

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

# Прогноз распространения интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего ИК спектральных диапазонов при работе на наклонных высотных атмосферных трассах

С.В. Асанов<sup>1</sup>, Ю.Э. Гейнц<sup>2</sup>, А.А. Землянов<sup>2</sup>, А.Б. Игнатъев<sup>1</sup>,  
Г.Г. Матвиенко<sup>2</sup>, В.В. Морозов<sup>1</sup>, А.В. Тарасенкова<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Головное системное конструкторское бюро  
Концерна ПВО «Алмаз-Антей» им. Академика А.А. Расплетина  
125190, г. Москва, Ленинградский пр., 80, корп. 16

<sup>2</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Поступила в редакцию 11.12.2015 г.

На основе разработанной авторами оптической модели земной атмосферы проведены численные оценки эффективности использования интенсивного излучения различных лазерных источников ближнего и среднего ИК-диапазонов при распространении на наклонных высотных трассах. Рассмотрены варианты переноса излучения кислородно-йодного (КИЛ), а также химических DF- и СО-лазеров при работе в условиях различной оптической «погоды» с учетом линейных и нелинейных оптических эффектов. Показано, что с точки зрения передачи полной мощности излучения наиболее предпочтительным является использование КИЛ вследствие низкого ослабления в атмосфере и минимального влияния нелинейных эффектов. Этот же лазерный источник демонстрирует и наилучшие показатели по величине средней интенсивности излучения на приемнике. Среди многочастотных химических лазеров по коэффициенту передачи мощности лидирует излучение DF-лазера.

*Ключевые слова:* лазерное излучение, атмосфера, поглощение газами, аэрозольное ослабление, оптическая рефракция, турбулентные искажения, нелинейно-оптические эффекты, распространение; laser emission, atmosphere, gas absorption, aerosol extinction, optical refraction, turbulent distortions, nonlinear optical effects, propagation.

## Введение

В настоящей статье на основе развитой авторами модели усредненных характеристик лазерного излучения, представленной в [1], даны оценки эффективности использования различных лазерных источников среднего уровня мощности для решения задачи доставки электромагнитной энергии через атмосферу Земли на приемник. В модели проведен учет молекулярного и аэрозольного ослабления, турбулентного и теплового расплывания пучка, регулярной рефракции и вынужденного малоуглового рассеяния излучения. Демонстрируются возможности оригинального программного пакета LaserPar, созданного в ИОА СО РАН.

## Результаты численного моделирования

Численные расчеты были выполнены с помощью оригинального программного пакета, созданного в ИОА СО РАН, который обеспечивает прогноз параметров лазерного излучения на приемнике при распространении через атмосферный воздух с учетом линейных и нелинейных эффектов на высотных и приземных трассах. В программе предусмотрена возможность варьирования начальных характеристик оптического излучения, в частности апертуры, угловой расходимости, средней мощности излучения, длины волны излучения, условий фокусировки. Возможен прогноз распространения как для монохроматического излучения, так и для широкополосных источников. Специальные модули в программном пакете численно реализуют модельные профили высотного изменения молекулярного поглощения и рассеяния атмосферными газами,

\* Сергей Васильевич Асанов; Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Александр Борисович Игнатъев; Геннадий Григорьевич Матвиенко; Владимир Варнаньевич Морозов; Анна Владимировна Тарасенкова.

а также высотные профили аэрозольного ослабления (включая вулканический аэрозоль) и различные модели атмосферной турбулентности. Краткий обзор структуры и программного интерфейса пакета приведен в Приложении.

Результаты моделирования, представленные ниже, касаются трассовой эволюции усредненных характеристик излучения, а именно полной мощности, эффективного радиуса пучка и его средней интенсивности. В дальнейшем под эффективным размером светового пучка будет пониматься его средне-квадратичный радиус  $R_e$ , квадрат которого определяется исходя из реального профиля распределения интенсивности излучения  $I(\mathbf{r}_\perp, z; t)$  по следующей формуле:

$$R_e^2(z) = \frac{1}{E(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t) |\mathbf{r}_\perp - \mathbf{R}_c|^2,$$

где  $\mathbf{r}_\perp, z$  — поперечная и продольная координаты соответственно;  $t$  — время;

$$E(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t)$$

— полная энергия светового импульса;  $\mathbf{R}_c$  — радиус-вектор центра тяжести пучка.

В приближении аддитивности действия линейных и нелинейных эффектов при распространении излучения [2] для квадрата эффективного радиуса пучка выполняется эволюционный закон вдоль дистанции  $z$ :

$$R_e^2(z) = R_{e0}^2 \left[ r_D^2(z) + r_T^2(z) + r_B^2(z) + r_{MB}^2(z) \right], \quad (1)$$

где  $R_{e0} \equiv R_e(z=0)$ . В (1) введены безразмерные параметры, описывающие основные физические процессы, оказывающие влияние на изменение эффективного размера светового пучка в воздухе, а именно: масштабирующие добавки за счет свободной дифракции  $r_D$ , за счет турбулентного  $r_T$  и теплового  $r_B$  распыливания, а также вследствие возбуждения эффекта вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ)  $r_{MB}$ .

Полная энергия (мощность) излучения  $E$ , отнесенная к своему начальному значению  $E_0$ , определяет энергетическое пропускание выбранного участка трассы  $T_e(z) = E(z)/E_0$ :

$$T_e(z) = T_{gas}(z) T_{aer}(z) T_{SRs}(z). \quad (2)$$

Здесь  $T_{gas}$ ,  $T_{aer}$  — пропускание трассы при учете поглощения и рассеяния только молекулами газов или же только аэрозольными образованиями соответственно. Параметр  $T_{SRs}$  дает пропускание атмосферной трассы при возбуждении вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света на молекулярных переходах атмосферных газов.

Используя (1) и (2), получим еще один важный эффективный параметр — среднюю интенсивность излучения  $I_e(z)$ :

$$I_e(z) = \frac{E(z)}{\pi R_e^2(z)} = I_0 \frac{T_e(z)}{r_e^2(z)}, \quad (3)$$

где  $I_0$  — средняя интенсивность излучения в начале трассы, а  $r_e = R_e/R_{e0}$ .

Конкретные аналитические выражения для коррекционных параметров в соотношениях (1)–(3) приведены в [1].

Моделировалось распространение на атмосферной трассе излучения двух лазерных источников: многочастотного DF-лазера в спектральной полосе генерации 3,5–4,2 мкм (цуг импульсов с длительностью импульса  $t_p = 0,3$  мкс) и монохроматического кислородно-йодного лазера (КИЛ) с длиной волны  $\lambda = 1,315$  мкм. В первой серии численных экспериментов считалось, что приемник излучения находится на высоте  $h_0 = 1$  км и перемещается с постоянной скоростью  $v_t$  в направлении «на источник», который расположен неподвижно на уровне моря. Это означает, что при сопровождении цели лазерным лучом, в зависимости от угла места  $\gamma$ , оптическая трасса будет иметь переменную длину  $L(\gamma)$ . Кроме того, это приводит к изменяющейся с высотой подъема скорости поперечного смещения оптической трассы при движении источника:  $v_t(h) = v_t(L)h/L$ . Будем полагать, что предельный угол наклона трассы к горизонту, когда происходит первоначальное обнаружение приемника, задан и составляет  $\gamma = \gamma_c$ . Фокусировка всегда реализована в конец трассы. Диаметр апертуры  $D_0$  обоих источников выбирался равным 1 м, излучение КИЛ считалось когерентным с дифракционно обусловленной начальной расходимостью, а начальная расходимость DF-лазера составляла пять дифракционных.

Вторая атмосферно-оптическая ситуация, которая рассматривается в данной статье, касается доставки световой энергии установленного на борту летящего самолета лазерного источника на перемещающийся на той же высоте приемник. Здесь существенным является общая большая протяженность трассы, которая выбиралась, исходя из требований практики, равной 500 км. Средняя мощность излучения  $P_0$  достигала 1 МВт.

Электроионизационный химический лазер на фторсодержащей газовой смеси ( $\text{SF}_6$ ) относится к источникам, способным выдавать мощное излучение сразу на нескольких спектральных линиях. Типичная полоса генерации такого лазера может включать несколько десятков линий и простирается от 3,5 до 4,2 мкм. В дальнейшем для моделирования распространения излучения химического лазера в атмосфере возьмем для основы спектр излучения нецепного лазера на фтор-дейтериевой смеси при возбуждении ее объемным разрядом с УФ-подсветкой [3]. Распределение относительной интенсивности  $g$  линий генерации DF-лазера и спектральный ход коэффициента газового поглощения приземного атмосферного воздуха  $\alpha_{eg}$  в диапазоне 3,5–4,2 мкм [4] приведены на рис. 1.

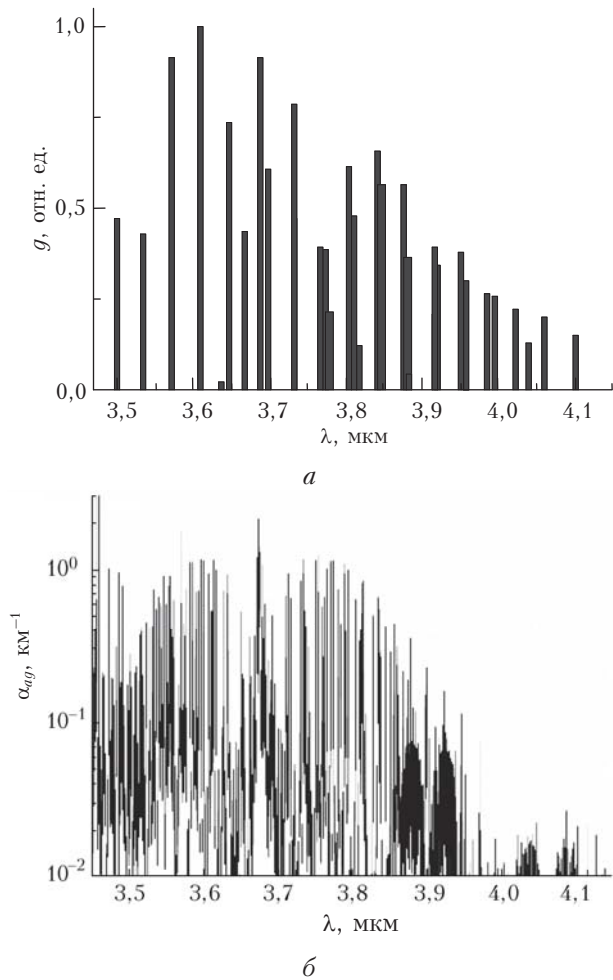


Рис. 1. Спектр генерации нецепного DF-лазера  $g$  (по данным [3]) (а) и коэффициент поглощения газовой атмосферы  $\alpha_{ag}$  (б) (по данным ресурса <http://hitran.iao.ru/>)

Нужно иметь в виду, что представленные на рис. 1, б данные соответствуют модели ИОА СО РАН лета средних широт [5]. Поскольку в интересующей нас спектральной области основным поглотителем являются пары воды, то уменьшение содержания данной компоненты в воздухе при моделировании распространения излучения, например в зимнее время года или в пустынном климате, приведет к снижению значений  $\alpha_{ag}$ .

При расчетах суммарного пропускания газовой атмосферы в полосе частот генерации лазерного источника было проведено усреднение входного массива спектрального пропускания  $T_{gas}(\lambda_j)$  по заданному диапазону длин волн  $\lambda_1 \leq \lambda_j \leq \lambda_2$  с соответствующими весовыми коэффициентами  $g_j$ , где  $j \leq N_g$ ,  $N_g$  – число линий генерации, а  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  – левая и правая границы диапазона. Усреднение массива спектрального пропускания трассы длиной  $z$  выполняется по следующей процедуре:

$$\bar{T}_{gas}(z) = \left[ \sum_{j=1}^{N_g} g_j \right]^{-1} \sum_{j=1}^{N_g} g_j T_{gas}(\lambda_j, z),$$

где  $\bar{T}_{gas}(z)$  – «средне-спектральное» пропускание трассы, которое используется в дальнейших расчетах аналогично спектральному пропусканию для монохроматического излучения. По такой же схеме проводится усреднение пропускания aerosольного слоя.

Кислородно-йодный лазер генерирует излучение на длине волны 1,315 мкм, расположенной на краю окна прозрачности земной атмосферы с центром при  $\lambda = 1,25$  мкм. Коэффициент поглощения воздуха на рабочей частоте КИЛ приблизительно втрое выше, чем для DF-лазера, так же как и коэффициент ослабления атмосферного aerosоля (рис. 2). Причина столь высокого aerosольного ослабления связана с тем, что в данной спектральной области aerosольное ослабление главным образом обусловлено рассеянием света на частицах, а не поглощением излучения в их объеме.

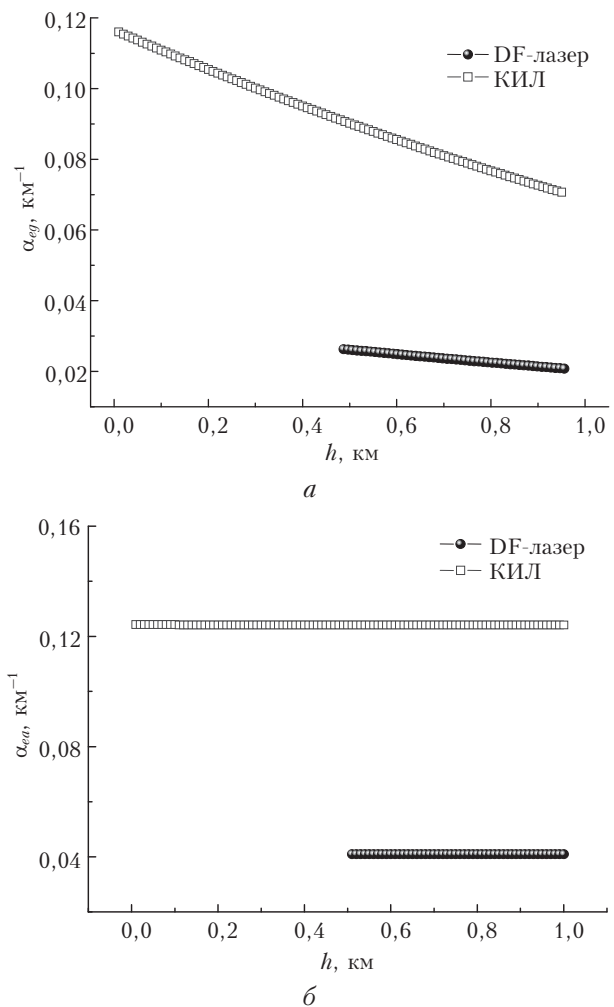


Рис. 2. Высотный ход моделей коэффициентов ослабления газовой  $\alpha_{ag}$  (а) и aerosольной  $\alpha_{ea}$  (б) составляющими атмосферы (фоновый aerosоль) для излучения различных лазеров

Можно предположить, что меньшая длина волны излучения данного лазера должна дать и более высокую концентрацию световой энергии

пучка в фокальной плоскости, поскольку дифракционно обусловленный радиус фокальной перетяжки пропорционален  $\lambda$ . Однако при этом должно возрасти и влияние, которое оказывает случайная турбулентная рефракция на размер пучка.

Таким образом, исходя из графиков на рис. 2 и проведенных рассуждений, можно прогнозировать повышенное влияние тепловой нелинейности воздуха на передачу мощности излучения КИЛ ( $\alpha_{ag}$  выше) в сравнении с DF-лазером и преобладание турбулентного уширения пучка на фоне повышения общих потерь энергии излучения на аэрозольное ослабление. Поскольку режим излучения выбран квазинепрерывным, то возникновения ВКР в воздухе не ожидается.

### Ситуация 1. Наклонные приземные трассы переменной длины

Проанализируем, как изменяются основные характеристики излучения рассматриваемых лазерных источников при распространении на модельной воздушной трассе для первой из рассматриваемых ситуаций.

Одним из параметров, характеризующих искажающее влияние атмосферы на распространение в ней сфокусированного оптического излучения, является число Штреля:  $S = I_{eL}/I_{eL0}$ , где  $I_{eL} = I_e(z = L)$ , а  $I_{eL0}$  — фокальное значение средней интенсивности пучка при распространении в вакууме. Данный параметр в зависимости от длины оптической трассы для излучения DF-лазера показан на рис. 3, а. Значения  $S$  рассчитаны для различной оптической «погоды» на трассе и во всех рассмотренных ситуациях не зависят от частоты повторения импульсов. Случай «наихудших» условий распространения излучения в атмосфере соответствует достаточно высокому уровню приземной атмосферной турбулентности (структурная постоянная флуктуаций показателя преломления за счет атмосферной турбулентности  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ) при наличии на трассе плотной аэрозольной дымки (метеорологическая дальность видимости  $S_M = 10 \text{ км}$ ). При наиболее благоприятной оптической ситуации на трассе распространения излучения DF-лазера считалось, что атмосфера прозрачна ( $S_M = 50 \text{ км}$ ), а турбулентность воздуха незначительна ( $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ ).

Расчеты указывают на сильную зависимость числа Штреля от оптического состояния атмосферной трассы. Отличие значений параметра  $S$  при хорошей и плохой «погоде» составляет более трех раз на вертикальной трассе и возрастает на порядок величины для наклонной трассы 5 км.

На рис. 3, б показано отношение  $\Phi = r_T/r_B$ , характеризующее относительную роль турбулентного  $r_T$  и теплового  $r_B$  механизмов в расплывании пучка. Область преобладания тепловой нелинейности соответствует значениям  $\Phi < 1$  и на графике выделена штриховкой. Здесь видно, что вклады данных процессов в суммарное уширение радиуса

пучка излучения DF-лазера являются величинами одного порядка. При наихудших условиях распространения отмечается значительное преобладание турбулентного уширения на длинных трассах и приблизительно равные вклады тепловой нелинейности и турбулентности на короткой трассе. При наилучшей «погоде» расплывание пучка в основном определяется рефракцией на сформированной тепловой линзе.

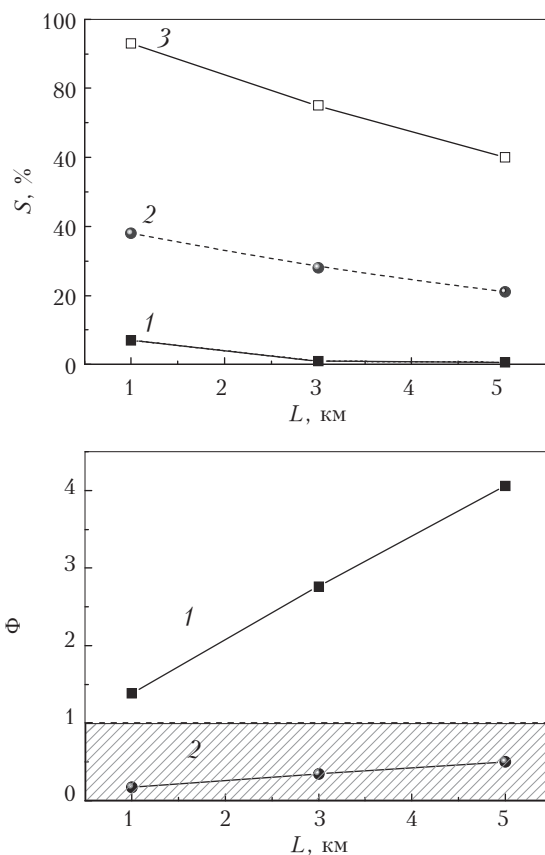


Рис. 3. Число Штреля  $S$  излучения DF-лазера ( $P_0 = 100 \text{ кВт}$ ) (а) и параметр  $\Phi$  (б) в зависимости от длины оптической трассы при различной оптической «погоде»: 1 — наихудшие условия; 2 — наилучшие условия; 3 — наилучшие условия без учета ВКР

Кроме того, установлено, что вне зависимости от оптической «погоды» серьезным фактором, сдерживающим рост мощности (и интенсивности) на приемнике, является эффект ВКР, развивающийся практически со старта трассы. Невосполнимые потери энергии основного излучения здесь связаны с затратами на раскачку молекулярных колебаний газовой среды [6]. Когерентная стоксовая компонента комбинационного рассеяния сопутствует силовому излучению, и при спектрально неселективном приеме излучения в конце трассы ее энергия суммируется с энергией на основной частоте. Однако часть энергии комбинационной составляющей будет теряться на молекулярное поглощение (на стоксовой частоте). В рассмотренных си-

туациях суммарные (невосполнимые) потери энергии основного пучка вследствие эффекта ВКР могут составлять более 50%. Это подтверждается расчетом ситуации с «отключенным» эффектом ВКР, для которой число Штреля, как видно на рис. 3, *а*, было существенно выше.

Число Штреля для излучения КИЛ на различных трассах приведено на рис. 4. Значения  $S$ , представленные здесь, ожидаемо оказались значительно ниже соответствующих величин для излучения DF-лазера и обнаруживают существенную зависимость от выбора оптической модели атмосферы. При сильной турбулентности атмосферы и высоком линейном поглощении качество фокусировки пучка, как и для DF-лазера, уменьшается с увеличением длины трассы, однако здесь сильнее проявляется влияние тепловой линзы, формирующейся к концу трассы под действием мощного излучения. В условиях слабой турбулентности (наилучшие условия) критерий качества фокусировки становится кратно выше и практически линейно спадает с увеличением протяженности трассы.

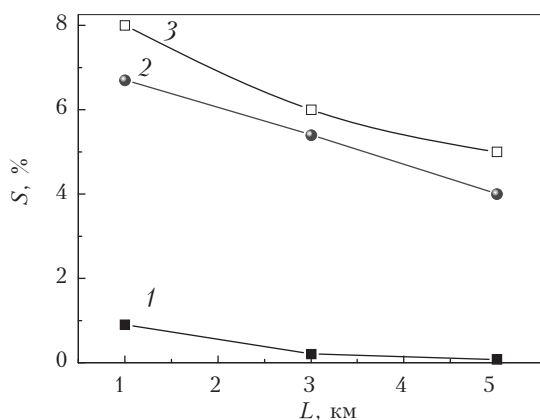


Рис. 4. Число Штреля  $S$  для излучения КИЛ в зависимости от длины оптической трассы при различной оптической «погоде»: 1 – наихудшие условия; 2 – наилучшие условия; 3 – наилучшие условия без учета ВРМБ

Известно, что в ближнем ИК-диапазоне длин волн излучения возрастает вероятность развития эффекта ВРМБ, который может дополнительно повысить угловую расходимость лазерного пучка [6]. Как показали наши расчеты, процесс ВРМБ, развивающийся на случайных акустических возмущениях в среде, вносит ощутимую добавку к радиусу пучка, сравнимую с его дифракционным значением. «Отключение» эффекта ВРМБ при численных оценках приводит приблизительно к 20%-му подъему качества фокусировки пучка (см. рис. 4, кривая 3). Заметим, что ВКР на молекулах атмосферных газов в данной спектральной области и при заданных параметрах излучения не развивается.

Приведем сводный график, показывающий качество передачи мощности излучения атмосферным каналом при работе в нем рассмотренных лазерных источников. Для получения максимальных значений выходной мощности была выбрана модель сла-

ботурбулентной атмосферы с низкой концентрацией частиц фонового аэрозоля. Учитывалось действие всех нелинейно-оптических эффектов.

Из анализа рис. 5, *а* можно сделать вывод о том, что с точки зрения передачи мощности излучения наиболее предпочтительным является непрерывный кислородно-йодный лазер, который дает значения отношения  $P_L/P_0$ , близкие к «вакуумным». DF-лазер с излучением в средней ИК-области спектра проигрывает КИЛ вследствие возникновения сильного попутного ВКР. При выбранных параметрах расчета граница по входной мощности излучения, когда возникают нелинейно-оптические эффекты, преодолевается уже при мощностях  $P_0 > 50$  кВт.

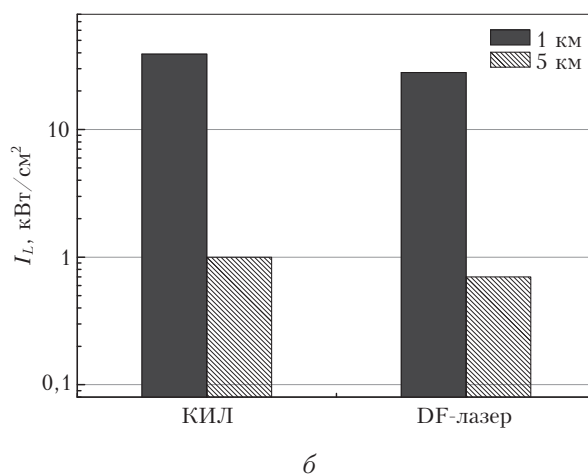
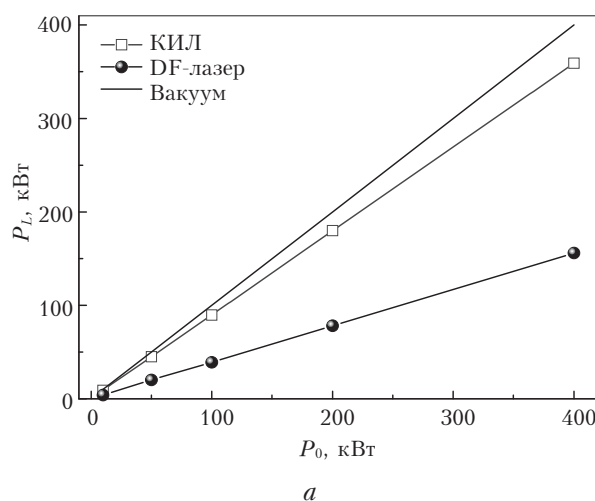


Рис. 5. Зависимость мощности в конце вертикальной оптической трассы  $P_L$  (1 км) от входной мощности излучения  $P_0$  (*а*) и плотность мощности излучения на приемнике для различных лазеров  $I_L$  (*б*) ( $P_0 = 100$  кВт, наилучшие условия)

С другой стороны, с точки зрения возможности максимально сфокусировать пучок излучения на приемник оба рассмотренных лазерных источника показывают близкие результаты. Как следует из рис. 5, *б*, хотя КИЛ формально лидирует по величине средней



интенсивности на приемнике как на вертикальной, так и на наклонной трассах, DF-лазер имеет показатели не намного хуже. Эти различия в величине достижимой плотности мощности невелики, несмотря на безоговорочное лидерство DF-лазера по параметру фокусировки (параметр Штреля), и объясняются значительно более высокой дифракционной расходимостью трехмикронного излучения. При начальной интенсивности  $I_0 = 12,7 \text{ Вт/см}^2$ , что соответствует полной мощности излучения 100 кВт, излучаемой апертурой диаметром 1 м, на приемнике, удаленном на километровую дистанцию, удастся получить более чем тысячекратный прирост плотности мощности в плоскости фокусировки в обоих спектральных диапазонах лазерных источников. В то же время КИЛ не смог существенно оторваться от своего конкурента из-за высокой нелинейной расходимости пучка вследствие возбуждения ВРМБ в воздухе.

## Ситуация 2. Горизонтальная высотная трасса переменной высоты

Теперь обратимся к другому случаю, соответствующему ситуации доставки энергии лазерного излучения в плоскость приема, когда и источник, и приемник находятся на одной и той же высоте  $h_0$  и перемещаются с некоторой скоростью. Для определенности предположим, что лазер расположен на борту самолета, летящего на высоте  $h_0 = 13 \text{ км}$ . Траектория приемника, движущегося с постоянной скоростью  $v_t = 200 \text{ м/с}$ , пересекает под прямым углом траекторию движения источника на расстоянии  $L = 500 \text{ км}$ . К рассмотренным выше химическому и йодному лазерным источникам добавим еще один – многочастотный электроионизационный лазер на колебательных переходах молекулы СО, представляющий определенный практический интерес ввиду высокой эффективности использования энергии накачки. Линии генерации СО-лазера достаточно равномерно занимают спектральный интервал 4,8–5,6 мкм [7]. Параметры излучения выберем следующие: все лазеры выдают непрерывное излучение с мощностью  $P_0 = 1 \text{ МВт}$ , радиус излучающей гауссовской апертуры  $R_0 = 50 \text{ см}$ , начальная угловая расходимость пучка пятикратно превышает дифракционную для соответствующей длины волны излучения, внешняя фокусировка отсутствует.

Из-за кривизны поверхности планеты для обеспечения прицеливания на приемник, находящийся на той же высоте, что и лазерный источник, оптическая трасса должна иметь начальное отклонение в нижнюю полусферу порядка 2,2°. Кроме того, необходимо выполнить еще и ее коррекцию на угол атмосферной рефракции  $r_{21}$ , который по расчетам для заданных параметров трассы составляет  $\sim 0,17 \text{ мрад}$ , что приводит к фактическому понижению конечного пункта изначально горизонтальной 500-км трассы на величину  $\Delta h = 1495 \text{ м}$ . В итоге скомпенсированный на рефракцию начальный угол наклона оптической трассы составил  $\gamma = -2,1^\circ$ . При

этом трасса имеет переменное возвышение над поверхностью Земли, минимум которого составляет 8,7 км на расстоянии 234 км от источника (см. врезку на рис. 6, а).

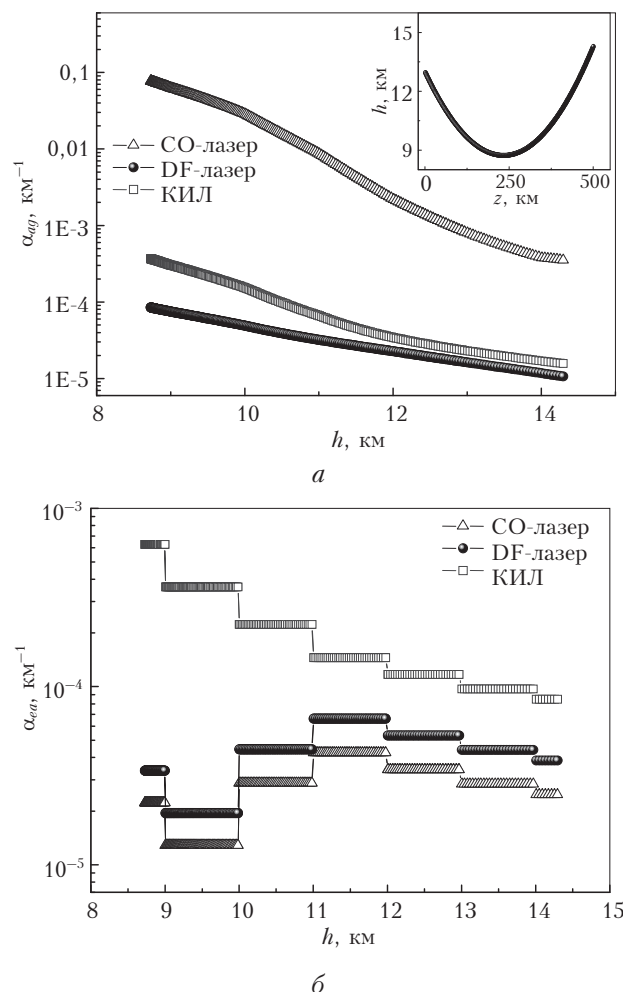


Рис. 6. Высотный ход коэффициентов ослабления газовой  $\alpha_{eg}$  (а) и аэрозольной  $\alpha_{ea}$  (б) составляющими атмосферы (фоновый аэрозоль) для излучения различных лазеров; на врезке приведено возвышение трассы  $h(z)$

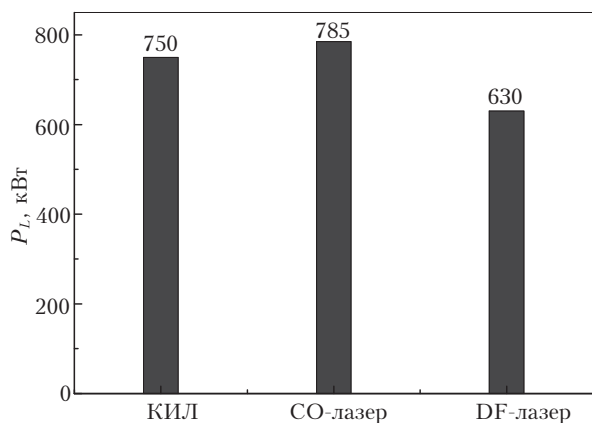
Оценки показывают, что вследствие достаточно большой высоты оптической трассы и выбранного непрерывного режима работы лазеров оказывается возможным пренебречь тепловой оптической нелинейностью воздуха (отношение  $\Phi \approx 10^5$ ), а также эффектом ВКР. Таким образом, действие атмосферы на распространение лазерного излучения на высотной трассе состоит в молекулярном/аэрозольном поглощении, турбулентном расплывании пучка и рассеянии на самонаведенных акустических колебаниях воздуха (ВРМБ).

Результаты расчетов для высотной трассы приведены на рис. 6 и 7.

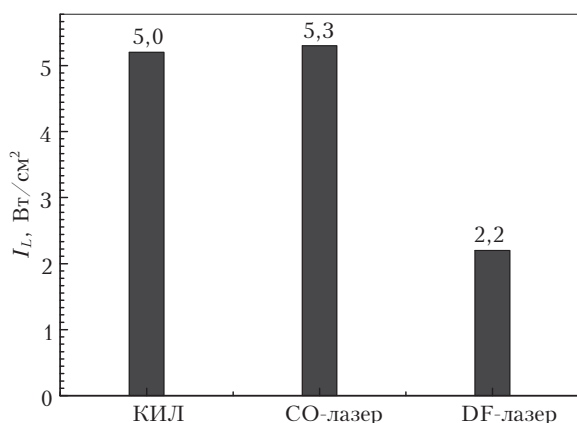
Аэрозоль, как видно из рис. 6, б, достаточно слабо влияет на энергопотери излучения длинноволновых лазеров и заметно ослабляет излучение КИЛ, причем основная доля энергии выводится из

пучка на первой половине трассы (20% в верхней тропосфере) за счет прохождения более плотных слоев атмосферы. Газовая составляющая атмосферного воздуха (рис. 6, а), наоборот, хорошо пропускает излучение КИЛ и DF-лазера и ослабляет прохождение излучения СО-лазера (в основном полой поглощения  $H_2O$ ,  $CO_2$  и  $O_2$ ).

При начальной мощности 1 МВт к цели удается довести почти 80% мощности излучения КИЛ и СО-лазера (см. рис. 7, а). DF-лазер характеризуется потерями ~37% мощности исходного пучка.



а



б

Рис. 7. Мощность  $P_L$  (а) и средняя интенсивность  $I_L$  (б) излучения различных лазерных источников ( $P_0 = 1$  МВт,  $I_0 = 127$  Вт/см<sup>2</sup>) в конце 500-км высотной трассы

Аналогичная ситуация реализуется при расчете плотности мощности излучения на приемнике, которая, согласно определению, обратно пропорциональна площади лазерного пучка на цели. Величина средней интенсивности  $I_e$  в точке  $z = L$  показана на рис. 7, б. Как и выше, максимальное значение  $I_e \approx 5$  Вт/см<sup>2</sup> показывает СО-лазер, КИЛ имеет близкий результат, а химический лазер дает двукратно меньшую плотность мощности.

Причина преимущества КИЛ и СО-лазера кроется в умеренном ослаблении излучения атмосфе-

рой при относительно слабом влиянии турбулентности и нелинейных эффектов на поперечное сечение пучка. Достаточно отметить, что увеличение эффективного радиуса пучка излучения DF-лазера за счет только одной дифракции составляет  $r_D = 4,5$  (с учетом начальной расходимости), что более чем в два раза выше турбулентной добавки  $r_T = 1,9$  и многократно превышает добавку за счет развития ВРМБ  $r_{MB} = 0,01$ . При этом для излучения ближнего ИК-диапазона длин волн (КИЛ) даже при существенно большей нелинейной расходимости за счет ВРМБ ( $r_{MB} = 3,1$ ) и примерно равной атмосферной турбулентности ( $r_T = 1,8$ ) суммарная угловая расходимость пучка оказывается ниже за счет значительно меньшей дифракции ( $r_D = 1,05$ ,  $L_D = 1525$  км).

### Заключение

Таким образом, представлены результаты численного моделирования атмосферного распространения излучения ряда современных мощных лазеров (КИЛ, DF- и СО-лазеры) на наклонных высотных трассах. Рассмотрены ситуации, связанные с доставкой световой энергии с Земли на перемещающийся приемник, и локации движущегося приемника при высотном расположении лазерного источника (на борту самолета). Численные расчеты и оценки эффективности использования различных лазерных источников выполнены на основе созданного в ИОА СО РАН программного пакета LaserPar. Установлено, что с точки зрения передачи полной мощности излучения во всех рассмотренных случаях наиболее предпочтительным является использование КИЛ, несмотря на достаточно сильное повышение его нелинейной расходимости вследствие возбуждения эффекта ВРМБ. Излучение электроионизационного СО-лазера достаточно хорошо распространяется в атмосфере на высотных трассах и показывает лучший результат по величине усредненной плотности мощности на приемнике. Однако на приземных трассах следует ожидать больших потерь мощности такого излучения по причине сильного поглощения газовыми составляющими атмосферного воздуха. Химический DF-лазер также эффективен при работе на приземных коротких трассах и обладает близкими к КИЛ показателями по величине интенсивности излучения на приемнике (степени сфокусированности). Однако при работе на больших высотах DF-лазер проигрывает и КИЛ, и пятимикронному СО-лазеру.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

#### Программный пакет LaserPar

Программный пакет LaserPar разработан для решения задачи математического моделирования атмосферного распространения мощного лазерного излучения с учетом линейных и нелинейных

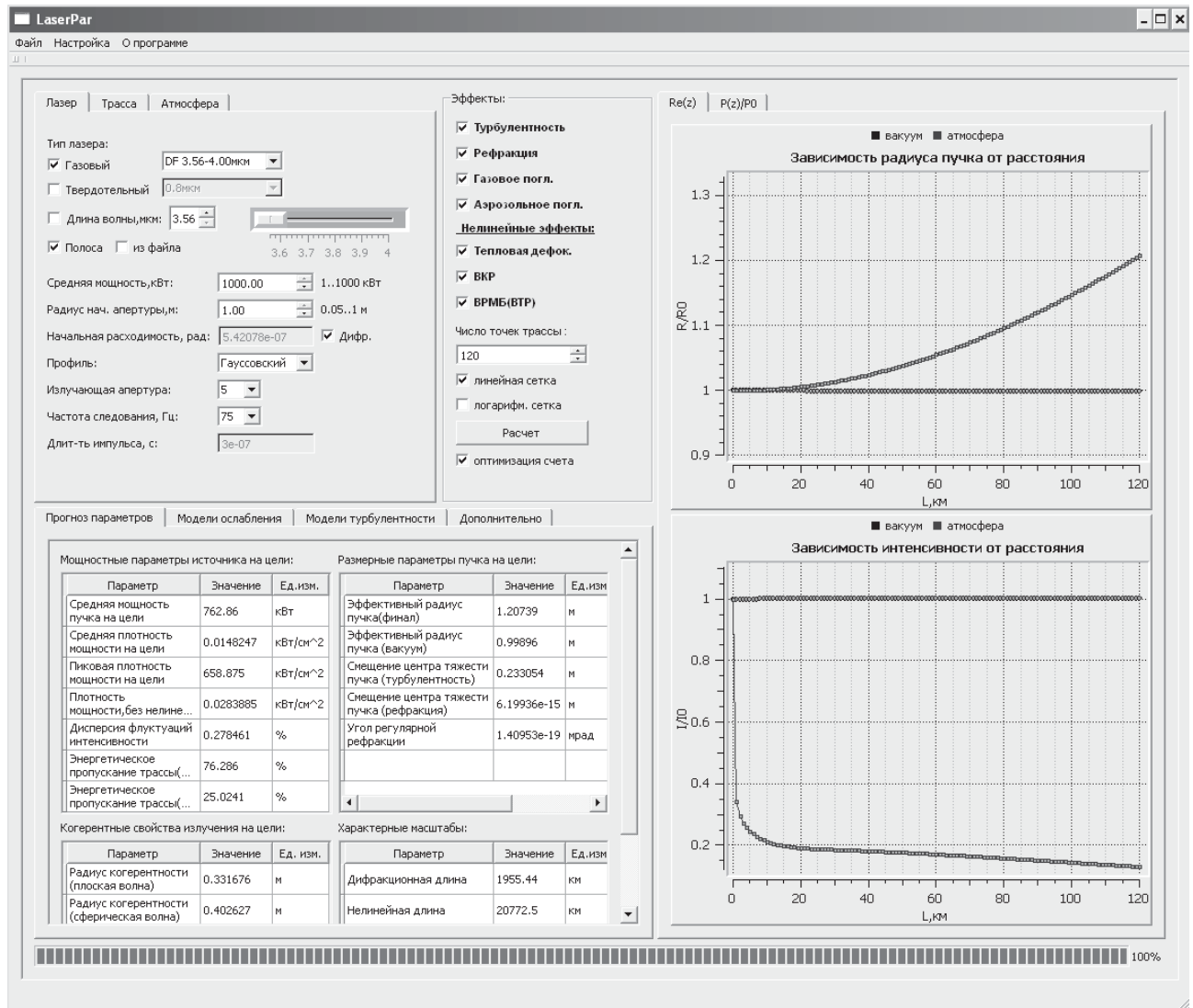
эффектов взаимодействия в воздухе при различных условиях работы источника. Программа создана на основе открытых библиотек Qt для языка C++ в операционных системах MS Windows и Linux. Главное окно программного интерфейса и логическая структура программы представлены на рис. П1.

В программном модуле реализована оценка следующих физических эффектов: линейная дифракция, молекулярное поглощение и рассеяние атмосферными газами и аэрозолями, турбулентное расплывание, регулярная рефракция, тепловая нелинейность, низкопороговые вынужденные рассеяния излучения под малыми углами вперед (ВКР, ВРМБ). При рассмотрении нелинейных эффектов учитывается их нестационарность, существенная для ИП-режима работы лазера.

В программном интерфейсе предусмотрена возможность варьировать начальные характеристики оптического излучения: радиус излучающей

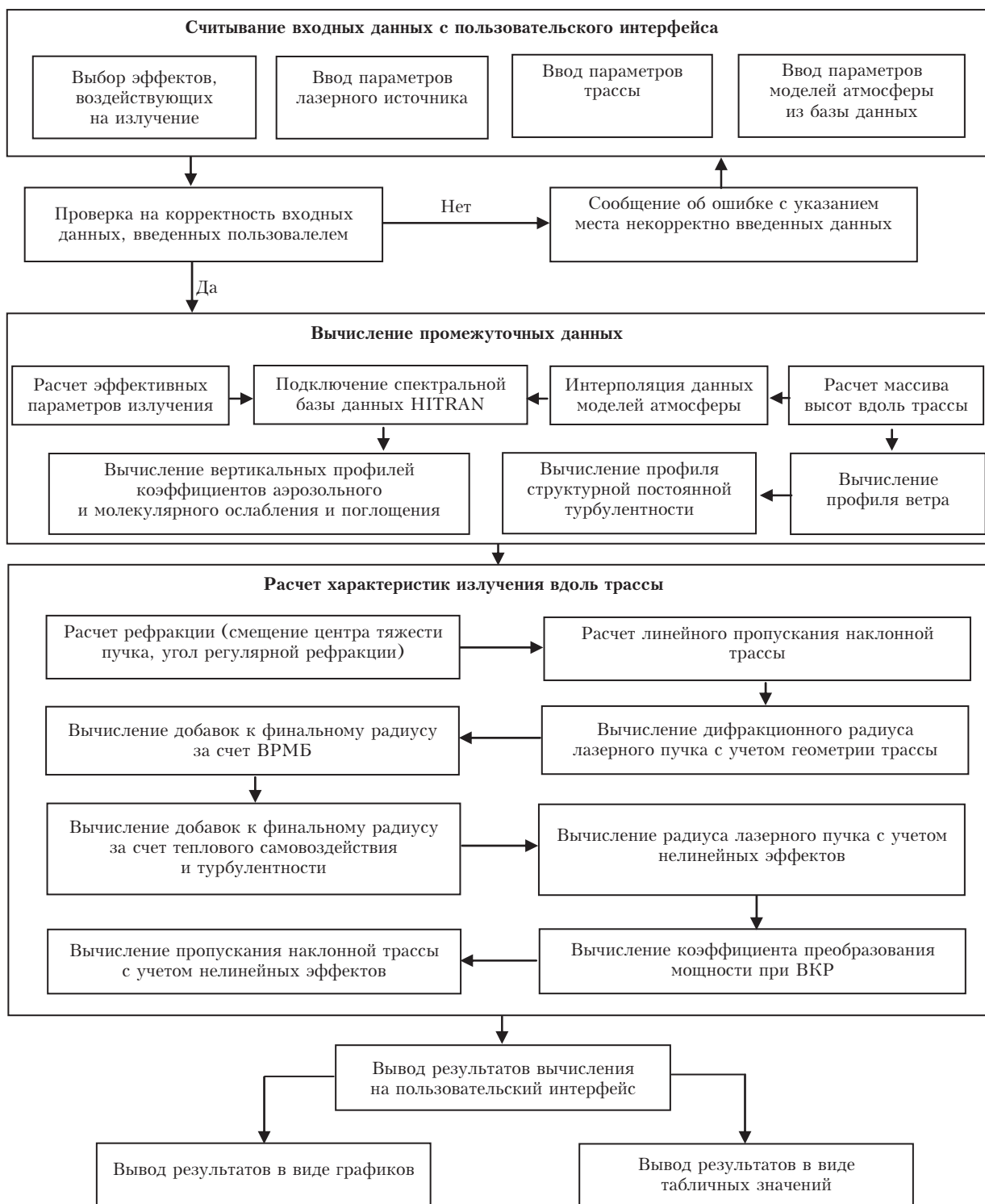
апертуры, угловую расходимость, среднюю мощность излучения, длину волны излучения, условия фокусировки. Возможен выбор режима генерации источника (непрерывный, импульсно-периодический) и типа лазерного излучения (монохроматическое, спектральная полоса). Учтены модели высотных профилей молекулярного поглощения и рассеяния атмосферными газами, профилей аэрозольного ослабления (включая вулканический аэрозоль), структурной постоянной воздуха (четыре модели). Параметры излучения в конце трассы представлены как с учетом, так и без учета нелинейных эффектов.

Входные данные в программу задаются на вкладках «Лазер», «Трасса», «Атмосфера» и на поле «Эффекты» в соответствии с конкретной ситуацией прогноза. Результаты расчетов представляются в виде 2D-графиков и таблиц, включающих в себя полный перечень констант и параметров с указанием размерностей.



а





б

Рис. П1. Главное окно (а) и логическая структура программы (б)

1. Асанов С.В., Белов В.В., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Дудоров В.В., Землянов А.А., Игнатъев А.Б., Коняев П.А., Канев Ф.Ю., Лукин В.П., Колосов В.В., Матвиенко Г.Г., Морозов В.В., Носов В.В., Пономарев Ю.Н., Пташник И.В., Тарасенков М.В. Оптическая модель земной атмосферы для интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего ИК спектральных диапазонов // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28, № 4. С. 338–345.
2. Gebhardt F.G. High power laser propagation // Appl. Opt. 1974. V. 15, N 6. P. 1479–1493.
3. Ломаев М.И., Панченко А.Н., Панченко Н.А. Спектральные характеристики излучения нецепных HF(DF)-лазеров с накачкой объемным разрядом // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 27, № 4. С. 341–345.
4. Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov I.E., Barbe A., Chris Benner D., Bernath P.F., Birk M., Bizzocchi L., Boudon V., Brown L.R., Campargue A., Chance K., Cohen E.A., Coudert L.H., Devi V.M., Drouin B.J., Fayt A., Flaud J.-M., Gamache R.R., Harrison J.J., Hartmann J.-M., Hill C., Hodges J.T., Jacquemart D., Jolly A., Lamouroux J., Le Roy R.J., Li G., Long D.A., Lyulin O.M., Mackie C.J., Massie S.T., Mikhailenko S., Müller S.P., Naumenko O.V., Nikitin A.V., Orphal J., Perevalov V., Perrin A., Polovtseva E.R., Richard C., Smith M.A.H., Starikova E., Sung K., Tashkun S., Tennyson J., Toon G.C., Tyuterev V.I., Wagner G. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2013. V. 130. P. 4–50.
5. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в земной атмосфере. М.: Советское радио, 1970. 496 с.
6. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Влияние дифракции на вынужденное комбинационное рассеяние лазерного излучения в средней атмосфере // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 99, № 4. С. 654–664.
7. Jardley J.T. Laser action in highly-excited vibrational levels of CO // J. Mol. Spectr. 1970. V. 35, N 2. P. 314–324.

*S.V. Asanov, Yu.E. Geyntz, A.A. Zemlyanov, A.B. Ignatyev, G.G. Matvienko, V.V. Morozov, A.V. Tarasenkova. Forecast of near- and mid-IR intense laser radiation propagation along slant atmospheric paths.*

Based on the optical model of the Earth atmosphere developed by the authors, the numerical simulations of the propagation effectiveness of intense radiation of different laser sources in the near- and mid-IR spectral ranges on high-altitude slant optical paths are carried out. Different laser sources, including chemical oxygen-iodine laser (COIL), chain chemical DF laser, and carbon-oxide (CO) laser are considered upon different optical weather conditions taking into account linear and nonlinear optical effects. We show that in terms of the net laser power transmitted along a path, the most preferable is the use of a COIL source because of low atmospheric linear attenuation and minimum influence of nonlinear effects. This laser source also demonstrates the best performance in terms of the mean radiation intensity at the receiver plane. Among multispectral chemical lasers, DF lasers take the first place when comparing the power transfer function.