

Пропускание лазерного излучения кристаллическими облаками на трассах «земля — космос»

В.П. Бусыгин, И.Ю. Кузьмина✉*

Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения»
111024, г. Москва, ул. Авиамоторная, 53

Поступила в редакцию 18.08.2023;

после доработки 09.10.2023;

принята к печати 10.10.2023

Высокоточная спутниковая лазерная дальнометрия (SLR – satellite laser ranging) во всем мире активно используется для решения множества задач, прежде всего в геодезии и навигации. Однако недостатком лазерных систем является зависимость эффективности их применения от метеоусловий, в частности, от наличия облаков. Поэтому актуальной является задача по исследованию возможностей приема лазерных импульсов на борту космических аппаратов (КА) в условиях облачности. Установлены типы и формы облачности, допускающие прием и определение параметров лазерных импульсов на борту КА. Разработаны математические модели атмосферы для длины волны 0,532 мкм, включающие в себя оптические характеристики кристаллической среды для агрегатных структур ледяных частиц. Методом Монте-Карло выполнены расчеты переноса оптического излучения субнаносекундных лазерных импульсов наземных станций на высокоорбитальные и низкоорбитальные КА при наличии кристаллических облаков верхнего и среднего ярусов. Результаты расчетов показали, что для рассматриваемых метрологических лазерных систем (с лазерными станциями типа «Сажень-ТМ») принципы односторонней лазерной спутниковой дальнометрии могут быть реализованы при наличии на небосводе перистых, перисто-слоистых, перисто-кучевых, а также высоко-слоистых облаков с установленными ограничениями по оптической толщине. Полученные результаты подтверждают возможность существенного повышения технологической производительности метрологических лазерных систем, так как повторяемость рассматриваемых форм облаков над территорией РФ составляет около 20%.

Ключевые слова: кристаллические облака верхнего и среднего ярусов, спутниковая лазерная дальнометрия, импульсная характеристика, метод Монте-Карло; crystalline clouds of the upper and middle tiers, satellite laser ranging, impulse response, Monte Carlo method.

Введение

В настоящее время в Научно-производственной корпорации «Системы прецизионного приборостроения» (АО «НПК «СПП») разработана и функционирует метрологическая лазерная система (МЛС), представляющая собой многофункциональный измерительный комплекс для высокоточных лазерных измерений дальности и псевдодальности (т.е. односторонней дальности) до навигационных космических аппаратов (КА), оснащенных лазерными ретро-рефлекторами и бортовой высокоточной аппаратурой регистрации лазерных импульсов [1, 2]. Система позволяет решать задачи контроля точности эфемеридно-временной информации навигационных КА системы ГЛОНАСС и других действующих навигационных спутниковых систем, определения расхождений бортовых и наземных шкал времени и синхронизации удаленных наземных стандартов

частоты. Кроме того, она служит эталоном для калибровки и сверки радиотехнических систем. Высокоточная лазерная дальнометрия обеспечивается созданными квантовыми стандартами частоты со стабильностью до 10^{-14} – 10^{-15} .

Эффективность применения лазерных спутниковых дальномерных систем сильно зависит от метеоусловий, прежде всего, от наличия облаков. Однако в отдельных экспериментах, проведенных в АО «НПК «СПП», удалось осуществить прием лазерных импульсов на борту КА в условиях облачности. В частности, во время космического эксперимента по синхронизации шкал времени с использованием беззапросной квантово-оптической системы (БКЭС), являющейся составной частью МЛС, зафиксирован устойчивый прием лазерных импульсов бортовой аппаратурой с вероятностью 0,3–0,4 в условиях облачности над территорией расположения наземной лазерной станции [1, 2]. Научная интерпретация данного результата и исследование форм и параметров облаков, при которых возможен устойчивый прием на КА лазерных импульсов, необходимы для разработки практических рекомендаций

* Владимир Петрович Бусыгин (adikbu@yandex.ru);
Ирина Юрьевна Кузьмина (irkuzmina@bk.ru).

по эксплуатации импульсных лазерных каналов «наземный пункт – космический аппарат» и могут способствовать повышению технологической производительности лазерных станций.

Цель работы – оценить возможности функционирования разработанной в «НПК «СПП» метрологической лазерной системы при наличии определенных типов и форм облачности, допускающих прием и определение параметров лазерных импульсов.

Материалы и методы

Исходные данные для передачи и приема лазерных импульсов в основном привязаны к характеристикам БКОС, обеспечивающей измерение односторонней дальности между наземным пунктом и навигационными КА. Принцип ее действия следующий: излучаемые наземной лазерной станцией субнаносекундные импульсы, старт которых фиксируется в наземной шкале времени, регистрируются бортовой аппаратурой БКОС. Время прихода сигналов определяется в бортовой шкале времени и транслируется на наземный пункт по радиоканалу.

Лазерный импульс, излучаемый наземной станцией (наземным источником), расположенной на высоте $H_{\text{ист}}$, характеризуется длиной волны излучения λ , энергией G , длительностью Δ_0 , временной функцией потока $F(t)$, расходимостью луча γ и функцией распределения энергии в луче лазера. Временная функция потока $F(t)$ (форма импульса) лазерного излучения и пространственное распределение плотности потока (или энергии) в поперечном сечении лазерного пучка описываются практически нормальными (гауссовыми) распределениями согласно [3]. При этом Δ_0 определяется как время, в течение которого мгновенная мощность излучения превышает значение, соответствующее уровню 0,5 от максимума лазерного импульса [3].

Амплитудно-временные характеристики принимаемых сигналов $\Phi(t)$ исследовались как для высокоорбитальных КА системы ГЛОНАСС с высотой орбиты $H_{\text{орб}} = 19100$ км, на которых в настоящее время установлена бортовая аппаратура БКОС, так и для низкоорбитальных КА с $H_{\text{орб}} = 400$ км. Направление луча лазера задавалось углом ν в пределах от 0° (направление в зенит) до $40\text{--}60^\circ$ и совпадало с направлением визирования с наземной станции на КА. Высота источника излучения составляла 0,3 км, а длина волны излучения – 0,532 мкм. Расходимость луча лазера γ наземной станции варьировалась в пределах от $1''$ до $30'$, при этом большая часть расчетов сигналов оптического излучения $\Phi(t)$ была выполнена при $\gamma = 10''$ для КА на орбите ГЛОНАСС и при $\gamma = 10'$ для низкоорбитального КА.

В исследовании был использован метод математического моделирования процессов генерации, распространения и приема лазерного излучения в молекулярно-аэрозольной оптической модели атмосферы при наличии слоистообразных облаков верхнего и среднего ярусов в основном фронтального происхождения.

Оптическая модель безоблачной атмосферы для $\lambda = 0,532$ мкм была разработана на основе отечественных и зарубежных литературных данных [4–10]. Использовалась стратифицированная модель атмосферы с верхней границей на уровне 80 км и разбиением по высоте на 17 слоев, в каждом из которых объемные показатели молекулярного и аэрозольного рассеяния задавались постоянными значениями. Вертикальный профиль показателя молекулярного рассеяния β_m получен по данным работ [4, 5] с поправками на более современные модели LOWTRAN. Релевская индикатриса рассеяния $\chi_m(\mu)$ (μ – косинус угла рассеяния θ) с учетом факторов анизотропии $p_a = 0,0178$ и деполаризации $p_d = 0,035$ задавалась согласно [4].

Сопоставление результатов отечественных и зарубежных исследований, связанных с изучением атмосферного аэрозоля [5, 7–10], показало, что значения показателей ослабления, рассеяния и поглощения континентального аэрозоля для высот от 0 до 30 км с наиболее частой высотной сеткой были получены в ИОА СО РАН [10]. Для больших высот рекомендована модель [5], включающая в себя данные по фоновому (BSA) и вулканическому стратосферному аэрозолю (VSA), аэрозолю верхней атмосферы. Аэрозольное поглощение учитывалось через альbedo однократного рассеяния. Индикатриса рассеяния континентального аэрозоля задается на основе данных, приведенных в [11].

Облачный слой включен в оптическую модель безоблачной атмосферы и геометрически задается высотами его нижней и верхней границ. Для исследования были выбраны кристаллические облака: перистые C_i , перисто-слоистые C_s , перисто-кучевые C_c и высокослоистые A_s [12–15]. Согласно различным источникам оптическая толщина τ перистых форм облачности изменяется от долей единицы до нескольких единиц и в основном не превышает 2–3 [15]. Альbedo однократного рассеяния в облачном веществе $\omega \approx 1$ [13, 15]. Оптическая толщина высокослоистых облаков A_s обычно не превышает 7–10, а вероятность кристаллической фазы в них составляет около 40% [13]. В оптической модели атмосферы τ облачного слоя варьировалась от 0,2 до 10.

Кристаллические облака могут формировать заметные потоки рассеянного излучения в направлении лазерного луча, что потребовало тщательного задания их оптических характеристик с учетом разнообразия размеров и форм ледяных кристаллов [15, 16] и их способности объединяться в устойчивые структуры (агрегаты). Как показано в [17–20], вид индикатрисы рассеяния зависит от λ , структуры и эффективного диаметра $d_{\text{эфф}}$ ледяных кристаллов, вносящих наибольший вклад в ледность облака.

Наиболее подробные данные по индикатрисам рассеяния в области малых углов представлены в работе [21]. Для моделей облаков со смешанной структурой ледяных кристаллов (GHM), содержащих базовую форму (SolidCol) и агрегаты (AggrSolidCol), индикатрисы рассеяния вблизи угла рассеяния $\theta = 0$ (направление вперед) рассчитаны с шагом $0,01^\circ$, что соответствует $36''$ [21].

Все расчеты в данной работе выполнены для модели GHM. Существенным для дальнейшего исследования является то, что с увеличением эффективного диаметра ледяных кристаллов $d_{\text{эфф}}$ с 10 до 120 мкм вытянутость индикатрисы вперед увеличивается почти на три порядка (рис. 1).

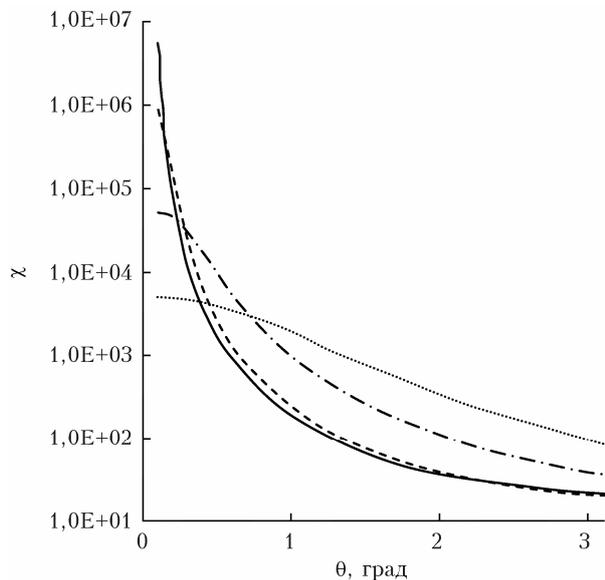


Рис. 1. Индикатриса рассеяния излучения с $\lambda = 0,53$ мкм для модели ледяных кристаллов GHM с $d_{\text{эфф}} = 120$ (сплошная кривая), 70 (штриховая кривая), 30 (штрихпунктирная кривая), 10 мкм (пунктирная кривая)

Следует отметить, что расходимость луча лазера при работе по высокоорбитальным КА может составлять 5–10 и менее угловых секунд. В настоящее время отсутствуют данные по индикатрисам рассеяния с таким уровнем детализации.

Ориентация кристаллов может приводить к асимметрии рассеяния в области малых углов, при этом преимущественную ориентацию обычно приобретает только часть кристаллов, имеющих в основном правильные геометрические формы, что подтверждается экспериментальными и теоретическими результатами, полученными в [22, 23]. В рассматриваемой модели GHM из-за хаотичности размеров и форм кристаллов эффекты асимметрии рассеяния не учитываются.

Для моделирования распространения фотонов в атмосфере и численных расчетов характеристик поля оптического излучения на орбите КА использован метод Монте-Карло. Моделирование проводилось в сферической атмосфере Земли, разработаны соответствующие алгоритмы и программы расчета. Рассчитываемыми величинами являлись коэффициенты ослабления излучения (интегральные значения плотности потока для источника единичной мощности) E , см^{-2} , импульсные характеристики трасс распространения излучения, представляющие собой реакцию трассы на δ -импульс, $J(t)$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, (t – время, с) и сигналы лазерного излучения на орбите КА – функции плотности потока оптического излучения от времени $\Phi(t)$, $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Как коэф-

фициенты ослабления, так и сигналы рассчитывались отдельно для прямого и рассеянного излучения, что позволило уточнить оптическую толщину облаков, при которой лазерные импульсы могут быть зарегистрированы только по прямому излучению, а также оценить вклад рассеянного излучения в суммарное для определения временного сдвига сигнала.

Результаты и обсуждения

В общем случае коэффициент ослабления излучения E на заданном расстоянии от излучателя является функцией оптической толщины облачности τ , угла визирования на КА ν , высоты орбиты $H_{\text{орб}}$ и расходимости луча лазера γ . Величина коэффициента ослабления рассеянного излучения $E_{\text{рс}}$, кроме того, в значительной степени зависит от вида индикатрисы рассеяния, т.е. от структуры и эффективного диаметра кристаллов облака. Общее описание алгоритмов расчета для сферической геометрии земли и импульсных оптических источников изложено в работах [24, 25]. Зависимость коэффициентов ослабления прямого $E_{\text{пр}}$ и рассеянного $E_{\text{рс}}$ излучения от перечисленных параметров показана на рис. 2–4.

На рис. 2 представлены зависимости $E_{\text{пр}}$ (рис. 2, а) и $E_{\text{рс}}$ (рис. 2, б) от τ при различных

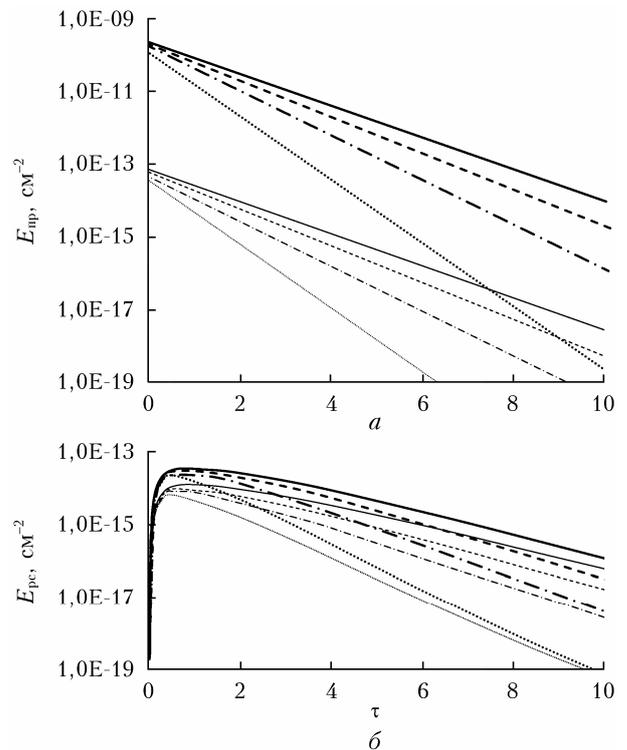


Рис. 2. Зависимость $E_{\text{пр}}$ (а) и $E_{\text{рс}}$ (б) от оптической толщины кристаллического облака для модели ледяных кристаллов GHM с $d_{\text{эфф}} = 120$ мкм ($H_{\text{нет}} = 0,3$ км; $H_{\text{орб}} = 19100$ км) при угле расходимости луча лазера $\gamma = 10''$ (полуширные кривые) и $10'$ (тонкие кривые) и угле визирования $\nu = 0$ (сплошные кривые), 30 (штриховые кривые), 45 (штрихпунктирные) и 60° (точки)

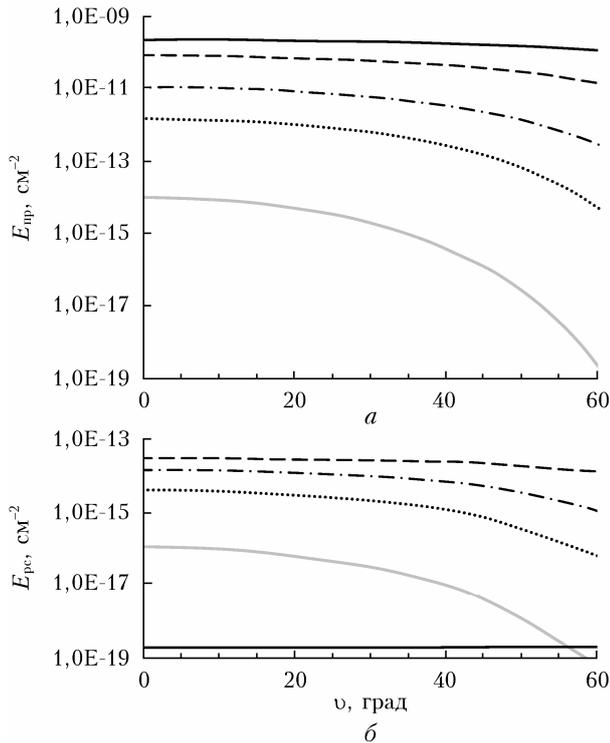


Рис. 3. Зависимость $E_{пр}$ (а) и $E_{рс}$ (б) от угла визирования для модели ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм ($H_{ист} = 0,3$ км; $H_{орб} = 19100$ км; $\gamma = 10''$) при безоблачной погоде (черная сплошная кривая), $\tau = 1$ (штриховая), 3 (штрихпунктирная), 5 (точки), 10 (серая сплошная)

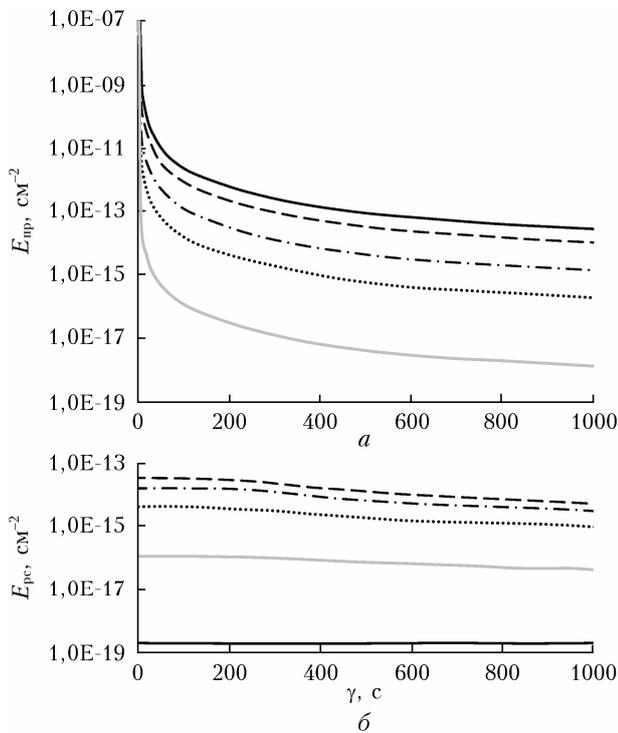


Рис. 4. Зависимость $E_{пр}$ (а) и $E_{рс}$ (б) от расходимости луча лазера для модели ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм ($H_{ист} = 0,3$ км; $H_{орб} = 19100$ км; $\nu = 0^\circ$) при безоблачной погоде (черная сплошная кривая), $\tau = 1$ (штриховая), 3 (штрихпунктирная), 5 (точки), 10 (серая сплошная)

углах визирования. Как следует из рис. 2, а, значения $E_{пр}$ экспоненциально уменьшаются с ростом τ и ν , причем зависимость $E_{пр}(\nu)$ становится более выраженной с увеличением τ . Так, при $\tau = 0,2$ изменение ν от 0 до 40° приводит к уменьшению $E_{пр}$ менее чем в 1,5 раза, а при $\tau = 10$ — примерно в 20 раз.

Зависимости $E_{рс}$ от оптических и геометрических параметров существенно отличаются от аналогичных зависимостей $E_{пр}$. Так, зависимость $E_{рс}$ от τ кристаллических облаков, состоящих из смеси частиц с $d_{эфф} = 120$ мкм (рис. 2, б), имеет максимум при $\tau \approx 1$, когда число рассеянных (в основном однократно) фотонов становится значительным. При дальнейшем увеличении τ кратность рассеяния фотонов увеличивается и уменьшается число фотонов, сохранивших при этом направление вперед, поэтому величина $E_{рс}$ убывает, причем тем быстрее, чем больше ν .

На рис. 3 показаны зависимости $E_{пр}$ и $E_{рс}$ от угла визирования. Видно, что при расходимости луча лазера $\gamma = 10''$, близкой к параметрам БКОС, $E_{пр} > E_{рс}$ на всем интервале изменения τ и ν (расчеты значений $E_{рс}$ (рис. 3, б) выполнены для модели ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм, как и на рис. 2, б).

Зависимости коэффициентов $E_{пр}$ и $E_{рс}$ от γ представлены на рис. 4. Из рис. 4, а следует, что с увеличением γ величина $E_{пр}$ уменьшается практически пропорционально γ^2 , при этом уменьшение $E_{рс}$ незначительно и объясняется в большей степени характеристиками рассеяния (а именно видом индикатрисы рассеяния в малоугловой области).

Были получены также аналогичные зависимости $E_{пр}$ и $E_{рс}$ от перечисленных параметров для низкоорбитальных КА с $H_{орб} = 400$ км.

Значения коэффициентов ослабления прямого и рассеянного излучения лазерного импульса при различных τ и γ сведены в таблицу, из которой следует:

- при изменении γ от $10''$ до $10'$ значение $E_{рс}$ уменьшается в 2–8 раз (в зависимости от τ и ν), а значение $E_{пр}$ — более чем на 3 порядка (примерно в 3600 раз), что приводит к увеличению доли $E_{рс}$ в величине E ;

- для КА с $H_{орб} = 19100$ км при $\gamma \leq 10''$ и типичной для перистых облаков $\tau = 1–3$ величина $E_{рс}$ меньше на 3–4 порядка, чем $E_{пр}$, вклад рассеянного излучения в суммарное можно не учитывать. В целом для $\gamma \leq 1'$ и $\tau \leq 10$ коэффициент $E_{рс}$ не превышает $E_{пр}$.

- для низкоорбитальных КА и модели ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм $E_{рс}$ практически равен $E_{пр}$ при $\gamma = 10'$ и $\tau = 1–2$ и больше почти на порядок при $\tau = 7$. С увеличением угла γ до $30'$ $E_{рс}$ превышает $E_{пр}$ во всем рассматриваемом диапазоне $\tau > 1$.

Для обоснования возможности использования рассеянного излучения в процедурах локации БКОС требуется установить временное смещение сигналов (лазерных импульсов, достигших КА) относительно

Значения E_{pc} и E_{np} на различных высотах орбит. Модель ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм; $H_{нет} = 0,3$ км, $\nu = 0^\circ$

τ	Коэффициенты ослабления, см^{-2}	$H_{орб} = 19100$ км		$H_{орб} = 400$ км		
		$\gamma = 2''$	$10''$	$\gamma = 1'$	$10'$	$30'$
0,2	E_{np}	$4,71 \cdot 10^{-9}$	$1,89 \cdot 10^{-10}$	$1,20 \cdot 10^{-8}$	$1,20 \cdot 10^{-10}$	$1,33 \cdot 10^{-11}$
	E_{pc}	$1,34 \cdot 10^{-14}$	$1,34 \cdot 10^{-14}$	$3,07 \cdot 10^{-11}$	$9,16 \cdot 10^{-12}$	$1,53 \cdot 10^{-12}$
1	E_{np}	$2,12 \cdot 10^{-9}$	$8,47 \cdot 10^{-11}$	$5,37 \cdot 10^{-9}$	$5,37 \cdot 10^{-11}$	$5,97 \cdot 10^{-12}$
	E_{pc}	$3,22 \cdot 10^{-14}$	$3,22 \cdot 10^{-14}$	$7,35 \cdot 10^{-11}$	$2,28 \cdot 10^{-11}$	$4,00 \cdot 10^{-12}$
3	E_{np}	$2,87 \cdot 10^{-10}$	$1,15 \cdot 10^{-11}$	$7,27 \cdot 10^{-10}$	$7,27 \cdot 10^{-12}$	$8,08 \cdot 10^{-13}$
	E_{pc}	$1,56 \cdot 10^{-14}$	$1,56 \cdot 10^{-14}$	$3,57 \cdot 10^{-11}$	$1,22 \cdot 10^{-11}$	$2,47 \cdot 10^{-12}$
5	E_{np}	$3,88 \cdot 10^{-11}$	$1,55 \cdot 10^{-12}$	$9,84 \cdot 10^{-11}$	$9,84 \cdot 10^{-13}$	$1,09 \cdot 10^{-13}$
	E_{pc}	$4,32 \cdot 10^{-15}$	$4,32 \cdot 10^{-15}$	$9,86 \cdot 10^{-12}$	$3,77 \cdot 10^{-12}$	$8,98 \cdot 10^{-13}$
7	E_{np}	$5,25 \cdot 10^{-12}$	$2,10 \cdot 10^{-13}$	$1,33 \cdot 10^{-11}$	$1,33 \cdot 10^{-13}$	$1,48 \cdot 10^{-14}$
	E_{pc}	$1,03 \cdot 10^{-15}$	$1,03 \cdot 10^{-15}$	$2,35 \cdot 10^{-12}$	$1,02 \cdot 10^{-12}$	$2,85 \cdot 10^{-13}$
10	E_{np}	$2,61 \cdot 10^{-13}$	$1,05 \cdot 10^{-14}$	$6,63 \cdot 10^{-13}$	$6,63 \cdot 10^{-15}$	$7,37 \cdot 10^{-16}$
	E_{pc}	$1,12 \cdot 10^{-16}$	$1,12 \cdot 10^{-16}$	$2,54 \cdot 10^{-13}$	$1,34 \cdot 10^{-13}$	$4,72 \cdot 10^{-14}$

исходного импульса, которые не должны выводить принимаемые сигналы из субнаносекундной зоны. Поэтому в данном случае важными физическими величинами являются импульсные характеристики трасс распространения фотонов. На рис. 5, а показана зависимость среднего времени Mx импульсных характеристик от τ для модели ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм. Видно, что Mx очень мало; при τ от 1 до 7 оно увеличивается с 10 до 50 пс, далее начинает расти быстрее и при $\tau = 10$ составляет уже чуть более 250 пс.

На величину Mx в значительной степени влияет $d_{эфф}$ (см. рис. 5, б). При увеличении $d_{эфф}$ с 10

до 120 мкм и $\tau = 7$ Mx уменьшается на 3 порядка; при $d_{эфф} > 40-50$ мкм Mx находится в субнаносекундной зоне.

Сигнал лазерного излучения на орбите КА представляет собой функцию плотности потока от времени $\Phi(t)$, $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Плотность потока прямого излучения $\Phi_{np}(t)$ связана с E_{np} линейным соотношением, а сигнал рассеянного излучения рассчитывается с применением аппарата математической свертки как

$$\Phi_{pc}(t) = \int_0^t F(t-t')J(t')dt'. \quad (1)$$

При расчетах $\Phi(t)$ энергия лазерного импульса задавалась равной $G = 2$ мДж, а его длительность $\Delta_0 = 0,3$ нс. Типовой вид сигналов прямого, рассеянного и суммарного излучения для различных τ и γ показан на рис. 6.

Сравнение амплитудных значений $\Phi_{np}(t)$ и $\Phi_{pc}(t)$ на $H_{орб} = 19100$ км при $\gamma \leq 10''$ показывает, что вклад рассеянного излучения в суммарную плотность потока при всех рассмотренных значениях τ незначителен, что может свидетельствовать об отсутствии искажения временной формы сигнала при прохождении облачного слоя. В то же время результаты, полученные для $H_{орб} = 400$ км и $\gamma = 30'$, показывают, что амплитудные значения $\Phi_{pc}(t)$ близки к соответствующим значениям $\Phi_{np}(t)$, а при $\tau \geq 5-7$ практически полностью определяют суммарный сигнал.

На рис. 7 приведены зависимости амплитудных значений плотностей потока суммарного излучения Φ_{max} на входе приемной аппаратуры КА от τ . Для орбиты ГЛОНАСС $\gamma = 2''$ и $10''$, для $H_{орб} = 400$ км — $10'$ и $30'$. Согласно рис. 7 значения Φ_{max} для безоблачных условий и перистых форм облаков с $\tau \leq 3$ могут отличаться до 20 раз в зависимости от γ . При $\gamma = 2''$ и $10''$ общее снижение величины Φ_{max} при изменении τ от 0 до 10 составляет около $2 \cdot 10^4$ раз, при $\gamma = 10'$ — около 1000 раз и при $\gamma = 30'$ — немногим более 300 раз. Это также объясняется изменением соотношения прямого и рассеянного

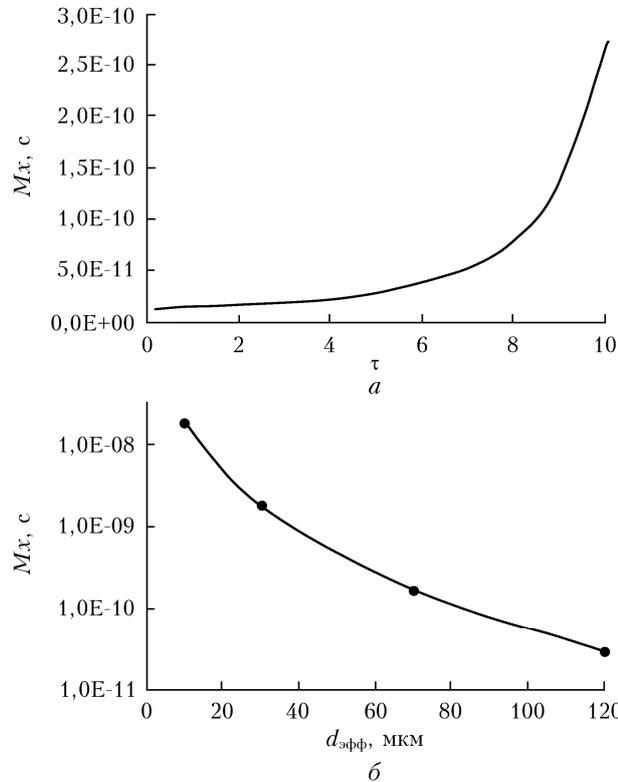


Рис. 5. Зависимости Mx от τ и $d_{эфф}$ для модели частиц ГНМ ($H_{нет} = 0,3$ км) с $d_{эфф} = 120$ (а) и $\tau = 7$ (б)

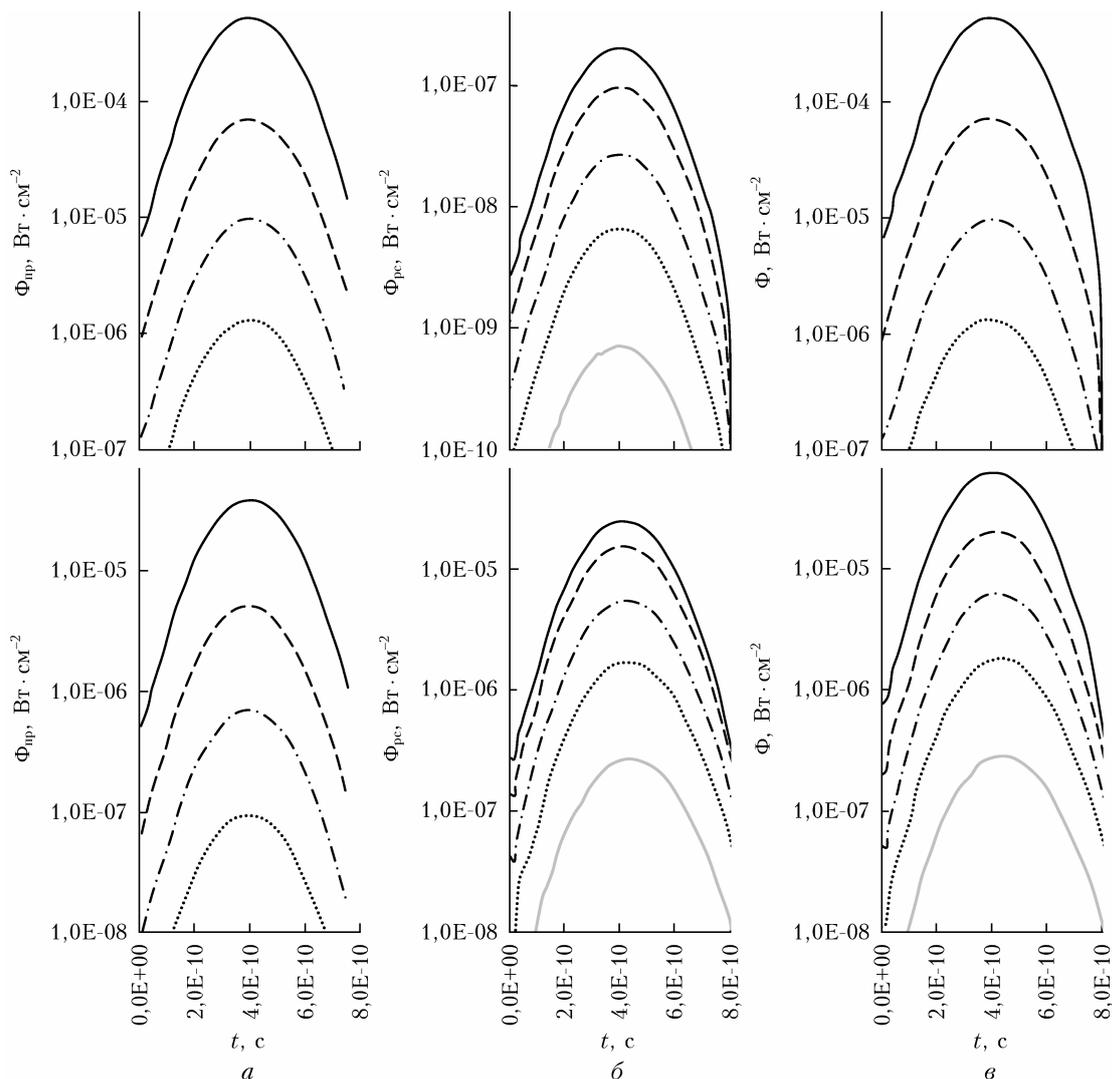


Рис. 6. Сигналы прямого (а), рассеянного (б) и суммарного (в) излучения лазерного импульса на орбите КА с $H_{орб} = 19100$ км (вверху, $\gamma = 10''$) и 400 км (внизу, $\gamma = 30'$) для модели ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм ($G = 2$ мДж; $\Delta 0 = 0,3$ нс; $H_{ист} = 0,3$ км; $\nu = 0^\circ$): $\tau = 1$ (черная сплошная кривая); 3 (штриховая); 5 (штрихпунктирная); 7 (точки); 10 (серая сплошная)

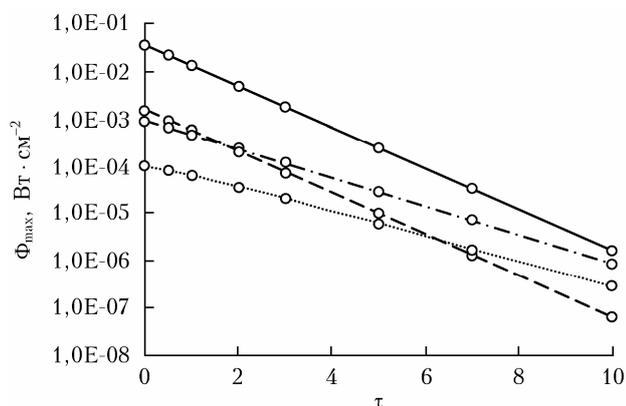


Рис. 7. Зависимости амплитудных значений сигналов Φ_{max} на орбите КА от оптической толщины кристаллических облаков для модели ледяных кристаллов ГНМ с $d_{эфф} = 120$ мкм ($H_{ист} = 0,3$ км; $\nu = 0^\circ$; $G = 2$ мДж; $\Delta 0 = 0,3$ нс): $H_{орб} = 19100$ км, $\gamma = 2''$ (сплошная кривая) и $10''$ (штриховая); $H_{орб} = 400$ км, $\gamma = 10'$ (штрихпунктирная) и $30'$ (точки)

ного излучения в суммарной плотности потока на КА с увеличением γ и значительным вкладом рассеянного излучения в Φ_{max} при $\gamma \geq 10'$.

Согласно рис. 8, при $\gamma = 10'$, $\tau = 3$ и $\nu = 0^\circ$ с увеличением $d_{эфф}$ с 30 до 120 мкм амплитуда импульса рассеянного излучения увеличивается почти в 25 раз, а амплитуда суммарного импульса — более чем в 3 раза. Сдвиг времени максимума рассеянного излучения при $d_{эфф} = 30$ мкм — около 20–25 пс, а при $d_{эфф} = 120$ мкм снижается до 8 пс. При этом сдвиг времени максимума суммарного импульса Δt_{max} во всех случаях не превышает 10 пс.

Таким образом, с увеличением $d_{эфф}$ увеличиваются амплитудные значения, но одновременно уменьшаются временной сдвиг и искажение формы импульса рассеянного излучения на КА (см. рис. 5, б). Это объясняется увеличением вытянутости индикатрисы рассеяния излучения в направлении вперед в малоугловой области. Поскольку при этом существенного искажения формы сигналов

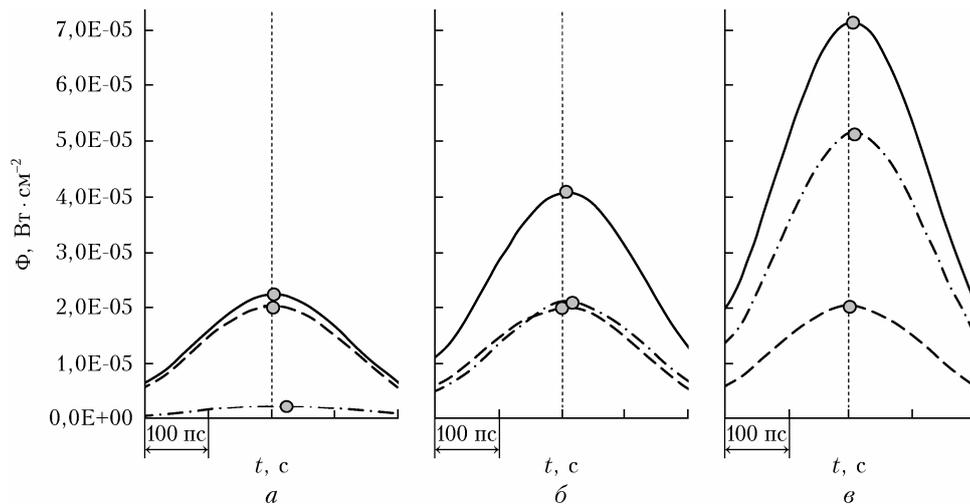


Рис. 8. Зависимости плотности потока прямого (штриховая кривая), рассеянного (штрихпунктирная) и суммарного (сплошная) излучения лазерного импульса на орбите КА с $H_{орб} = 400$ км от $d_{эфф}$ для модели ГНМ ($H_{ист} = 0,3$ км; $G = 2$ МДж; $\Delta_0 = 0,3$ нс; $\nu = 0^\circ$; $\gamma = 10'$; $\tau = 3$): $d_{эфф} = 30$ (а); 70 (б); 120 мкм (в)

от лазерного импульса не происходит, это может свидетельствовать о возможности использования в процедурах БКОС рассеянного компонента лазерного излучения.

Заключение

Проведен аналитический обзор оптико-геометрических характеристик облачности, который показал, что требованиям к передаче и приему лазерных импульсов с наземных станций на КА могут удовлетворять облака верхнего яруса, а также облака среднего яруса с определенными ограничениями по оптической толщине. Для получения количественных оценок проведены расчеты пространственно-временных и энергетических характеристик полей лазерного излучения на орбитах КА с соответствующими моделями функций источника и параметров перистых, перисто-кучевых, перисто-слоистых и высоко-слоистых облаков, а также молекулярной и аэрозольной атмосферы для рабочей длины волны лазера 0,532 мкм. Разработаны алгоритмы переноса прямого и рассеянного излучения, получены коэффициенты ослабления прямого и рассеянного излучения, импульсные характеристики трасс распространения излучения. Для заданных пространственно-временных и энергетических характеристик импульсов лазера определены сигналы на борту высокоорбитальных и низкоорбитальных КА. Полученные результаты содержат необходимые сведения для оценки целесообразности проведения сеансов односторонней лазерной дальнометрии КА при наличии облаков верхнего и среднего ярусов.

В частности, для высокоорбитальных КА с $H_{орб} = 19100$ км при $\gamma \leq 10'$, а также для низкоорбитальных КА с $H_{орб} = 400$ км при $\gamma \leq 30'$ амплитуда сигналов лазерных импульсов при наличии перистых форм облаков превышает 10^{-5} Вт · см $^{-2}$ при визировании в зенит и не опускается ниже 10^{-6} Вт · см $^{-2}$ при увеличении угла визирования до 50 – 60° .

Если положить порог регистрации сигналов не более 10^{-7} Вт · см $^{-2}$, то при наличии облаков среднего яруса Аs с $\tau < 5$ – 7 сигналы лазерных импульсов могут быть зарегистрированы в случаях, когда углы визирования близки к направлению в зенит.

Для высокоорбитальных КА форма сигналов на приемнике определяется практически только прямым излучением, поэтому изменения временных характеристик импульсов из-за влияния облаков не происходит.

Для низкоорбитальных КА с увеличением расходимости луча значительно возрастает роль рассеянного излучения. Так, при $H_{орб} = 400$ км и $\gamma > 10'$ амплитуды сигналов рассеянного излучения могут превосходить амплитуды соответствующих сигналов прямого излучения начиная с $\tau \geq 3$. При этом максимальные значения временного сдвига сигнала на КА относительно исходного импульса, полученные при $\gamma = 30'$ и $\tau = 7$, составляют около 50 пс, т.е. не выходят из субнаносекундной области.

Повторяемость рассмотренных форм кристаллической облачности над территорией РФ может достигать 20% и более [12, 13], что позволяет говорить о соответствующем повышении технологичности БКОС и МЛС в целом.

Дальнейшие исследования могут быть связаны с учетом преимущественной ориентации частиц и смешанной микроструктуры облаков при моделировании распространения лазерного излучения. Кроме того, появление новых литературных данных с уточнением моделей индикатрис рассеяния в малоугловой области, не превышающей рассматриваемые в работе значения γ для высокоорбитальных КА, позволит уточнить амплитудно-временные характеристики рассеянного излучения, полученные в предыдущих исследованиях. Для $H_{орб} = 400$ км и $\gamma = 10$ – $30'$, когда сигналы на орбите в значительной степени определяются рассеянным излучением, желательнее оценить их поляризационные характеристики для случаев линейной и круговой поляризации излучаемых наземной станцией импульсов.

Список литературы

1. Садовников М.А., Сумерин В.В., Шаргородский В.Д. Односторонняя лазерная дальнометрия и ее применение в задачах повышения точности частотно-временного обеспечения ГЛОНАСС // International Technical Workshop WPLTN-2012, 24–28 сентября 2012 г. СПб., 2012. С. 18.
2. Жабин А.С., Набокин П.И. Методы достижения субнаносекундной точности измерений интервалов времени в бортовом терминале односторонней лазерной дальномерной системы // Электромагнитные волны и электронные системы. 2013. Т. 18. С. 39–42.
3. Климов Ю.М., Хорошев М.В. Лазерная техника: учеб. пособие. М.: МИИГАиК, 2014. 143 с.
4. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. М.: Мир, 1979. 422 с.
5. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. WMO/TD-No. 24. Geneva: WMO; ICSU, 1986. 60 p.
6. Ansmann A., Tesche M., Groß S., Freudenthaler V., Seifert P., Hiebsch A., Schmidt J. The 16 April 2010 major volcanic ash plume over central Europe: EARLINET lidar and AERONET photometer observations at Leipzig and Munich, Germany // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. 13810.
7. Gérard B., Déuze J.L., Herman M., Kaufman Y.J., Lal-lart P., Oudard C., Remer B., Roger L.A., Six B., Tan-ré D. Comparisons between POLDER 2 and MODIS/Terra aerosol retrievals over ocean // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. 24211.
8. Meeting of JSC Experts on Aerosols and Climate: World Climate Program. Geneva: WCP, 1981. 72 p.
9. Hess M., Koepke P., Schult I. Optical Properties of Aerosols and Clouds: The software package OPAC // Bull. Am. Meteorol. Soc. 1998. V. 79. P. 831–844.
10. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: Изд-во СО АН СССР, 1986. 294 с.
11. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 166 с.
12. Зверев А.С. Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеоздат, 1977. 712 с.
13. Облака и облачная атмосфера. Справочник / под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 648 с.
14. Лазерный контроль атмосферы / под ред. Э.Д. Хинкли. М.: Мир, 1979. 416 с.
15. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 200 с.
16. Baum B.A., Kratz D.P., Yang P. Remote sensing of cloud properties using MODIS airborne simulator imagery during SUCCESS 1. Data and models // J. Geophys. 2000. V. 105. P. 11767–11780.
17. Konoshonkin A.V., Borovoi A.G., Kustova N.V., Okamoto H., Förstner J. Light scattering by ice crystals of cirrus clouds: from exact numerical methods to physical-optics approximation // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2017. V. 195. P. 132–140.
18. Baran A. On the remote sensing and radiative properties of cirrus // Light Scattering Reviews 2. 2007. P. 59–95.
19. Yang P., Bi L., Baum B.A., Liou K.N., Kattawar G.W., Mishchenko M.I., Cole B. Spectrally consistent scattering, absorption, and polarization properties of atmospheric ice crystals at wavelengths from 0.2 to 100 nm // J. Atmos. Sci. 2013. V. 70. P. 330–347.
20. Baran A., Havemann S. The dependence of retrieved cirrus ice-crystal effective dimension on assumed ice crystal geometry and size-distribution function at solar wavelengths // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2004. V. 130. P. 2153–2167.
21. Baum B., Yang P., Heymsfield A., Bansemer A., Cole B., Merrelli A., Schmitt C., Wang Chenxi. Ice cloud single-scattering property models with the full phase matrix at wavelengths from 0.2 to 100 nm // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2014. V. 146. P. 123–139.
22. Петрушин А.Г. Интенсивность излучения, рассеянного под малыми углами ориентированными ледяными кристаллами // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосф. и океана. 1987. Т. 23, № 5. С. 546–548.
23. Журавлева Т.Б. Имитационное моделирование полей яркости солнечной радиации в присутствии оптически анизотропной кристаллической облачности: алгоритм и результаты тестирования // Оптика атмосф. и океана. 2020. Т. 33, № 12. С. 937–943; Zhuravleva T.B. Simulation of brightness fields of solar radiation in the presence of optically anisotropic ice-crystal clouds: Algorithm and test results // Atmos. Ocean. Opt. 2021. V. 34, N 2. P. 140–147.
24. Токарев И.А., Рыбин И.А., Бусыгин В.П., Щиплецов М.В., Ковалевская О.И., Черненко А.Е., Вагин Ю.П., Кузьмина И.Ю. Характеристики оптического излучения болидов в условиях облачности // Инженерная физика. 2020. № 7. С. 3–15.
25. Бусыгин В.П., Краснокутская Л.Д., Кузьмина И.Ю. Перенос оптического излучения подоблачных молний в космос // Изв. РАН. Сер. Физика атмосф. и океана. 2019. Т. 55, № 5. С. 85–93.

V.P. Busygin, I.Yu. Kuzmina. Transmission of laser pulses through crystalline clouds at “earth–space” paths.

High-precision satellite laser ranging (SLR) is actively used all over the world to solve a variety of tasks, primarily in geodesy and navigation. However, the disadvantage of laser systems is the dependence of the effectiveness of their use on weather conditions, in particular, on the presence of clouds. However, in separate experiments conducted at the JSC “Precision Systems and Instruments” (JSC “PSI”), it was possible to receive laser pulses on board a spacecraft in cloudy conditions. The purpose of the work is to evaluate the possibility of functioning of the metrological laser system (MLS) developed at JSC “PSI” in the presence of certain types and forms of clouds that allow the reception and determination of the parameters of laser pulses. Mathematical models of the atmosphere for a laser radiation wavelength of 0.532 microns have been developed, including optical characteristics of the crystalline medium for aggregate structures of ice particles. Calculations of the transfer of optical radiation of subnanosecond laser pulses from ground stations to high-orbit and low-orbit spacecrafts in the presence of upper- and middle-level crystalline clouds have been performed. The amplitude-time characteristics of optical signals on board the spacecrafts are calculated. It is shown that the principles of one-sided SLR can be implemented in the presence of cirrus, cirrus-layered, and cirrus-cumulus clouds in the sky, as well as altostratus clouds with established limitations on the optical thickness. The results confirm the possibility of increasing the technological performance of high-precision SLR systems, in particular, MLS, since the repeatability of the cloud forms under study over the territory of the Russian Federation is about 20%.