

МОЩНЫЕ ЛАЗЕРЫ

ЛЕКЦИЯ 9: РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

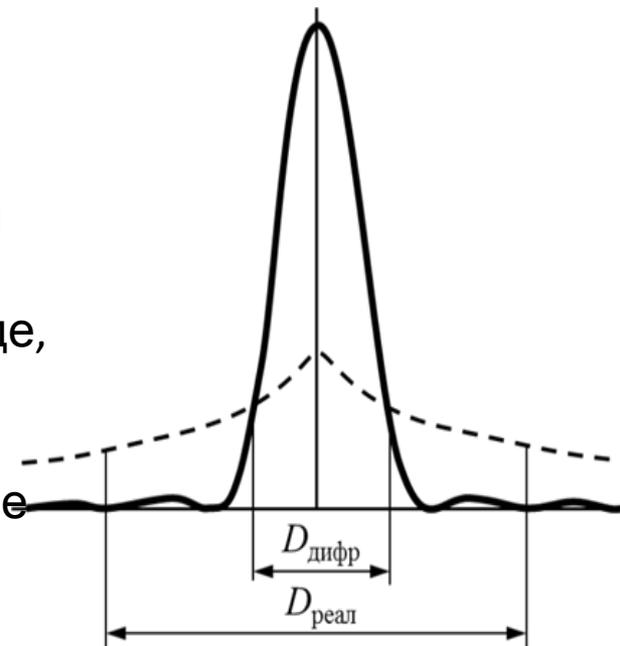
РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Литература:

1. **Шифрин К.С.** *Рассеяние света в мутной среде / М. – Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1951. – 288 с.*
2. **Данные о распространении радиоволн, требуемые для разработки наземных оптических линий для связи в свободном пространстве», Рекомендация Международного союза электросвязи МСЭ-R P.1817-1, 02.2012**
3. **Матвеев М.Т.** *Курс общей метеорологии. Физика атмосферы - Л.: Гидрометеоиздат, 1976. -639 с.*
4. **Зуев В.Е., Креков Г.М.** *Оптические модели атмосферы.- Л.: Гидрометеоиздат, 1986. -225 с.*
5. **В.П. Аксенов, В.А. Банах, В.В. Валуев, В.Е. Зуев, В.В. Морозов, И.Н. Смалихо, Р.Ш. Цвык; под ред. В.А. Банаха / Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / СО РАН, Новосибирск. 1998. 341 с.**

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

При отсутствии взаимодействия лазерного излучения со средой (например, при распространении излучения в вакууме) распределение интенсивности излучения в дальней зоне будет определяться только дифракционной расходимостью и иметь вид дифракции Фраунгофера. Однако, при распространении излучения в реальной среде, например, в атмосфере, происходит размытие энергии в пятне лазерного луча (см. рис. 9.1). Связано это с тем, что турбулентность среды, а также тепловое самовоздействие

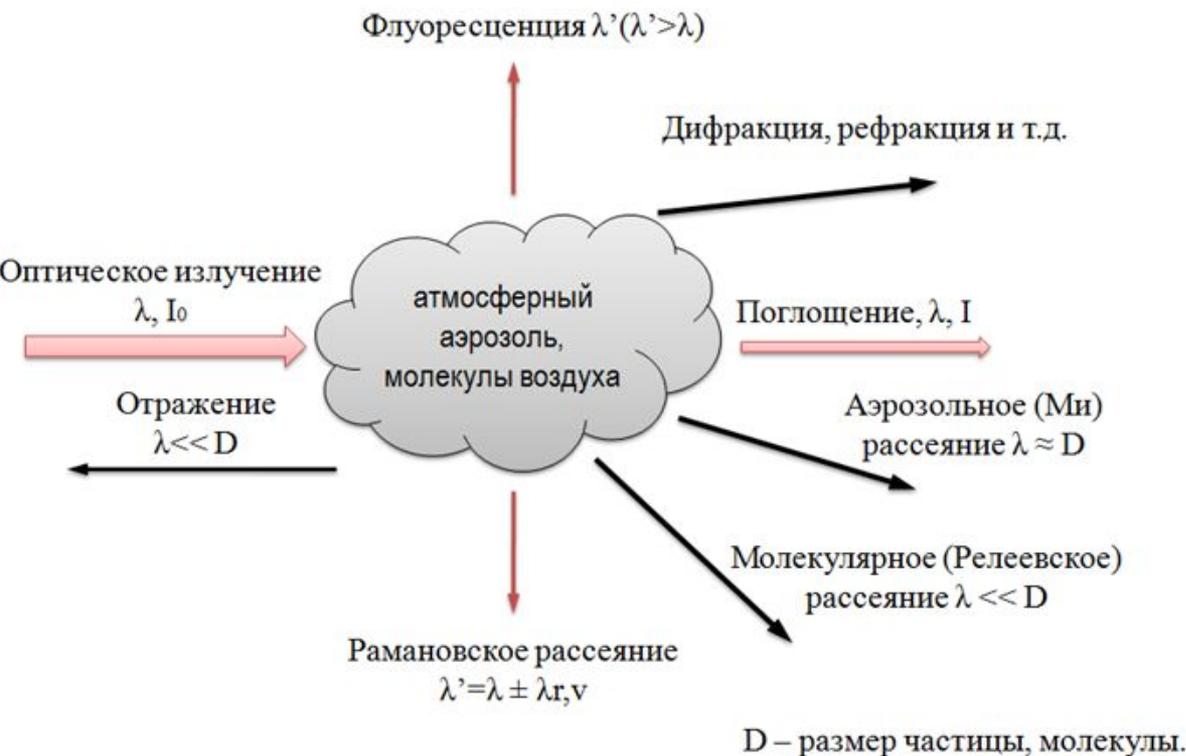


увеличивают расходимость лазерного луча,

с дифракционной. Кроме

процессы рассеяния и поглощения на частицах

приводят к ослаблению энергии (экстинкции) лазерного излучения по



РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Влияние атмосферы на распространение лазерного излучения выражается:

- в ослаблении энергии за счет аэрозольного поглощения и рассеяния, а также молекулярного поглощения и рассеяния атмосферными газами;
- в случайном перераспределении энергии в поперечном сечении пучка за счет случайных фокусировок и дефокусировок волнового поля на турбулентных неоднородностях показателя преломления, что приводит к ухудшению пространственной когерентности излучения, случайным блужданиям пучка, как целого, и возникновению флуктуаций интенсивности;
- в нелинейном взаимодействии лазерного излучения с атмосферными газами и аэрозолем при высоких плотностях энергии, когда преодолеваются энергетические пороги возникновения нелинейных эффектов.

Для широкого круга практических задач при умеренных плотностях электромагнитной энергии взаимодействие излучения со средой не зависит от интенсивности самого излучения, и все особенности распространения света в различных средах объясняются его ослаблением в результате рассеяния и поглощения.

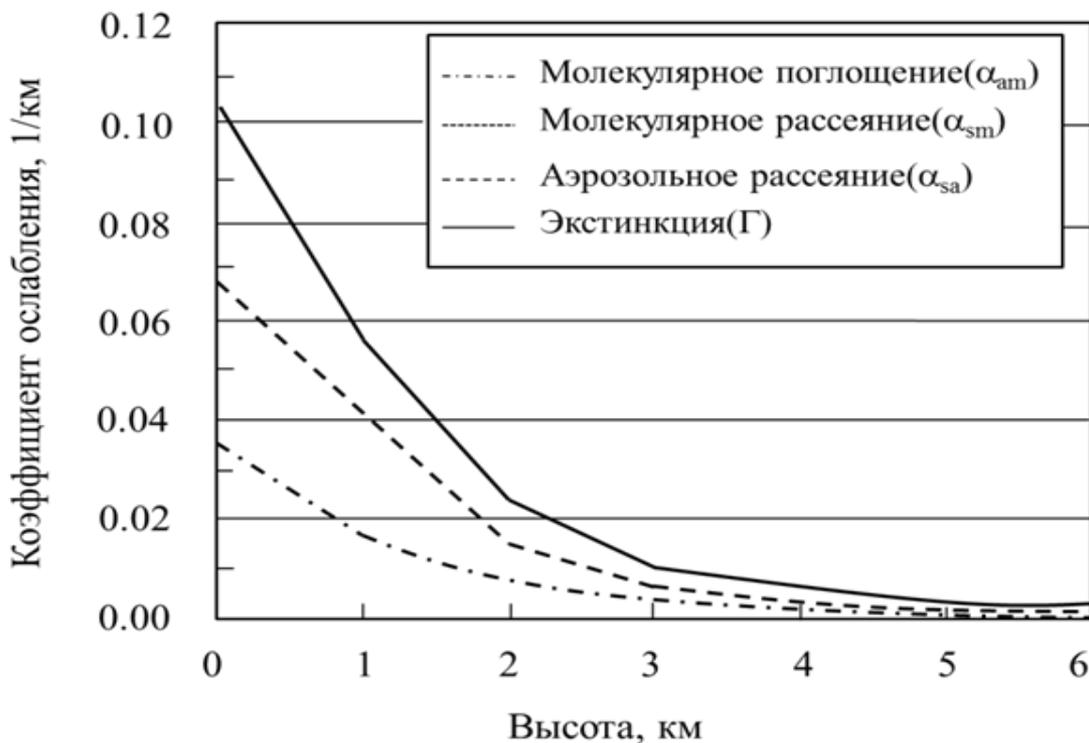
РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Ослабление (экстинкция) излучения атмосферой изменяется вдоль трассы распространения пучка и определяется процессами поглощения газами и аэрозолями, а также молекулярным и аэрозольным рассеянием. Коэффициент экстинкции Γ [1/м] выражается как:

$$\Gamma = \alpha_{am} + \alpha_{aa} + \alpha_{sm} + \alpha_{sa}$$

где α_{am} – коэффициент молекулярного поглощения излучения атмосферными газами, α_{aa} – коэффициент поглощения излучения атмосферным аэрозолем, α_{sm} и α_{sa} – коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния соответственно.

Величина экстинкции сильно зависит от состояния атмосферы (газового состава, концентрации аэрозолей, атмосферного давления и температуры, влажности), высоты, а также длины волны излучения. Наиболее сильными факторами в ближней ИК области спектра являются аэрозольное рассеяние и молекулярное поглощение

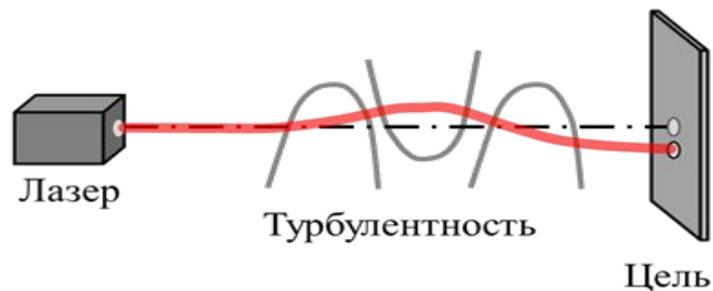


РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

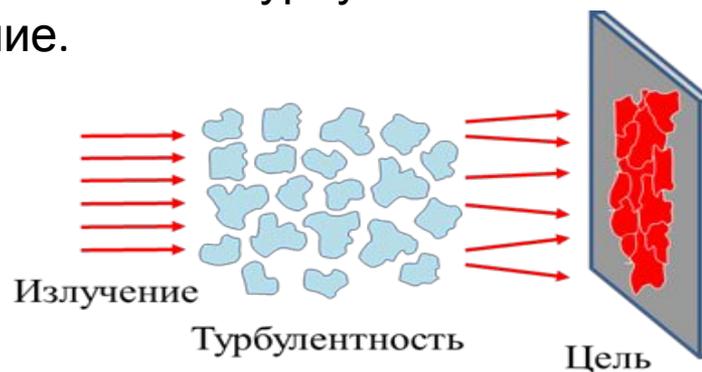
АТМОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Лазерное излучение, распространяясь в атмосфере, испытывает энергетические потери не только за счет явлений рассеивания и поглощения, но также под влиянием атмосферной турбулентности. При прохождении лазерного луча через слой атмосферы, в котором имеется перепад показателя преломления (температуры и скорости движения воздуха), происходит его отклонение от первоначального направления. Степень отклонения зависит от относительных размеров луча и температурной неоднородности.

Степень влияния турбулентности атмосферы зависит от относительных размеров диаметра луча $D_{\text{л}}$ и размера неоднородности s . Если $D_{\text{л}}/s \ll 1$, то основное действие турбулентности сводится к отклонению пучка в целом. При $D_{\text{л}}/s \approx 1$ неоднородности действуют как линзы, если $D_{\text{л}}/s \gg 1$, небольшие области луча дифрагируют независимо друг от друга, искажая волновой фронт лазерного пучка. На рисунке схематично представлены искажения вносимые турбулентностью с разными характерными размерами на излучение.



а) Крупномасштабная турбулентность



б) Мелкомасштабная турбулентность

АТМОСФЕРЕ

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ АТМОСФЕРЫ

В плотных слоях атмосферы существенную роль играют оптические неоднородности воздушной среды, определяемые погодными условиями, которые могут существенно влиять на прохождение излучения даже при умеренных плотностях мощности лазерного излучения.

Эффективность передачи энергии лазерного излучения определяется следующими факторами:

- поглощением и рассеянием;
- молекулярным составом атмосферы;
- характеристиками и концентрацией атмосферного аэрозоля;
- воздействием турбулентности;
- дифракционной расходимостью;
- динамической ошибкой наведения;
- тепловым самовоздействием пучка.

Тепловое самовоздействие пучка лазерного излучения в условиях быстро движущихся целей (и/или носителей) не играет заметной роли, даже если уровень плотности лазерного излучения может приблизиться к пороговым значениям.

Прогресс в элементной базе систем наведения (моментные двигатели, оптические гироскопы, сигнальные процессоры, а также программные и аппаратные средства моделирования и управления движением) позволяет сегодня построить одноконтурные системы наведения, имеющие настолько малую динамическую ошибку наведения, что этот фактор в действительности тоже перестает быть ограничивающим.

Конкуренция лазерных источников определяется тремя факторами: поглощением и

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ГАЗОВОГО СОСТАВА

Для определения коэффициента пропускания лазерного излучения слоем атмосферы необходима обширная информация о составе и концентрации различных газов и паров, о концентрации и распределении по размерам аэрозольных частиц, а также зависимостях этих параметров от высоты.

Основное поглощение лазерного излучения в атмосфере обусловлено парами воды, углекислым газом и озоном, кроме того необходимо учитывать поглощение кислородом и различными примесями. Однако коэффициент поглощения может очень резко меняться в зависимости от расположения линий спектра излучения лазера по отношению к узким спектральным линиям поглощения молекул атмосферных газов.

В ультрафиолетовой части спектра наиболее сильно поглощают излучение молекулы озона O_3 , однако их концентрация в нижних слоях атмосферы незначительна.

Наиболее заметный вклад в молекулярное поглощение излучения видимого и инфракрасного диапазона вносят молекулы углекислого газа и, особенно, воды.

Количественные оценки коэффициента поглощения затрудняются сильной зависимостью содержания паров воды в атмосфере (влажности воздуха) от различных факторов.

Поэтому показатель молекулярного поглощения на парах воды определяется согласно соотношению:

$$k_{\lambda H_2O} = \alpha(\lambda) \cdot \delta_0$$

где $\alpha(\lambda)$ [мм⁻¹] – показатель поглощения излучения парами воды на 1 мм осажденного слоя воды, δ_0 [мм·км⁻¹] – толщина осажденного слоя воды на трассе в 1 км, который получится, если при заданном сечении слоя весь содержащийся в атмосфере пар превратить в воду.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Толщина осажденной воды δ_0 на длине 1 км на уровне моря зависит от температуры $T_{\text{возд}}$ и влажности воздуха χ :

$$\delta_0 = 216.7 \cdot 10^4 \cdot \frac{\chi \cdot p_{\text{H}_2\text{O}}}{T_{\text{возд}}}$$

где $p_{\text{H}_2\text{O}}$ - давление насыщающих паров воды при данной температуре воздуха.

Если размерность $p_{\text{H}_2\text{O}}$ [МПа], то $\lg p_{\text{H}_2\text{O}} = A/T_{\text{возд}} + B$, где $A = 2263$, а $B = 5.064$ для $T_{\text{возд}} = \{273...395\}$ К и $A = 2676$, $B = 6.582$ для $T_{\text{возд}} = \{175... 273\}$ К.

Зависимость толщины осаждаемого слоя воды от высоты имеет вид:

$$d(H) = d_0 \exp(- 0.515 H)$$

где H – высота, [км].

Углекислый газ оказывает заметное влияние только на поглощение излучения СО- и СО₂-лазеров, а также HF химического лазера, однако его вклад в суммарное поглощение более чем на порядок меньше чем вклад водяного пара

Расчеты ослабления излучения на наклонных траекториях необходимо проводить с учетом переменных по высоте свойств атмосферы, а, следовательно, и изменений показателей поглощения. Суммарный показатель молекулярного поглощения вычисляется сложением показателей поглощения на различных типах поглощающих молекул:

$$k_{\lambda m} = \sum_i k_{\lambda m_i}$$

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

ОЦЕНКА ОСЛАБЛЕНИЯ НА АЭРОЗОЛЕ

Коэффициент ослабления на аэрозольных частицах можно приблизительно оценить с использованием понятия метеорологической дальности видимости (МДВ).

МДВ – это расстояние в километрах, на котором отношение контраста источника $C_{\text{МДВ}}$, наблюдаемого на этом же расстоянии, к контрасту источника на нулевом расстоянии снижается до 2%. Контраст источника определяется выражением:

$$C_{\text{МДВ}} = (R_{\text{н}} - R_{\text{ф}}) / R_{\text{ф}}$$

где $R_{\text{н}}$ – светимость источника, $R_{\text{ф}}$ – светимость фона.

Тогда коэффициент аэрозольного ослабления:

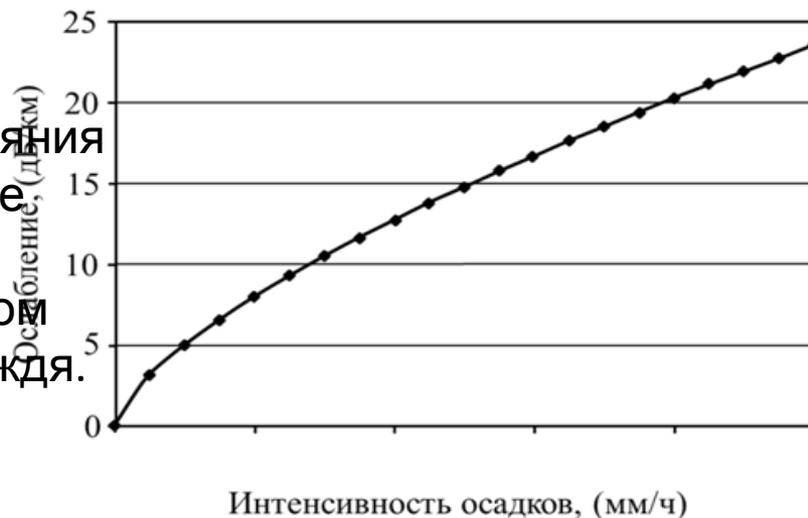
$$k_{\lambda p} \approx (3.91 / \text{МДВ}) \times (0.55 / \lambda)^b$$

где $b = 0.585 (\text{МДВ})^{1/3}$, где λ выражена в [мкм], МДВ - в [км]. Здесь МДВ < 6 км.

Значения МДВ зависят от конкретных метеорологических условий и изменяются от 0.05 км для очень сильного тумана до более чем 20 км для чистого воздуха.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОСАДКОВ

Оценить ослабление излучения, вследствие влияния дождя, можно по графику, где показаны типичные изменения ослабления излучения при осадках [дБ/км], наблюдаемые в видимом и инфракрасном диапазонах, в зависимости от интенсивности дождя.



РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Для расчета ослабления интенсивности лазерного луча, вызванного влиянием снега, можно воспользоваться эмпирической зависимостью величины ослабления от интенсивности снегопада, описываемой следующим соотношением:

$$\sigma_s = a \times S^b$$

где: σ_s – ослабление в снеге [дБ/км], S – интенсивность снегопада [мм/ч], a и b – функции от длины волны λ [нм].

Для мокрого снега: $a \approx 10^{-4} \cdot \lambda[\text{нм}] + 3.8$; $b \approx 0.7$.

Для сухого снега: $a \approx 5.4 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda[\text{нм}] + 5.5$; $b \approx 1.4$.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В турбулентной среде случайным образом формируются распределенные ячейки (физический объём) с различными коэффициентами преломления. Частота с которой они эволюционируют находится в диапазоне от 0.01 до 200 Гц. Такие флуктуации показателя преломления влияют на расходимость лазерного пучка, проходящего через среду.

Суммарная угловая расходимость Θ лазерного излучения определяется дифракционной расходимостью луча, его дрожанием относительно линии юстировки, оптическим качеством излучения (параметр M^2), а также расходимостью, вызванной атмосферной турбулентностью (в ряде практически важных случаев тепловое самовоздействие можно не учитывать):

$$\Theta^2 = (\Theta_D^2 + \Theta_J^2) \cdot M^2 + \Theta_T^2$$

где Θ_D [рад] – угол дифракционной расходимости; Θ_J [рад] – угол расходимости, связанный с дрожанием луча; M^2 – параметр, описывающий оптическое качество излучения; Θ_T [рад] – угол расходимости, связанный с турбулентностью.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Оптическое качество излучения – мера его совершенства, т. е. указывает, насколько близко реальное значение M^2 к теоретическому пределу ($M^2=1$). Ухудшение качества луча влияет как на дифракционную составляющую расходимости, так и на составляющую, обусловленную дрожанием луча. Для ряда лазеров (химические, твердотельные, волоконные и др.) достигнуты значения качества луча **1.1 ... 1.4**.

Дифракционную расходимость для круговой заполненной определяют по формуле:

$$\Theta_D = 2.44 \cdot (\lambda / D)$$

где λ [м] – длина волны излучения; D [м] – диаметр выходной апертуры лазерной системы (напр.: диаметр телескопа системы формирования излучения).

Дрожание луча относительно линии юстировки есть изменение углового положения луча относительно одной оси. Это изменение считается одинаковым для любой поперечной оси. Для получения наилучших характеристик лазера дрожание луча, обусловленное всей системой, должно составлять не более трети дифракционного угла, т. е.

$$\Theta_J = 0.33 \cdot \Theta_D$$

Расходимость, обусловленную турбулентностью, можно оценить следующим образом:

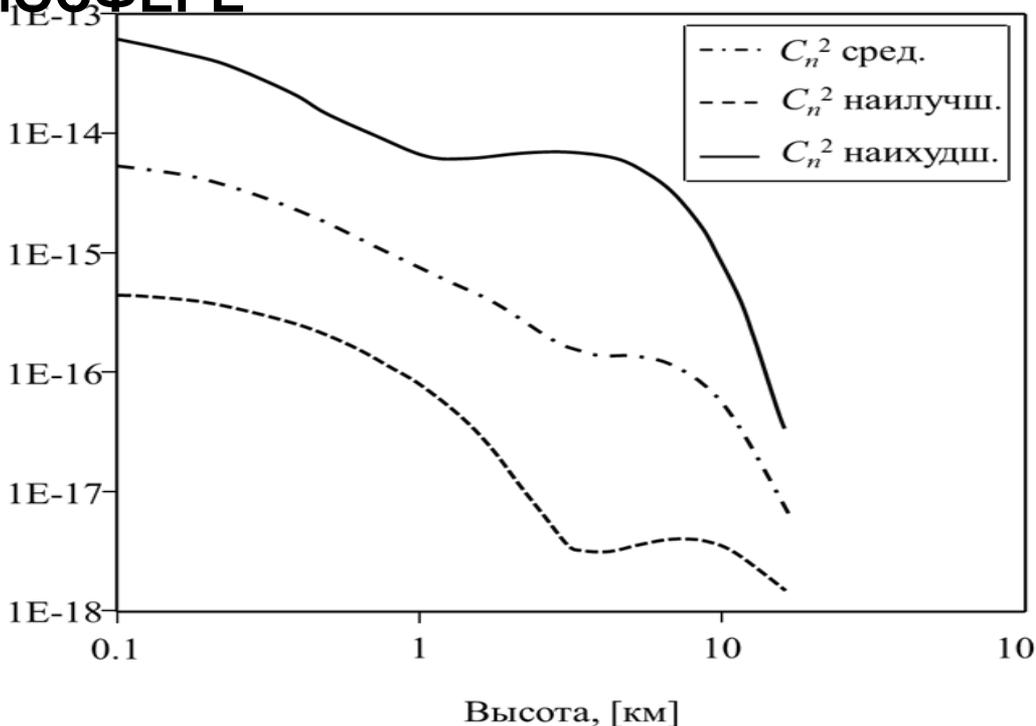
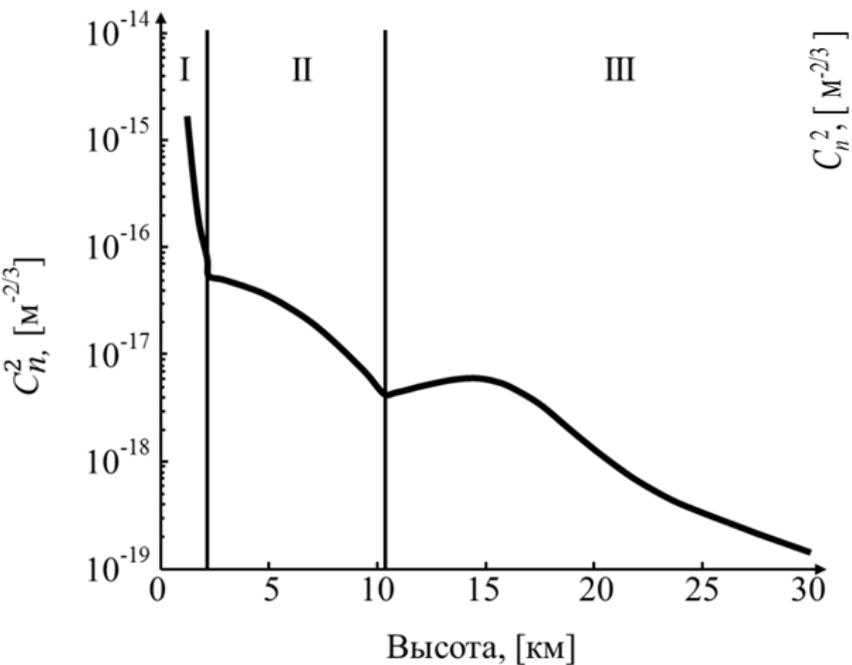
$$\Theta_T \approx 2 \cdot 2.016 \cdot \lambda^{-0.2} \cdot (C_N^2 \cdot L)^{0.6}$$

где L [м] – расстояние до объекта; C_N^2 [м^{-2/3}] – структурная характеристика атмосферы. Величина C_N^2 зависит от высоты, времени суток и географического положения.

Для средних атмосферных условий вблизи поверхности Земли можно оценить $10^{-15} < C_N^2 < 10^{-14}$ [м^{-2/3}].

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Распределение C_n^2 по высоте над поверхностью для спокойной ночной атмосферы приведено на рис



Величина C_n^2 зависит от высоты, времени суток и географического положения.

Амплитуда углового дрожания σ_α изображения (джиттер) определяется дистанцией до объекта, размером приемной апертуры и величиной турбулентности C_n^2 следующим образом:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{2.9 \times C_n^2 \times L \times r^{-\frac{1}{3}}}$$

где: L [м] – дистанция до изображаемого объекта, а C_n^2 [м^{-2/3}] – структурная постоянная турбулентности, r – радиус лазерного луча.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В

АТМОСФЕРЕ

СОЧЕТАНИЕ ОСЛАБЛЯЮЩИХ ФАКТОРОВ В АТМОСФЕРЕ

Все параметры атмосферы, вызывающие ослабление лазерного излучения, быстро уменьшаются с высотой над поверхностью Земли. Сочетание этих факторов сильно зависит от геометрии трассы. Выделим 9 типов трасс :

Мишень:	Лазерный комплекс:		
	Земля	Воздух	Космос
Земля	Земля-земля: приземные горизонтальные трассы	Воздух-земля	Космос-земля
Воздух	Земля-воздух: источник расположен на уровне моря, цель – на высоте 1 ... 2 км или выше, угол наклона трассы к горизонту $\geq 20^\circ$	Воздух-воздух	Космос-воздух
Космос	Земля-космос: вертикальные трассы длиной ≥ 200 км, источник расположен на уровне моря	Воздух-космос	Космос-космос

На горизонтальных приземных трассах ключевую роль играет состояние атмосферы и погода, определяющие ослабление излучения, тем более, что в этом случае рассматриваемые дальности из-за рельефа местности не превышают 5 ... 7 км. Для таких трасс преимущество в дифракционной расходимости, которое имеют коротковолновые лазеры, снижается из-за их сильной зависимости от погоды.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

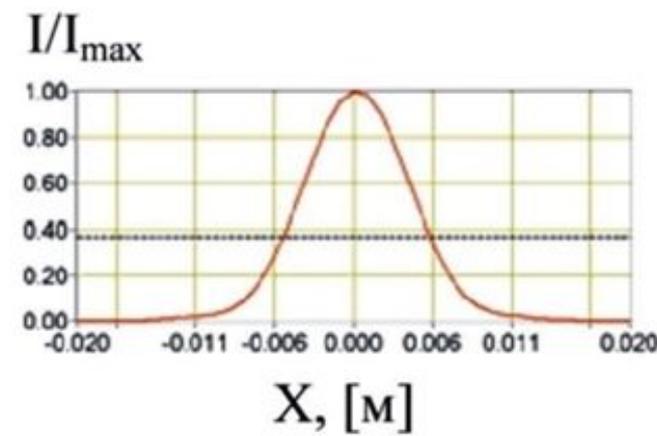
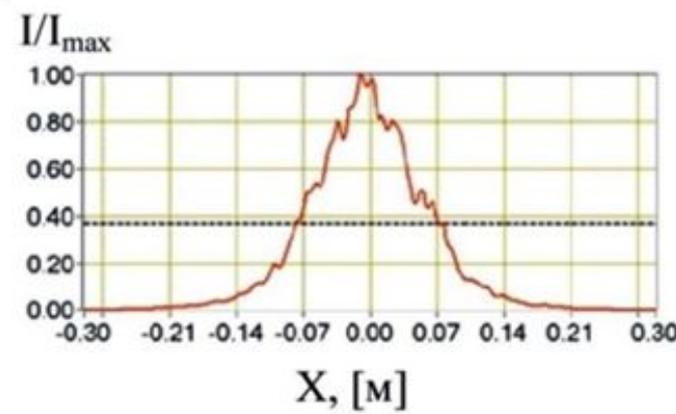
Следует отметить, что «турбулентная» составляющая угла расходимости зависит от длины волны как $\lambda^{-1/5}$, тогда как дифракционная – как λ^{-1} . Это означает, что в условиях сильной турбулентности для небольших дистанций лазеры с длинноволновым излучением имеют определенное преимущество. Так, например, при низком содержании атмосферной влаги, высокой турбулентности и наличии дымки ($C_n^2=10^{-13}$, зима, дымка) облученность мишени CO_2 - лазером становится даже выше, чем у более коротковолновых ТТЛ и НХЛ.

В то же время непрерывно растущие возможности адаптивных оптических систем, способных скомпенсировать влияние атмосферной турбулентности, открывают новые возможности корректировки волнового фронта и для коротковолновых COIL и ТТЛ.

Для наклонных трасс, начиная с углов $\geq 20^\circ$ - 30° , влияние приземного слоя становится малым, и, следовательно, преимущество коротковолновых лазеров (в условиях сильной турбулентности) - все более ощутимым. Для больших расстояний предельные возможности концентрации излучения при наличии современной адаптивной оптики определяются только дифракционной расходимостью. На длинных вертикальных трассах главную роль также играет дифракционная расходимость.

Для коротковолновых лазеров ($\lambda \sim 1 - 2$ мкм) с расходимостью излучения на уровне дифракционного ($M^2 \sim 2$) в идеальных погодных условиях размер пятна на цели оказывается порядка сантиметра, в то время как в неблагоприятных условиях этот размер увеличивается более чем на порядок. Оценки выполнены для кольцевой апертуры (увеличение резонатора 1.5) по уровню мощности 50%. Расходимость лазерного излучения на уровне 2-3 дифракционных предела (≈ 4 угловых секунд на

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В



Трассы типа земля-космос зависимы от погоды, поэтому лазерные источники предпочтительно размещать в районах с хорошим астроклиматом. Подъем лазерного источника даже на 1-2 км над уровнем моря кардинально меняет ситуацию. Содержание аэрозоля резко падает, атмосферная турбулентность практически перестает влиять.

Для трасс воздух-воздух и воздух-космос зависимости от погодных условий нет. Главной проблемой становится динамическая ошибка наведения, которая возникает из-за сильных вибраций авиационной платформы и турбулентного

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Для трасс типа воздух-земля и космос-земля приземный слой не оказывает пагубного влияния. Практически, действительно проблемным для распространения мощного лазерного излучения является только приземный слой атмосферы толщиной несколько сотен метров.

Таким образом, только на горизонтальных приземных трассах лазерные системы со сравнительно большими длинами волн могут иметь преимущество.

В то же время, сильно зависящая от погоды лазерная система, работающая на горизонтальной приземной трассе, на каком бы типе лазеров она ни была построена, может в какой-то момент оказаться неспособной обеспечить конечный результат. Это обстоятельство не позволяет рассматривать работу лазеров на горизонтальных приземных трассах в качестве реального сценария специального применения.

Необходимо также иметь в виду непрерывный технический прогресс в элементной базе систем позиционирования (моментные двигатели, гироскопы, сигнальные процессоры, а также программные и аппаратные средства моделирования и управления движением) и адаптивных оптических систем. Именно достижения в этих областях позволяют сегодня строить одноконтурные системы наведения там, где раньше приходилось использовать схемы с двумя контурами. При этом такие системы имеют настолько малую динамическую ошибку, что этот фактор, как и многие

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Тепловое самовоздействие в турбулентной атмосфере представляет собой нестационарный нелинейный процесс, при котором происходит изменение показателя преломления и оптических параметров среды вследствие нагрева за счет поглощенной атмосферными газами и аэрозолем энергии лазерного луча, что приводит в последующих по ходу пучка сечениях к перераспределению интенсивности излучения. Характер проявления нелинейных искажений лазерного пучка существенно зависит от режима источника излучения, геометрии пучков и метеорологических условий на атмосферной трассе.

Основные свойства теплового самовоздействия определяются поглощением лазерной энергии в среде распространения, а также течением (движением) этой среды. Поглощение определяет количество тепловой энергии, возможной для изменения показателя преломления, а течение среды задаёт время, в течение которого она может влиять на распространяющийся в ней пучок, вплоть до момента выхода среды за пределы луча.

Для теплового самовоздействия непрерывного и квазинепрерывного лазерного излучения в газовой атмосфере характерен изобарный процесс формирования термической линзы, искажающей пучок. В этом случае, плотность среды (согласно уравнению состояния для идеального газа) обратно пропорциональна её температуре, а значит, изменение показателя преломления δn , пропорционального плотности, может быть выражено через изменение температуры δT :

$$\delta n \approx \frac{\partial n}{\partial T} \cdot (T - T_0) = n'_T \cdot \delta T$$

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Изобарическое приближение адекватно при нормальных атмосферных условиях. Исключение составляет случай быстрого сканирования непрерывного лазерного излучения высокой мощности, когда скорость перемещения пучка относительно среды превышает звуковой барьер, в случае же импульсного излучения – когда длительность лазерного импульса τ_p сравнима с временем распространения звука τ_s через пучок:

$$\tau_p = \tau_s = d/c_s$$

где d - размер пучка, а c_s - скорость звука в среде.

*При распространении в атмосфере сверхкоротких лазерных импульсов вклад эффектов теплового самовоздействия в пространственное перераспределение световой энергии пренебрежимо мал. Связано это с тем, что время термализации энергии лазерного излучения на несколько порядков превышает фемтосекундный диапазон. Поэтому для мощного фемтосекундного излучения процессы самовоздействия связаны с сильными **нелинейно-оптическими эффектами**, такими как эффекты керровской самофокусировки в воздухе и десамофокусировке в плазме.*

АТМОСФЕРЕ

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

В случае изобарического приближения, распределение показателя преломления по сечению пучка определяется тепловым балансом, описываемым нестационарным уравнением вынужденного теплопереноса для самонаведённых возмущений температуры среды:

$$\rho_0 \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + V_y \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \alpha \cdot I$$

где $T(x, y, z, t)$ – возмущения температурного поля, наведённые лазерным пучком; V_x и V_y – поперечные компоненты вектора скорости движения среды (ветра); ρ_0 и c_p – плотность среды и её удельная теплоёмкость при постоянном давлении соответственно; α – невозмущённый коэффициент ослабления; $I(x, y, z, t)$ – интенсивность излучения.

Тепловой баланс в среде устанавливается за счёт факторов охлаждения, обусловленных вынужденной конвекцией, сканированием, температуропроводностью, естественной конвекцией, турбулентным перемешиванием.

Ослабление излучения атмосферой изменяется вдоль трассы распространения пучка и определяется процессами поглощения газами и аэрозолем, а также молекулярным и аэрозольным рассеянием. Соответственно коэффициент ослабления α выражается как:

$$\alpha = \alpha_{ag} + \alpha_{aa} + \alpha_{sg} + \alpha_{sa}$$

где α_{ag} – коэффициент молекулярного поглощения атмосферными газами, α_{aa} – коэффициент поглощения атмосферным аэрозолем, α_{sg} и α_{sa} – коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния.

Интенсивность излучения I может быть выражена как: $I = \frac{c \cdot n_0}{8\pi} \cdot E \cdot E^*$, где

E^* – сопряжённая комплексная амплитуда; n_0 – невозмущённое значение показателя преломления среды. c – скорость света в вакууме

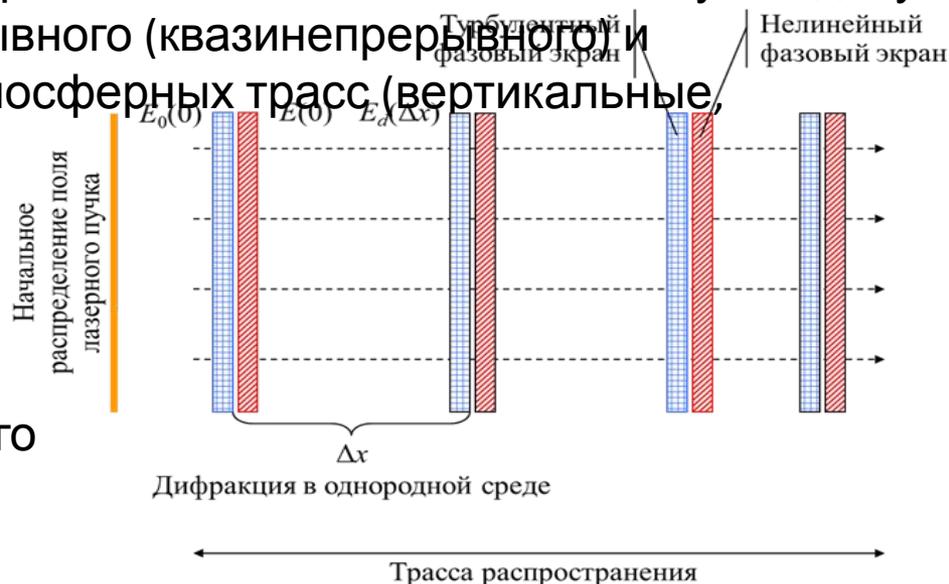
РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

ПРОГРАММНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ ТЕПЛОВИМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ

Практические применения лазерных технологий в задачах, связанных с распространением излучения через атмосферу, требуют учёта и минимизации вносимых ею искажений. Достигается это двумя принципиальными путями: оптимизацией параметров лазерного излучения (начальной мощности, длины волны, размеров апертуры, амплитудно-фазового распределения в сечении пучка) на стадии проектирования лазерной системы и активной коррекцией волнового фронта излучения в процессе эксплуатации изделия. Оба подхода требуют использования метода численного моделирования распространения мощного лазерного излучения на реальных атмосферных трассах, в условиях турбулентности при нестационарном тепловом самовоздействии. Современные компьютерные технологии позволяют программно выполнить поставленную задачу моделирования распространения непрерывного (квазинепрерывного) и импульсного излучения по всем видам атмосферных трасс (вертикальные,

горизонтальные, наклонные, с любым взаимным расположением источника и мишени) с расчётом:

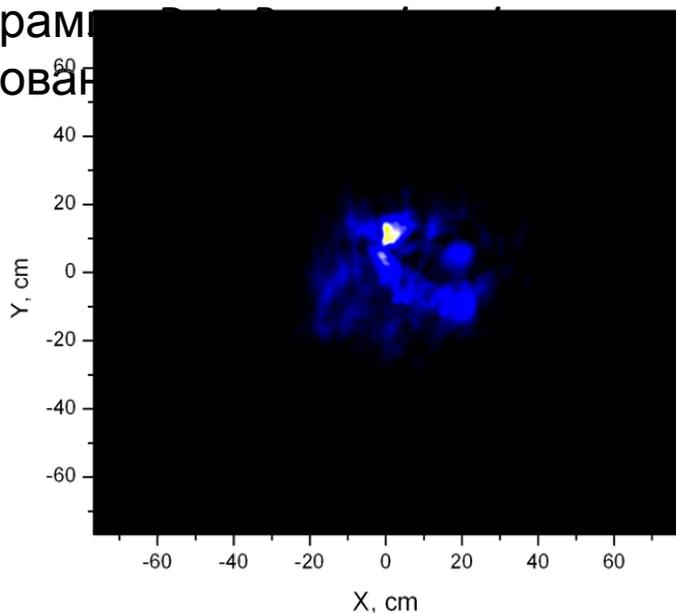
- профиля показателя преломления вследствие влияния атмосферной турбулентности, скорости ветра и теплового самовоздействия;
- коэффициентов молекулярного и



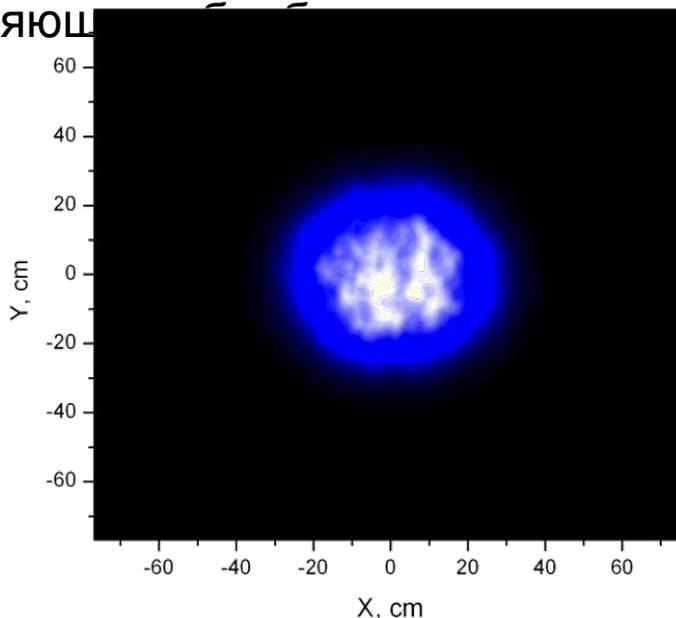
РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Примером успешной реализации этой задачи является программный пакет Института оптики атмосферы имени В.Е. Зуева Российской академии наук, включающий:

- программу *IBeam.vi*, позволяющую генерировать распределение комплексной амплитуды поля на выходной апертуре (рис.);
- программу *SimulationS.vi*, позволяющую моделировать распространение лазерного излучения в атмосфере для заданных параметров начального распределения поля, геометрии распространения и атмосферных условий, моделируемых с помощью программы *DBProfiles*, либо заданных самим пользователем;
- программу *IBeam.vi*, позволяющую генерировать результаты моделирования



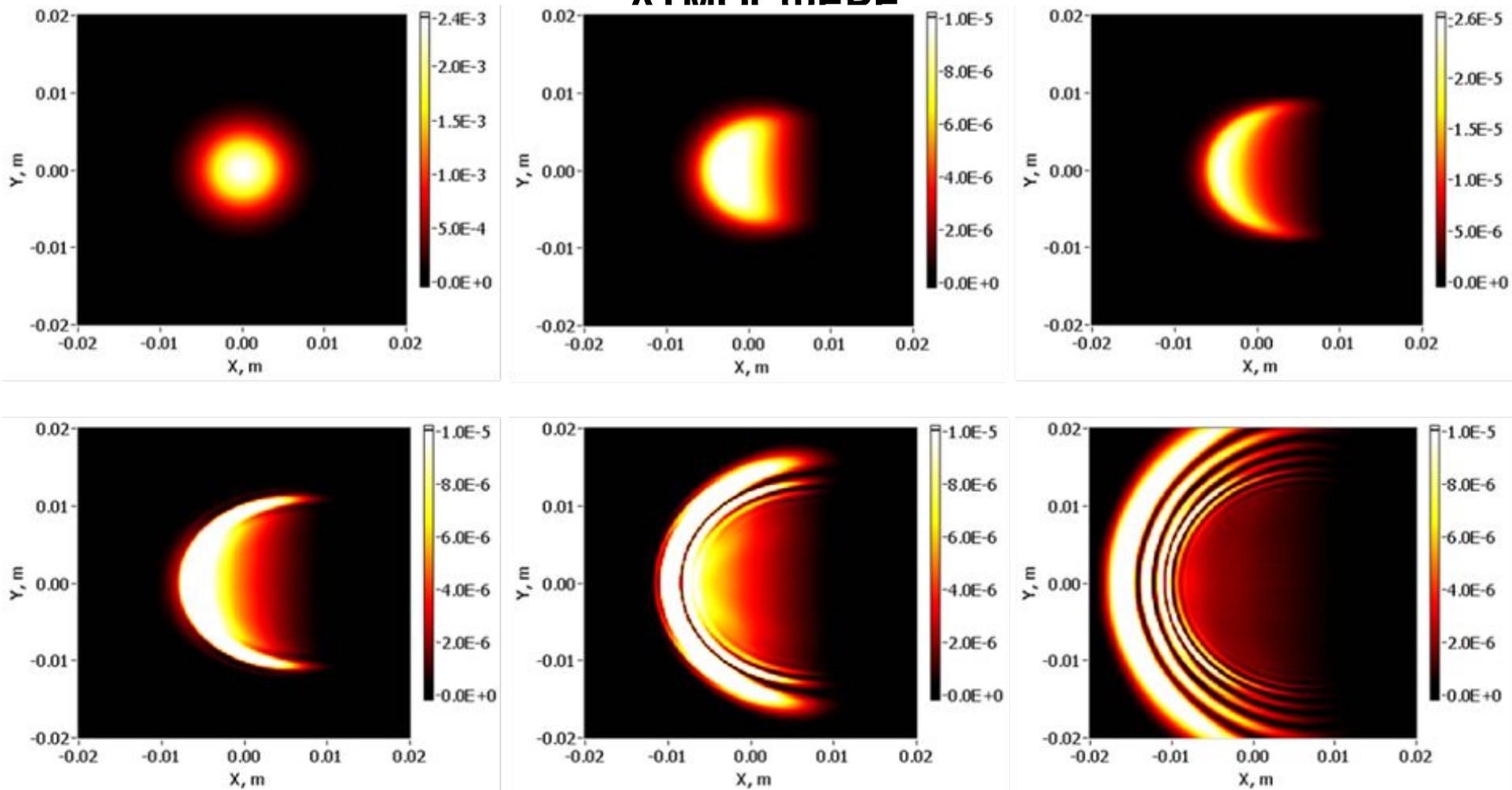
а) мгновенное распределение интенсивности



б) долгая экспозиция распределения интенсивности

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В

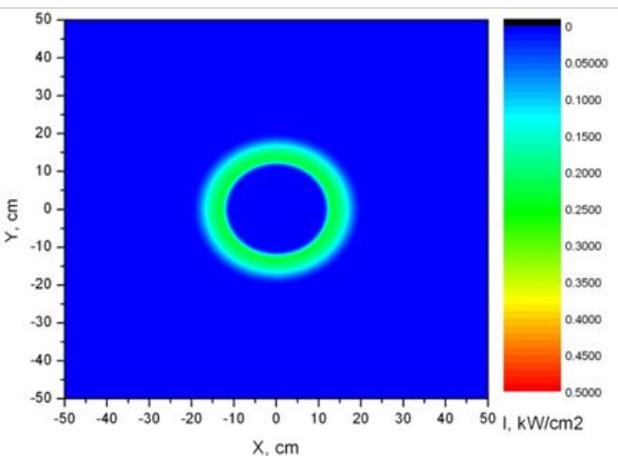
АТМОСФЕРЕ



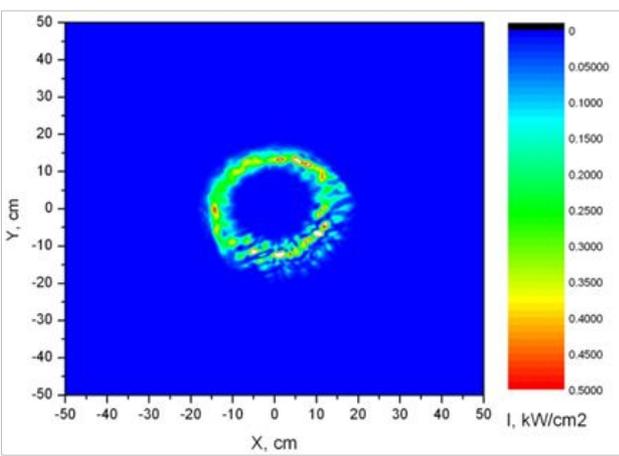
Результат моделирования атмосферного искажения лазерного коллимированного пучка с круглой апертурой. Отчётливо видно характерное влияние теплового самовоздействия (thermal blooming), приводящего к появлению колец на распределении интенсивности луча. Показано влияние ветрового потока, смещающего лазерное пятно влево по оси x за счёт более интенсивных процессов охлаждения в области справа.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

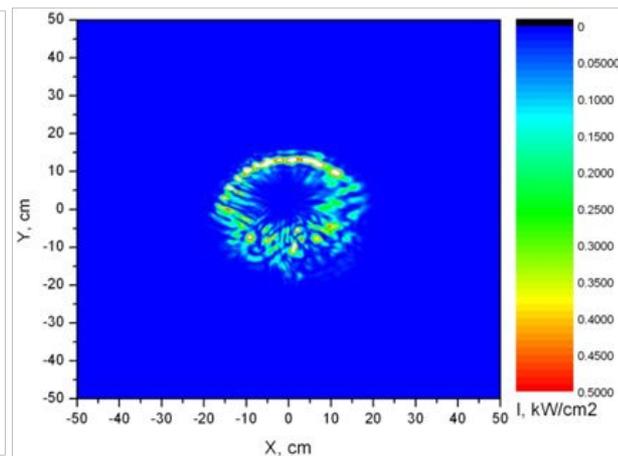
Исходное распределение



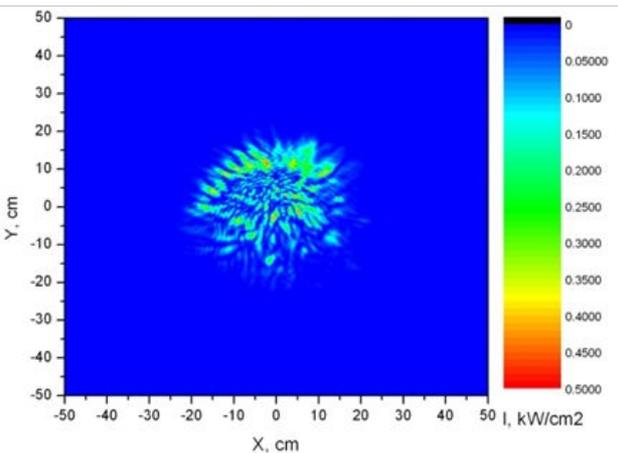
$L = 0.5$ км



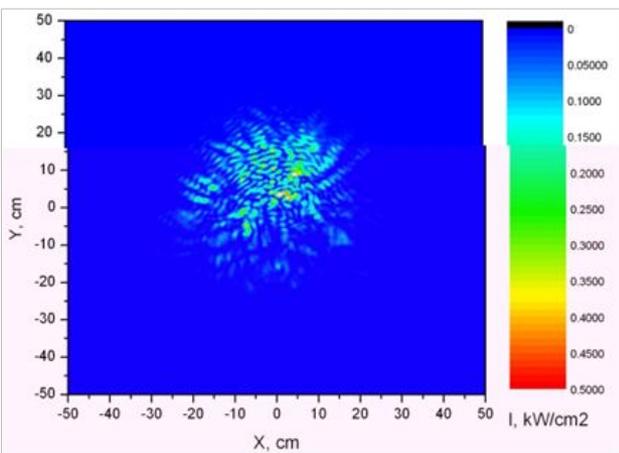
$L = 1$ км



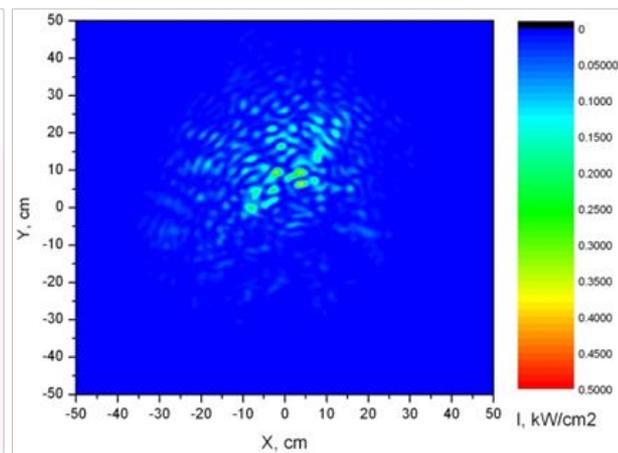
$L = 2$ км



$L = 3$ км



$L = 5$ км



Моделирование прохождения через атмосферу, характерную для тропических широт, излучения 100 киловаттного кислород-йодного лазера ($\lambda=1.315$ мкм). Видно, что в рассматриваемом случае преобладает влияние атмосферной турбулентности на искажение пучка.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Нелинейные эффекты при прохождении лазерного излучения в атмосфере

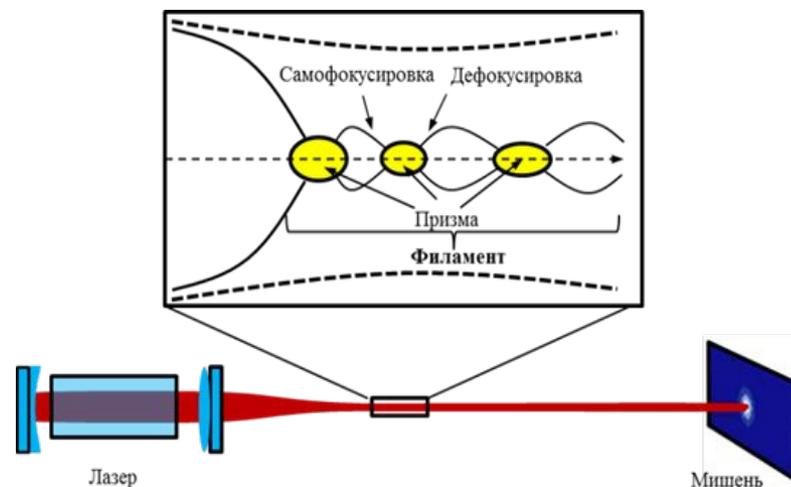
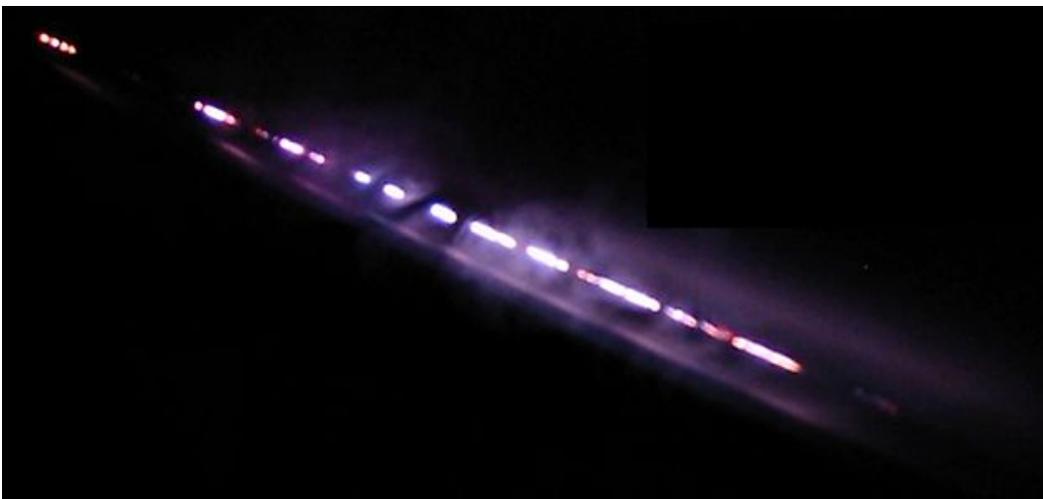
В настоящее время импульсные лазеры позволяют без фокусировки достигать интенсивностей излучения в выходной апертуре порядка $I = 10^7 \dots 10^9 \text{ Вт/см}^2$. В мощных лазерных системах достигнуты интенсивности порядка $I = 10^{18} \dots 10^{20} \text{ Вт/см}^2$. При таких высоких интенсивностях излучения напряжённость электрического поля E световой волны становится сравнимой или даже превышает напряжённость внутриатомного электрического поля E_a среды, в которой распространяются лазерные пучки.

В таких световых полях перестаёт выполняться принцип суперпозиции, и электро-магнитные волны, вместо того, чтобы распространяться независимо друг от друга, начинают взаимодействовать между собой и средой, демонстрируя уникальные оптические эффекты, называемые нелинейными из-за характера процессов их вызывающих. Из нелинейных эффектов в атмосфере, наиболее низкопороговым является тепловое самовоздействие, когда вследствие накопления поглощенной энергии излучения в области локализации пучка вдоль направления распространения формируется протяженная тепловая линза и наведенные изменения показателя преломления вызывают дополнительные искажения лазерных пучков.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

ФИЛАМЕНТАЦИЯ

Филаментация, в общем смысле, является процессом распространения лазерного излучения внутри самоуправляемой структуры или филаментов – тонких длинных «плазменных нитей» с высокой концентрацией энергии, образованного вследствие динамического равновесия между самофокусировкой лазерного излучения за счет эффекта Керра, и дефокусировкой за счет прохождения лазерного излучения через плазму малой плотности. Схематическое изображение фокусирующе-дефокусирующих циклов лазерного пучка при распространении его в филаменте.

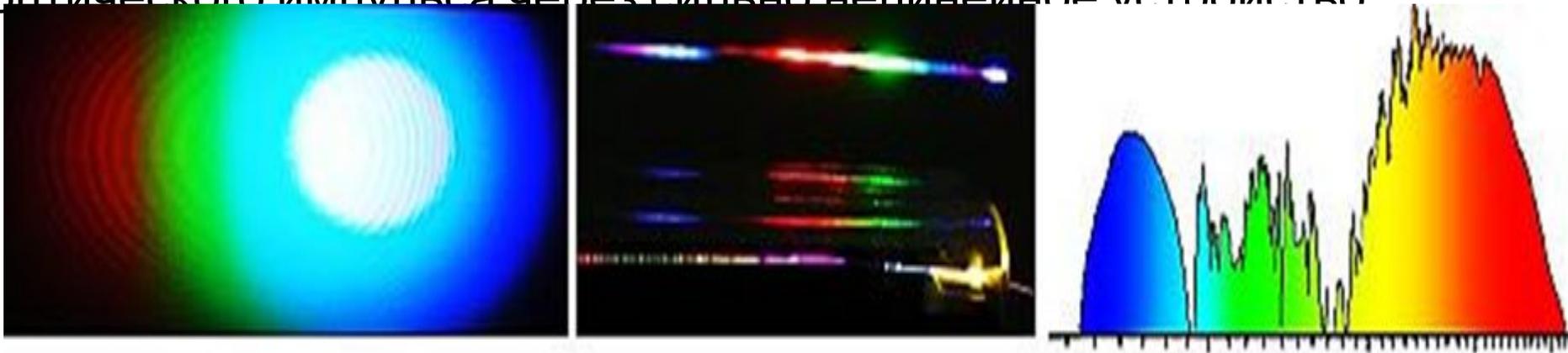


Пример филаментов в воздухе, образованных фемтосекундным лазерным

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

СУПЕРКОНТИНУУМ

Филаментация лазерного импульса начинается при интенсивности излучения порядка $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и сопровождается сверхширением его частотного спектра. Излучение с низкой временной когерентностью, но с сохранением высокой пространственной когерентности носит название **суперконтинуум**. Спектр **суперконтинуума** может перекрывать одну и более октав оптического спектра (октава спектра – диапазон от длины волны до её удвоенного значения, например от 400 до 800 нм и т. д.). Расширение спектра обычно достигается при распространении оптического импульса через сильно нелинейное устройство



Суперконтинуум и его спектр