обладающие малыми потерями при прохождении через атмосферу и имеющие достаточно высокую интенсивность в спектре генерации. Данные для HF-лазера на обертоновых переходах в табл.1 не приведены, поскольку в [1, 6] было показано, что коэффициент ослабления излучения этого лазера практически совпадает с коэффициентом ослабления для I-лазера.

Влияние турбулентности на уширение диаграммы направленности лазерного пучка при его распространении по горизонтальной трассе, когда структурный коэффициент показателя преломления  $C_n^2$ , учитывающий влияние турбулентности, постоянен, было оценено в [4]. В работе [5] такие оценки были распространены на наклонные

трассы, когда параметр  $C_n^2$  не является постоянным. При использовании теории турбулентности Колмогорова и зависимости структурного коэффициента температуры  $C_T^2$  от высоты  $h$  над земной поверхностью в виде  $C_T^2 \sim T^2 h^{-4/3}$ , а также соотношения  $C_n^2 \sim (p/T^2)^2 C_T^2$  [8] в [5] было получено выражение для эффективной расходимости лазерного пучка по уровню 0.8 от полной дошедшей до объекта мощности излучения:

$$\theta(\lambda) = \left\{ \left[ 4.42(K\lambda/D)^{5/3} + 37.1\lambda^{-1/3} C_n^2(h_0) X_{\text{eff}} \right]^{6/5} + 33D^{-1/3} C_n^2(h_0) X_{\text{eff}} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где  $D$  – диаметр излучающей апертуры;  $K$  – оптическое качество выходного лазерного пучка, равное отношению реальной расходимости излучения к ее дифракционному пределу;  $h_0$  – высота над земной поверхностью излучающей апертуры;  $X_{\text{eff}} = FW(\Delta h/h)$  – эффективная длина наклонной трассы, равная произведению реальной длины фокусировки  $F$  на поправочный коэффициент  $W(\Delta h/h)$ , который определяется выражением

$$W(\Delta h/h) = (1 - \Delta h/h)^{4/3} \int_0^1 t^{5/3} (1 - t\Delta h/h)^{-4/3} dt - 2.15 \times 10^{-4} h_0 (\Delta h/h) (1 - \Delta h/h)^{1/3} \times \int_0^1 t^{5/3} (1 - t)(1 - t\Delta h/h)^{-4/3} dt;$$

$\Delta h = h - h_0$ . Первый член в (3) дает вклад в эффективную расходимость  $\theta(\lambda)$  дифракции, второй и третий члены – турбулентного уширения и блуждания оси пучка соответственно. Как отмечалось в [5], выражение (3) справедливо в довольно ограниченных условиях: при высоте от 5–50 м (в зависимости от конкретных погодных условий) до 3–5 км и дальности до 10–15 км. При этом не принималась в расчет стратификация атмосферы, все изменения полагались достаточно плавными.

Нужно отметить, что в выражении (3) не только учитывается наклон трассы, но и более адекватно отражаются реальные условия прохождения излучения по сравнению с работами [1, 4], где для упрощения расчетов рассматривались гауссовы пучки с теоретически неограниченной апертурой и не учитывались турбулентное блуждание оси пучка, а также зависимость аэрозольного ослабления от  $\lambda$  при определении максимальной интенсивности  $I_{\text{max}}(\lambda_{\text{opt}})$ .

Цель данной работы заключается в модернизации упрощенной модели за счет учета этих механизмов взаимодействия лазерного излучения с атмосферой и рассмотрения пучков с ограниченной апертурой. При этом основное внимание уделено распространению излучения лазеров со средней мощностью более 10 кВт.

## 2. Общий подход к определению оптимальной длины волны при передаче лазерного излучения через приземную турбулентную атмосферу

Поскольку аэрозольное ослабление не избирательно по  $\lambda$ , то для каждого многочастотного лазера существует нижняя граница коэффициента ослабления, которую нельзя уменьшить подбором  $\lambda$ . Поэтому для лазеров, перспективных для передачи лазерной энергии через

Табл.1. Коэффициенты интегрального ослабления излучения  $\alpha_i$  (в км<sup>-1</sup>) различных мощных лазеров в приземном слое атмосферы в зависимости от погодных условий (средние широты).

Лазер	$\lambda$ (мкм)	Ясно (видимость 23 км)		Дымка (видимость 5 км)	
		Зима	Лето	Зима	Лето
CO <sub>2</sub> (P(20))	10.591	0.115	0.404	0.191	0.48
CO(P <sub>4</sub> (15))	4.989	0.075	0.237	0.215	0.377
DF(P <sub>2</sub> (8))	3.8007	0.049	0.064	0.225	0.24
HF(P <sub>1</sub> (12))	2.957	0.13	0.405	0.35	0.625
I	1.3152	0.10	0.12	0.50	0.52
Nd	1.06	0.11	0.11	0.55	0.55

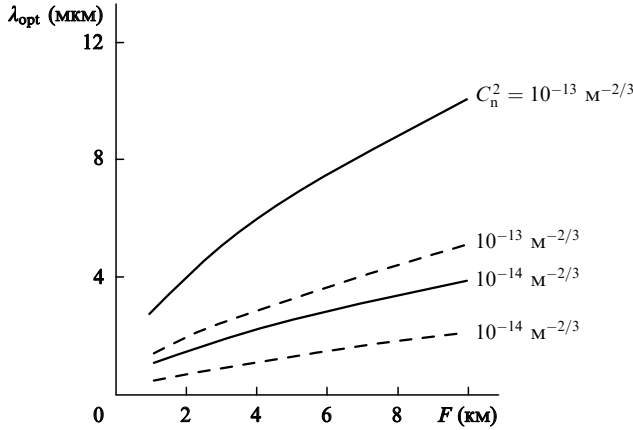


Рис.1. Зависимости  $\lambda_{\text{opt}}$  от длины трассы  $F$  при различных  $C_n^2$  для горизонтальной (сплошные кривые) и наклонной (штриховые кривые) трасс при  $D = 0.8$  м,  $K = 3$  и видимости 23 км; для наклонной трассы  $h_0 = 5$  м,  $h = 100$  м.

атмосферу, молекулярное поглощение должно быть мало по сравнению с аэрозольным ослаблением, т.е.  $\alpha_{\text{ab}} \ll \alpha_s$ .

При увеличении  $\lambda$  коэффициент  $\alpha_s$  (см. (2)) и турбулентное уширение (второй член в (3)) уменьшаются, что согласно (1) должно привести к росту  $I(\lambda)$ . В то же время дифракционная расходимость излучения растет с увеличением  $\lambda$ , что должно вызывать снижение интенсивности  $I(\lambda)$ . Это может стать причиной существования оптимального значения  $\lambda_{\text{opt}}$ , при котором дифракция еще достаточно мала, а турбулентное уширение и аэрозольное ослабление не очень велики. Данный факт был отмечен еще в работе [4], где при построении зависимости  $I(\lambda)/I(\lambda_{\text{CO}_2})$  наблюдался четко выраженный максимум, положение которого смещалось в коротковолновую область с уменьшением структурного коэффициента  $C_n^2$ .

Подставив в выражение (1) вместо  $\alpha_s$  величину  $\alpha_s(\lambda)$ , продифференцировав (1) по  $\lambda$  и приравняв производную нулю, получим уравнение для определения  $\lambda_{\text{opt}}$ :

$$F\theta^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \lambda} + \frac{\partial \theta^2(\lambda)}{\partial \lambda} = 0. \quad (4)$$

Такая оптимизация полностью справедлива только при условии  $\alpha_{\text{ab}} \ll \alpha_s$ . Это условие выполняется для излучения DF-, I- и Nd-лазеров, а также для второй гармоники HF-лазера.

Сравнение наших результатов расчета по формуле (4) с соответствующими результатами работы [4] для горизонтальных трасс показало, что в обоих случаях характер зависимости  $\lambda_{\text{opt}}$  от  $C_n^2$  одинаков, но сами значения  $\lambda_{\text{opt}}$  заметно различаются. Неполное совпадение результатов обусловлено более корректным учетом в настоящей работе влияния различных факторов. Результаты расчетов по формуле (4) приведены на рис.1 и 2. Из рис.1 видно, что оптимальная длина волны  $\lambda_{\text{opt}}$  быстро растет с увеличением  $C_n^2$  и расстояния до объекта воздействия. Так, для достаточно длинной горизонтальной трассы ( $\sim 10$  км) в сильно турбулентной атмосфере ( $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ) оптимальной становится длина волны  $\sim 10$  мкм. В то же время для длинных горизонтальных трасс со средней турбулентностью ( $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ ) и наклонных трасс с сильной турбулентностью оптимальными являются длины волн вблизи 4–5 мкм. Такие зависимости вполне понятны, поскольку, начиная с некоторого значения,

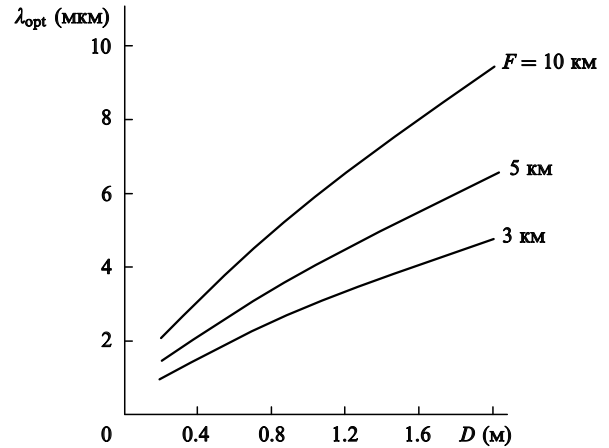


Рис.2. Зависимости  $\lambda_{\text{opt}}$  от диаметра излучающей апертуры  $D$  для наклонной трассы при  $h = 100$  м,  $h_0 = 5$  м,  $C_n^2(h_0) = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ,  $K = 3$  и видимости 23 км.

уменьшение  $\lambda$  может приводить к столь быстрому росту аэрозольного ослабления и расходимости излучения за счет турбулентного уширения, что происходит падение интенсивности сфокусированного лазерного излучения, несмотря на уменьшение дифракционного предела.

Подобным же образом объясняются зависимости, представленные на рис.2. Чем больше диаметр излучающей апертуры  $D$ , тем меньше вклад дифракции в эффективную расходимость лазерного пучка и тем при больших длинах волн турбулентный член начинает превалировать над дифракционным, поэтому при прочих равных условиях с ростом диаметра  $D$  длина волны  $\lambda_{\text{opt}}$  смещается в сторону больших значений.

Сделаем уточняющие пояснения. Прежде всего, нельзя результаты, приведенные на рис.1 и 2, распространять на излучение СО- и СО<sub>2</sub>-лазеров, у которых для большого числа линий  $\alpha_{\text{ab}} \gtrsim \alpha_s$ . Нельзя также утверждать на основании данных, представленных на рис.2, что для расстояний 10 км и длины волны  $\sim 4$  мкм оптимальным является диаметр  $D = 0.6$  м, поскольку уравнение (4) позволяет оптимизировать интенсивность только по длине волны при фиксированных значениях всех остальных параметров ( $F, C_n^2, D, \alpha_s$ ). Более того, как легко убедиться из анализа выражения (3) для  $\theta(\lambda)$ , при любых условиях увеличение диаметра  $D$  приводит к уменьшению эффективной расходимости. Однако крутизна этой зависимости действительно меняется, и, начиная с некоторого значения, дальнейшее увеличение  $D$  может стать малоэффективным, что подтверждается видом зависимости, показанной на рис.3.

### 3. Сравнение эффективностей прохождения через турбулентную атмосферу излучения различных лазеров

Выполненные по формуле (1) расчеты относительной интенсивности  $I/P_0$  сфокусированного на неподвижном объекте излучения (рис.4) для различных лазеров с учетом всех рассмотренных факторов, включая молекулярное поглощение, полностью подтвердили вывод о сложном характере влияния длины волны  $\lambda$  на эффективность прохождения лазерного излучения через турбулентную атмосферу, в результате чего в зависимости от условий прохождения трассы наибольшей эффективностью мо-

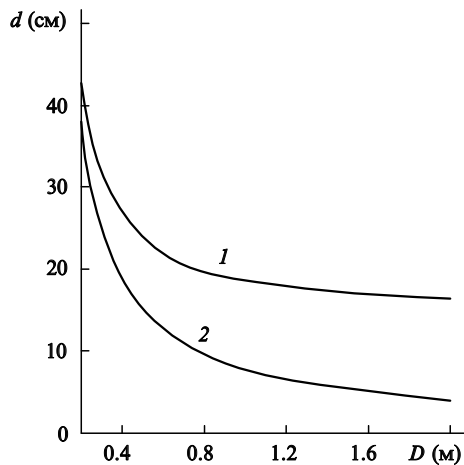


Рис.3. Зависимости диаметра фокального пятна  $d$  излучения DF-лазера от диаметра излучающей апертуры  $D$  на расстоянии  $F = 4$  км при  $K = 2$  и  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$  для горизонтальной трассы с  $h_0 = 5$  м (1) и наклонной трассы с углом наклона к горизонту  $\vartheta = 30^\circ$  (2).

гут обладать различные лазеры. Расчет проводился только для лазеров, в которых достигнута средняя мощность более 10 кВт и излучение которых имеет достаточно низкий коэффициент молекулярного поглощения. К ним относятся DF-, I- и Nd-лазеры. Поскольку длины волн обертоновых переходов  $P_{2-0}(3)$  и  $P_{2-0}(4)$  молекул HF и лазерных переходов в атомах I близки, а потери излучения при этом определяются аэрозольным ослаблением, которое плавно зависит от  $\lambda$ , эффективные коэффициенты потерь для этих лазеров и соответственно интенсивности сфокусированного излучения практически совпадают. Более того, как показали расчеты, интенсивности I- и Nd-лазеров были также близки во всем диапазоне варьирования параметров  $C_n^2$ ,  $\Delta h$  и  $L = (F^2 - \Delta h^2)^{1/2}$ , поэтому на рис.4 приводятся результаты расчетов только для DF- и I-лазеров.

Для того чтобы продемонстрировать эффект от использования адаптивных зеркал при формировании лазерного пучка, введение адаптации моделировалось уменьшением на порядок реальной величины  $C_n^2$ . Заметим, что применение адаптивных зеркал в рассматриваемой модели не влияет ни на величину атмосферного поглощения, ни на аэрозольное ослабление (предполагается рассеяние на углы, много большие угловой расходимости пучка). При этом основным механизмом уменьшения расходимости лазерного излучения остается компенсация турбулентного уширения диаграммы направленности и блуждания оси пучка. А это, в принципе, может быть смоделировано уменьшением коэффициента  $C_n^2$ . Более детальное количественное описание эффектов от использования адаптивных зеркал выходит за рамки данной работы.

Для расчетов были выбраны типичные погодные условия: видимость 7 км,  $C_n^2(h_0) = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ , что характерно для атмосферы над твердой земной поверхностью, и  $C_n^2(h_0) = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ , что характерно для атмосферы над морем. Как следует из рис.4, введение адаптивных зеркал при высокой турбулентности атмосферы значительно (почти на порядок) повышает облученность объекта, в то время как при низкой турбулентности эффект от использования адаптивных зеркал заметно ниже. Особенно это относится к наклонным трассам (рис.4,б). Так, для излучения I-лазера при  $C_n^2(h_0) = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$  кривые,

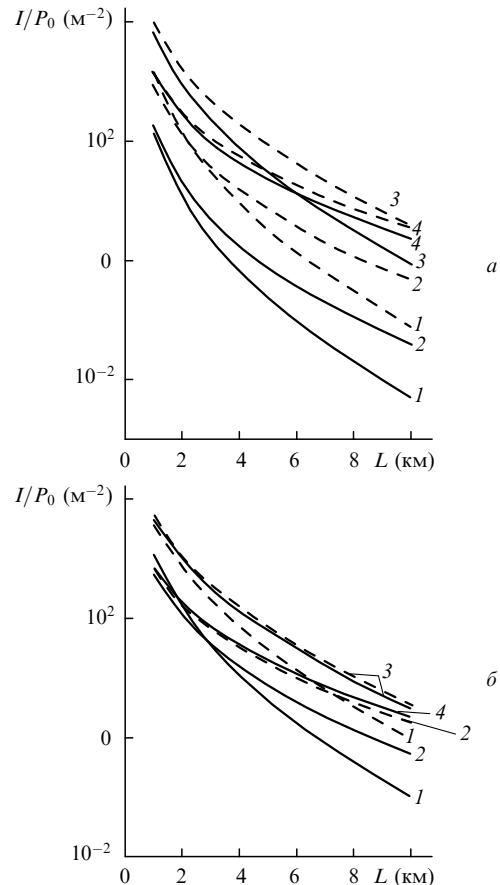


Рис.4. Зависимости относительной интенсивности  $I/P_0$  сфокусированного излучения I-лазера (1, 3) и DF-лазера (2, 4) от дальности до объекта воздействия по горизонту  $L = (F^2 - \Delta h^2)^{1/2}$ , полученные при различных погодных условиях с использованием адаптивных систем (штриховые кривые) и без адаптации (сплошные кривые) для горизонтальных трасс (а) и наклонных трасс при постоянном перепаде высот ( $h_0 = 5$  м,  $h = 500$  м) (б) для видимости 7 км,  $D = 1$  м,  $K = 3$ ,  $C_n^2 = 10^{-13}$  (1, 2) и  $10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$  (3, 4).

полученные с учетом адаптации и без нее, весьма близки, а для излучения DF-лазера они просто сливаются. Следовательно, при распространении излучения DF-лазера над морской поверхностью применение адаптивных систем для компенсации турбулентного уширения не всегда обязательно. Объясняется это достаточно просто. Адаптация помогает снизить турбулентное уширение, и пока оно велико по сравнению с дифракцией, его уменьшение приводит к существенному уменьшению расходимости пучка и, следовательно, к росту облученности объекта. В обратном случае эффект от использования адаптивных зеркал становится незначительным или даже пренебрежимо малым.

Здесь мы не рассматриваем вопрос о компенсации с помощью адаптивных зеркал аберраций волнового фронта, которые обусловлены термодформациями элементов оптического тракта, дрожанием и др., полагая, что это относится к устройству лазерного излучателя.

Таким образом, при выборе того или иного лазера для воздействия на удаленные объекты необходимо по возможности строго определить условия его применения, включая климатические и погодные факторы. Так, при благоприятных погодных условиях (большая дальность видимости, низкая турбулентность) преимущество будет на стороне коротковолновых лазеров (рис.1), поскольку их длина волны ближе к оптимальной. Однако,

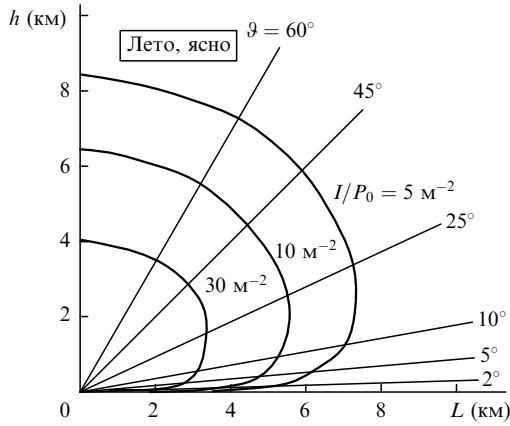


Рис.5. Линии равной относительной интенсивности для излучения DF-лазера при  $C_n^2(h_0) = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ,  $K = 3$ ,  $D = 0.8 \text{ м}$  и  $h_0 = 5 \text{ м}$ .

когда речь идет об использовании лазерного излучения в широком диапазоне изменения внешних условий, обычно ориентируются на наиболее неблагоприятные условия. При этом использование излучения DF-лазеров становится более перспективным, что наглядно иллюстрируется кривыми на рис.4,а для  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  как при введении адаптации, так и без нее (кривые 2 располагаются выше кривых 1). Преимущество DF-лазеров для горизонтальных трасс сохраняется даже при низкой турбулентности атмосферы, но большой дальности воздействия излучения (кривые 4 проходят выше кривых 3, начиная с расстояния  $\sim 7-10 \text{ км}$ ).

Из рис.5 можно определить дальность воздействия сфокусированного излучения DF-лазера  $r = (L^2 + h^2)^{1/2}$  в зависимости от угла наклона трассы  $\vartheta$  в диапазоне изменения  $\vartheta$  от нуля до  $90^\circ$ . Видно, что резкое уменьшение дальности воздействия происходит вблизи горизонтальных трасс при  $\vartheta = 5-10^\circ$ . При больших углах наклона дальность воздействия практически не зависит от  $\vartheta$ . Как следует из рис.5, одна и та же интенсивность сфокусированного излучения для трасс с углом наклона  $\vartheta = 20-25^\circ$  создается на расстояниях, превышающих расстояния для горизонтальных трасс в три и более раз. При этом нужно отметить, что чем лучше оптическое качество выходного излучения, тем это различие больше. Для  $K \rightarrow 1$  оно может быть более 10.

#### 4. Передача энергии движущимся объектам

При расчете плотности лазерной энергии, передающейся движущемуся объекту, коэффициент поглощения поверхности объекта будем считать равным единице, поверхность – нормальной к оси излучения, а центр пятна облучения – жестко связанным с одной и той же точкой движущегося объекта. Пусть объект движется в горизонтальной плоскости ( $\Delta h = \text{const}$ ). Теплообменом с набегающим на объект воздушным потоком пренебрежем. В этих предположениях можно записать выражение для накопленной во времени плотности поглощенной лазерной энергии  $E_0$  в центре фокального пятна:

$$E_0 = 2 \frac{P_0}{V_{\parallel}} \int_{F_1}^{F_2} \frac{\exp(-\alpha_{\lambda} F) dF}{(F\theta)^2 [1 - (\Delta h/F)^2]^{1/2}}. \quad (5)$$

Здесь  $V_{\parallel}$  – проекция скорости объекта на вертикальную плоскость, в которой в данный момент находятся источ-

ник и объект;  $F_1, F_2$  – расстояния, на которых начинается и заканчивается взаимодействие лазерного пучка с объектом; коэффициент 2 появляется из-за того, что  $E_0$  вычисляется на оси пучка, где интенсивность излучения примерно в два раза превышает среднее по фокальному пятну значение.

Задав  $F_1, E_0$  и другие параметры, входящие в выражения (3) и (5), из (5) можно определить  $F_2$  или  $d_2 = F_2\theta(F_2)$ . Найдя  $F_2$ , можно определить время  $\Delta t$ , в течение которого надо удерживать излучение на объекте, чтобы получить в центре фокального пятна плотность энергии  $E_0$ :

$$\Delta t = \frac{1}{V_{\parallel}} \int_{F_1}^{F_2} \frac{dF}{[1 - (\Delta h/F)^2]^{1/2}}. \quad (6)$$

Чтобы не ограничиваться заданием конкретных значений  $E_0, P_0$  и  $V_{\parallel}$ , удобно ввести обобщенный параметр относительной плотности энергии  $\epsilon_0 = E_0 V_{\parallel} / P_0$ . Оценим его при некоторых типичных значениях  $E_0, P_0, V_{\parallel}$ . Положив  $E_0 = 500 \text{ Дж/см}^2$ ,  $V_{\parallel} = 300 \text{ м/с}$ ,  $P_0 = 200 \text{ кВт}$ , получим  $\epsilon_0 = 0.75 \text{ м/см}^2$ . Такая размерность  $\epsilon_0$  определяется тем, что  $E_0$  берется не в  $\text{Дж/м}^2$ , как принято в системе СИ, а в  $\text{Дж/см}^2$ , что характерно для изучения взаимодействия излучения с веществом.

На рис.6 для излучения DF- и I-лазеров приведены результаты расчетов по формулам (5) и (6) при  $\epsilon_0 = 0.75 \text{ м/см}^2$  и  $V_{\parallel} = 300 \text{ м/с}$ . Из анализа представленных на рис.6 данных следует, что для излучения DF-лазера влияние турбулентности существенно меньше. Так, зависи-

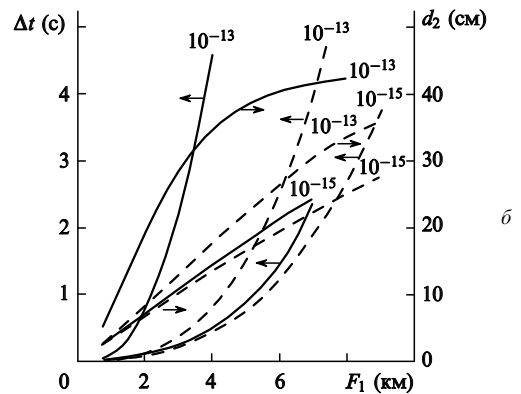
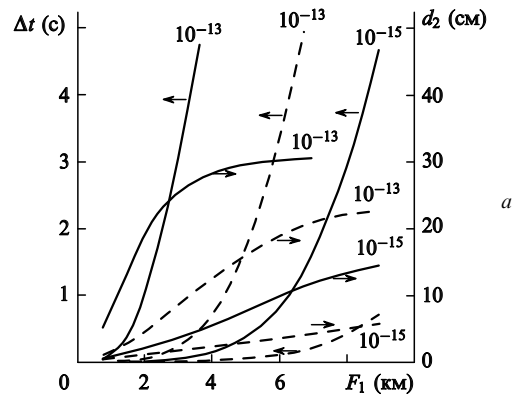


Рис.6. Зависимости длительности воздействия  $\Delta t$  и диаметра фокального пятна  $d_2$  от  $F_1$  для движущегося объекта при использовании I-лазера (а) и DF-лазера (б) в случае горизонтальной трассы (сплошные кривые) и наклонной трассы с  $h = 500 \text{ м}$ ,  $h_0 = 5 \text{ м}$  (штриховые кривые) при  $\epsilon_0 = 0.75 \text{ м/см}^2$ ,  $V_{\parallel} = 300 \text{ м/с}$ ,  $D = 0.8 \text{ м}$ ,  $K = 3$  и видимости  $7 \text{ км}$ . Цифры у кривых – значения  $C_n^2$  в  $\text{м}^{-2/3}$ .

мости  $\Delta t(F_1)$  и  $d_2(F_1)$  для излучения DF-лазера во всем рассмотренном диапазоне изменения условий распространения ( $C_n^2 = 10^{-13} - 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ , горизонтальные и наклонные трассы) существенно меньше различаются между собой, чем такие же зависимости для I-лазера.

Резкое замедление роста  $d_2$  с увеличением  $F_1$  для обоих лазеров (особенно это заметно для горизонтальных трасс с сильной турбулентностью) обусловлено чрезвычайно низкой интенсивностью излучения на больших расстояниях. Объект успевает приблизиться на расстояние, где интенсивность достаточно высока, прежде, чем произойдет накопление заданной плотности энергии  $E_0$ . Математически это означает, что если в правой части выражения (5) положить  $F_1 = \infty$ , а  $F_2$  плавно менять, то интеграл будет стремиться к нулю с ростом  $F_2$ . Таким образом, существует предельное значение  $F_{2\text{max}}$ , при котором условие (5) еще может быть выполнено. При конечных  $F_1$  условие (5) будет выполняться для  $F_2 < F_{2\text{max}}$ . Расстояниям  $F_{2\text{max}}$  при прочих равных условиях однозначно соответствуют величины  $d_{2\text{max}}$ . Из представленных на рис.6 зависимостей  $d_2(F_1)$  следует, что для горизонтальных трасс и  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  (значения остальных параметров даны в подписи к рис.6)  $d_{2\text{max}} \approx 40$  и  $30$  см для DF- и I-лазеров. Этим значениям  $d_{2\text{max}}$  соответствуют  $F_{2\text{max}} \approx 3$  и  $2.3$  км.

В табл.2 приведены некоторые длительности воздействия  $\Delta t$ , необходимые для достижения заданного  $\mathcal{E}_0 = 0.75 \text{ м/см}^2$ , в зависимости от условий прохождения трассы. Как и следовало ожидать, исходя из сделанных в предыдущих разделах заключений о преимуществах различных длин волн  $\lambda$ , при сильной турбулентности и большой дальности предпочтительнее использование более длинноволнового DF-лазера. Так, для горизонтальных трасс и расстояний 2 и 7 км при  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  длительности воздействия излучения DF-лазера заметно меньше соответствующих длительностей для I-лазера. Однако уже при  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$  длительность  $\Delta t$  для I-лазера становится меньше.

Обратим внимание на еще одно очень важное, на наш взгляд, обстоятельство. Дело в том, что в приведенных расчетах используются детерминированные значения  $C_n^2$ . Экспериментальные же измерения показали, что параметр  $C_n^2$  сильно флуктуирует как во времени, так и в пространстве, например при изменении высоты над земной поверхностью, поэтому результаты расчетов справедливы только «в среднем». Это значит, что при проведении серии испытаний в примерно одинаковых погодных условиях экспериментальные результаты (в частности, облученность объекта) не будут строго воспроизводиться от испытания к испытанию, а будут «колебаться» около рассчитанных по приведенной выше методике значений, причем усредненные по большому числу таких испытаний экспериментальные результаты будут близки к рассчитанным значениям. Эффективным способом повышения достоверности расчетов при прохождении непрерывного излучения через турбулентную атмосферу в единичном испытании является возможно более полная компенсация турбулентных искажений волнового фронта за счет использования адаптивной оптики. При такой постановке вопроса рассмотренный метод расчета был бы полезен еще и для определения необходимого диапазона коррекции фазы волнового фронта адаптивными зеркалами в зависимости от условий использования ла-

Табл.2. Длительности воздействия  $\Delta t$  в зависимости от условий прохождения трассы\*.

Трасса	$C_n^2$ ( $\text{м}^{-2/3}$ )	$F_1$ (км)	$\Delta t$ (с)	
			DF-лазер	I-лазер
Горизонтальная	$10^{-13}$	2	0.73	1
		7	13.3	16
	$10^{-15}$	2	0.1	0.01
		7	2.4	1.65
Наклонная ( $h = 500 \text{ м}, h_0 = 5 \text{ м}$ )	$10^{-13}$	2	0.12	0.05
		7	3.9	5.6
	$10^{-15}$	2	0.08	0.003
		7	1.9	0.22

\*Другие параметры те же, что и на рис.6.

зерной установки. Из-за конечного быстродействия адаптивных зеркал их применение для импульсных лазеров весьма ограничено. В этом случае нужны, видимо, другие методы компенсации, например метод ОВФ.

## 5. Заключение

Использование теории турбулентности Колмогорова и упрощенной модели атмосферы ( $C_n^2 \sim h^{-4/3}$ ,  $\alpha_{\text{ab}} \ll \alpha_s$ ), а также учет только линейных механизмов взаимодействия лазерного излучения с атмосферой позволили провести в общем виде оптимизацию длины волны излучения по критерию максимальной интенсивности лазерного пучка, прошедшего через турбулентную атмосферу по горизонтальным и наклонным трассам и сфокусированного на неподвижном объекте воздействия. Длина волны  $\lambda_{\text{opt}}$  зависит от параметров лазерного пучка на выходе формирующего телескопа лазерной установки (размера апертуры, определяемой диаметром выходного зеркала формирующего телескопа, и качества пучка  $K$ ) и параметров трассы ( $C_n^2$ ,  $\Delta h$ ,  $F$ ).

Сравнение интенсивностей излучения основных мощных лазеров на неподвижном объекте показало, что в зависимости от погодных условий и дальности трассы наибольшую интенсивность могут обеспечить различные лазеры. Однако при изменении погодных условий в широком диапазоне наиболее подходящим является DF-лазер.

Рассмотрение особенностей передачи и накопления лазерной энергии на движущемся объекте позволило получить выражения для определения дальности  $F_2$ , при которой может быть накоплена энергия с заданной плотностью. Найдено ограничение на  $F_2$ :  $F_2 \leq F_{2\text{max}}$ .

Авторы выражают благодарность М.В.Курдюкову и Е.В.Ковалевой за помощь в оформлении статьи.

1. Gebhardt F.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2502**, 101 (1995).
2. Filimonova V.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3403**, 285 (1998).
3. Zemlanov A.A., Kislenev Yu.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4338**, 35 (2000).
4. Gebhardt F.G. *Appl. Opt.*, **15**, 1479 (1976).
5. Башкин А.С., Безноздрев В.Н., Пирогов Н.А. *Труды научно-техн. конф. НПО Энергомаш* (Химки, Моск. обл., 2001, с. 15–28).
6. Bragg S.L., Kelley J.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1221**, 363 (1990).
7. *Справочник по инфракрасной технике*. Под ред. У.Вольфа, Г.Цисса (М.: Мир, 1995, т. 1).
8. Татарский В.И. *Распространение волн в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1967).