

УДК 551.521

ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОДОБЛАЧНЫХ МОЛНИЙ В КОСМОС

© 2019 г. В. П. Бусыгин^{1*}, Л. Д. Краснокутская², И. Ю. Кузьмина^{3**}

¹ФГКУ «12 ЦНИИ» Минобороны России
141307, Сергиев-Посад Московской области, ул. Весенняя, 2Б

²Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН
119017, Москва, Пыжевский пер. 3

³Институт АО «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения»
111024, Москва, ул. Авиамоторная, 53
E-mail: *adikbu@yandex.ru, **irkuzmina@bk.ru

Поступила в редакцию 18.01.2019 г.

Принята к печати 29.05.2019 г.

Разработаны математические модели и проведены расчеты переноса коротких оптических импульсов через облачный слой в космос. В качестве основных переменных параметров облачного слоя выбраны его оптическая и геометрическая толщины в вертикальном направлении. Изучена физическая картина формирования амплитудно-временных характеристик поля излучения. Показано, что наличие облачного слоя приводит к формированию вторичного источника на верхней границе облака и к существенному искажению временной формы исходного импульса.

Ключевые слова: молния, облачный слой, оптическая толщина, плотность потока излучения, импульсная характеристика.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002-351555585-93>

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наблюдается научный и практический интерес к теоретическому и экспериментальному изучению природы молниевых разрядов [1, 2]. Значительные успехи в изучении молний связаны с космическими проектами последних лет, когда появилась возможность наблюдать большое количество молний за сравнительно небольшие промежутки времени. Одно из основных направлений исследований в этой проблеме связано с глобальным мониторингом оптических и радиочастотных излучений молний с зарубежных «Microlab-1», «FORTE», «GOES-16» [3, 4] и отечественных «Чибис-М» [2] космических аппаратов (КА), оснащенных современными фотодетекторами, ПЗС-матрицами, камерами для фотографирования и киносъемки молниевых вспышек. В научной литературе наиболее широко представлены результаты обработки и анализа данных проекта США «FORTE», в рамках которого в период с 1997 по 2002 гг. одноименный спутник зарегистрировал в общей сложности сотни тысяч оптических и радиосигналов.

Большое количество регистрируемых молний (на КА «FORTE» были установлены широкоугольные приемные устройства) и искажение формы оптических импульсов при переносе через атмосферу создают определенные трудности при временном разрешении принятых сигналов, идентификации явлений, при объединении оптических и радиочастотных сигналов, генерируемых одним и тем же импульсом молний. Поэтому очень важно получить количественные и качественные расчетные данные о пропускании (ослаблении) импульсного излучения облачным веществом и о форме оптических сигналов при различных условиях наблюдения гроз. В статье изучаются амплитудно-временные характеристики полей оптического излучения молний, наблюдаемых с КА, выполняется моделирование импульсов возвратных ударов молний, решается задача их переноса через облачный слой в космос, расчет и анализ получаемых сигналов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предварительные оценки, полученные в работе [5], показывают, что при изучении

распространения оптических сигналов молний через атмосферу, основное внимание следует уделить оценке влияния оптической толщины облаков τ на ослабление излучения при его переносе из-под облачного слоя на КА, особенностям формирования вторичного источника излучения (светового пятна) на верхней границе облака (ВГО), на угловые характеристики выходящего с ВГО излучения, на эффекты искажения временной формы исходного импульса.

Задача переноса излучения формулируется для сферической модели Земли. Построены базовые стратифицированные модели безоблачной атмосферы с верхней границей 80 км и неравномерным разбиением по высоте на 17 слоев, в которых заданы значения показателей молекулярного и аэрозольного рассеяния для длин волн $\lambda = 0.4$ мкм и $\lambda = 0.9$ мкм [6] с привязанными к ним значениями спектрального альбеда подстилающей поверхности $A_s = 0.05$ и $A_s = 0.35$ соответственно [7].

Модель облачности задается в виде однородного слоя, расположенного между высотами $H_{\text{нг}} \leq h \leq H_{\text{вг}} = H_{\text{нг}} + \Delta H$, где $H_{\text{нг}}$ и $H_{\text{вг}}$ — высоты нижней и верхней границы слоя соответственно, ΔH — геометрическая толщина облака. Значение показателя рассеяния β_0 в облачном слое принимается постоянным. Оптический режим атмосферы в данном случае определяется естественными изменениями оптической толщины τ облачности, которая рассчитывается как произведение

$$\tau = \Delta H \cdot \beta_0. \quad (1)$$

Индикатрисы рассеяния аэрозоля и облаков заданы согласно работе [8]. Спектральное поглощение задавалось соответствующими значениями альбеда однократного рассеяния ω облачного вещества.

При моделировании излучающего объекта — импульса молнии из достаточного многообразия молниевых разрядов выделено два наиболее показательных варианта: часто наблюдаемый разряд под облачным слоем и важный при регистрации с высоких орбит не экранируемый разряд отдельного грозового облака, показанные соответственно на рис. 1а и 1б. Напомним также, что в течение одной вспышки молнии происходит от одного до нескольких оптических импульсов, обусловленных возвратными ударами [9–11]. Геометрически оптический импульс моделируется как линейный источник, расположенный вертикально между нижней границей облака и поверхностью Земли.

Основное внимание уделяется изучению переноса излучения через облачный слой. Для отдельного облака расчет характеристик поля излучения на орбите КА является самостоятельной задачей. Некоторые приближенные оценки получены в предположении, что ограниченным объемом отдельного облака (см. рис. 1б) можно пренебречь по сравнению с прилегающим рассеивающим объемом безоблачной атмосферы. Подобный вариант расчетов полезно иметь для сравнительных оценок, рассматривая его также как модель реально наблюдаемых разрядов атмосферных молний при отсутствии на небосводе грозового очага или другой облачности.

В отличие от работ [12–14], в настоящей статье подробно рассматривается физическая картина формирования поля оптического излучения в космосе, создается пространственно-угловая сетка для анализа характеристик излучения, выходящего с верхней границы облачного слоя и из отдельных атмосферных слоев, исследуются вопросы искажения формы и оценки смещения характерных точек исходных импульсов молниевых разрядов.



(а)



(б)

Рис. 1. Типичный вид возвратных ударов молний, фотографии из интернета. (а) — автор Jhaz Photography. <https://www.shutterstock.com>, (б) — автор Kara Swanson. National Geographic. <http://davisheatingac.com>. Дата обращения: 15/01/2019.

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПЕРЕНОСА ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ЧЕРЕЗ ОБЛАЧНЫЙ СЛОЙ В КОСМОС

Для численных расчетов распространения фотонов сквозь облачный слой использован метод Монте-Карло, позволяющий при современных вычислительных ресурсах эффективно вы-

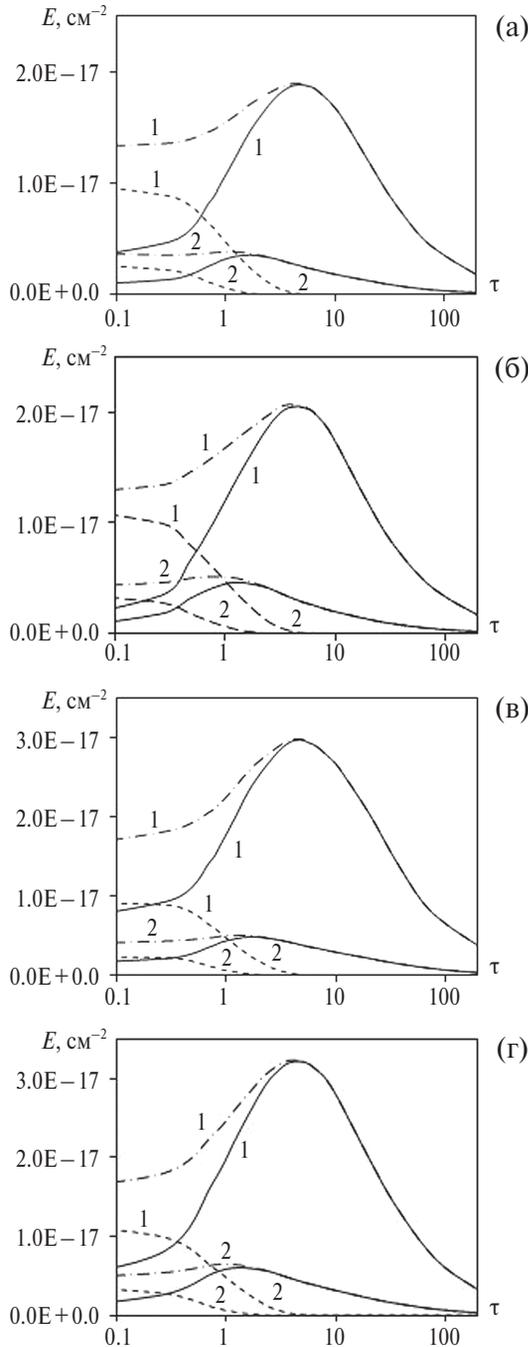


Рис. 2. Зависимость коэффициента ослабления E от оптической толщины атмосферы τ . $H_{\text{орб}} = 825$ км. (а) — $\lambda = 0.4$ мкм, $A_3 = 0.05$; (б) — $\lambda = 0.9$ мкм, $A_3 = 0.05$; (в) — $\lambda = 0.4$ мкм, $A_3 = 0.35$; (г) — $\lambda = 0.9$ мкм, $A_3 = 0.35$. Сплошные линии — рассеянное излучение; штриховые — прямое; штрихпунктирные — суммарное. 1 — $\nu = 0^\circ$; 2 — $\nu = 60^\circ$.

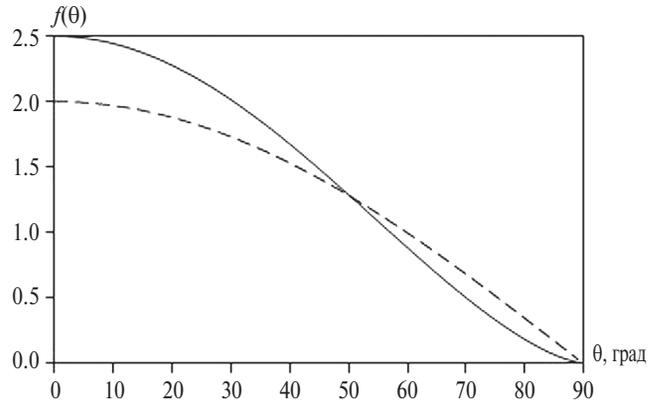


Рис. 3. Плотность вероятности угла выхода фотонов с верхней границы облачного слоя. $\lambda = 0.9$ мкм. $A_3 = 0.35$. Пунктиром показано распределение Ламберта.

полнять расчеты для высоких кратностей рассеяния [5, 12, 13]. Рассчитываемыми величинами являлись коэффициенты ослабления излучения (плотности потока для источника единичной мощности) E (см^{-2}) и импульсные характеристики $J(t)$ ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, t — время, с) трасс распространения излучения, представляющие собой реакцию трассы на δ -импульс. Обычно оперируют с нормированной импульсной характеристикой $\tilde{J}(t)$ (с^{-1}), нормировочный коэффициент которой численно совпадает с коэффициентом ослабления E и равен интегралу

$$E = \int_0^{\infty} J(t) dt. \quad (2)$$

Результаты расчета коэффициента E представлены на рис. 2. Рассматриваемая высота орбиты составляла 825 км (высота орбиты КА «FORTE»), область изменения зенитного угла визирования из источника на приемник ν задавалась в пределах от 0 до 60° . Отдельно выделен вклад прямого (бугеровского) компонента излучения. Расчеты показали, что коэффициент E в области указанных углов ν имеет мономодальную структуру с максимумом в диапазоне оптических толщин $\tau \approx 1$ до 7 единиц. Видно, что значения E для угла визирования $\nu = 0$ превосходят значение E_0 в вакууме, равное для данной геометрии $1.16 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$, до 2 и более раз.

Увеличение коэффициента E определяется особенностями угловой функции выхода (плотности вероятности угла рассеяния) фотонов $f(\theta)$ с ВГО, показанной на рис. 3. Видно, что функция $f(\theta)$ отличается от закона Ламберта увеличенной примерно на 25% долей излучения в малых углах θ . Это означает, что наличие облачности приводит к локализации выходящего лучистого потока и способствует увеличению коэффициента E в области малых значений зенитного угла.

Возрастанию коэффициента E при указанных оптических толщинах способствует также заметное увеличение количество актов рассеяния фотонов по сравнению с безоблачной атмосферой, при относительно небольшом ослаблении излучения в облачном слое. В то же время эффект роста E в области малых углов ν свидетельствует о снижении плотности потока излучения в области наклонных углов визирования, особенно близких к горизонту. Полный поток излучения в полусфере с ВГО монотонно убывает с увеличением τ . Показано также, что начиная с $\tau \approx 10$ ослабевает зависимость углового распределения выходящего с ВГО излучения от вида индикатрисы рассеяния в облаке, т.е. степень ее вытянутости в данном факторе перестает играть существенную роль. В области изменения угла визирования $0^\circ \leq \nu \leq 60^\circ$ и оптической толщины $0.1 \leq \tau \leq 200$ коэффициент E снижается не более, чем на два порядка относительно максимальных значений.

Расчеты показывают, что вклад прямого излучения является существенным при $\tau \leq 1-2$ единиц. Изменение альбедо A_3 от 0.05 до 0.35 приводит к изменению коэффициента E на 35–45%, а спектральные вариации E для рассматриваемых длин волн составляют около 6–7%. При заданном альбедо однократного рассеяния облач-

ного вещества $\omega = 0.99996$ поглощение излучения составляет 0.3% при $\tau = 20$; 1.5% — при $\tau = 60$; 3.5% — при $\tau = 100$ и около 10% — при $\tau = 200$. При больших τ эти цифры превышают данные работ [13, 14], полученные для индикатрис Хензи-Гринштейна и $\omega = 0.99995$.

Пространственная структура формирования коэффициента E показана на диаграммах, приведенных на рис. 4, где значения абсцисс прямоугольников соответствуют величине вкладов излучения ΔE_i ($i = 1 \dots 17$) из вышеупомянутых слоев атмосферы в коэффициент E . Видно, что при отдельном облаке наибольший вклад поступает из нижних слоев атмосферы, в которых находится источник. При облачном слое с $\tau = 20$ (и более) основной вклад поступает с ВГО, на которой, над линейным источником, образуется вторичный источник излучения в виде светящегося пятна, по форме близкого к кругу. В то же время отсутствие вкладов прямого, рассеянного и отраженного излучений непосредственно из-под облачного слоя приводит к потере информации о местоположении истинного источника.

Импульсные характеристики трасс распространения излучения $\bar{J}(t)$, рассчитанные при неизменном значении толщины слоя $\Delta H = 1$ км, показаны на рис. 5. На рис. 5 видно, что для случая

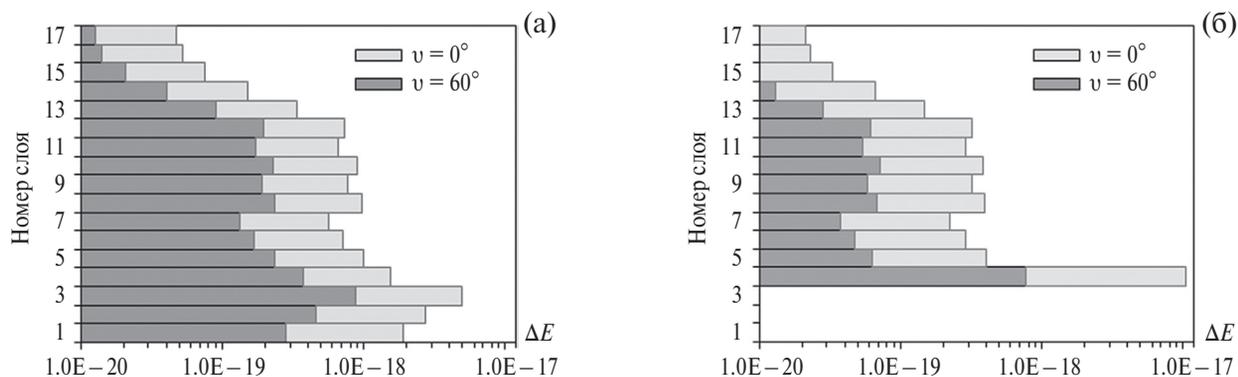


Рис. 4. Диаграмма вкладов в коэффициент E из различных слоев атмосферы. $\lambda = 0.4$ мкм. $A_3 = 0.05$. (а) — отдельное облако; (б) — облачный слой с $\tau = 20$.

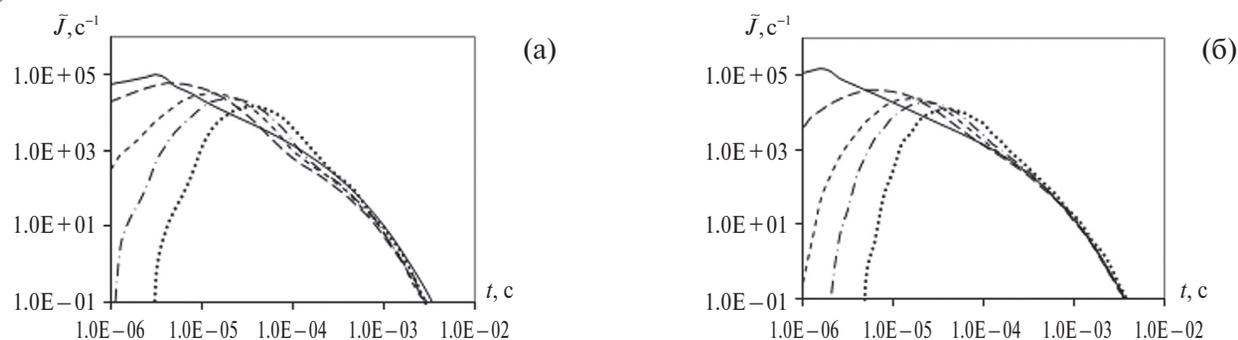


Рис. 5. Импульсные характеристики при фиксированной геометрической толщине облачного слоя. $\lambda = 0.4$ мкм. $A_3 = 0.05$. $\Delta H = 1$ км. (а) — $\nu = 0^\circ$; (б) — $\nu = 60^\circ$. Сплошная линия — отдельное облако; штриховая (длинный штрих) — $\tau = 20$; штриховая (короткий штрих) — $\tau = 60$; штрихпунктирная — $\tau = 100$; пунктирная — $\tau = 200$.

отдельного облака наличие отличного от нуля альбедо A_3 приводит к образованию максимума на кривой $\tilde{J}(t)$ в области времен порядка нескольких микросекунд.

При наличии облачного слоя эффективная область определения функций $\tilde{J}(t)$ с увеличением τ локализуется на все более удаленных интервалах изменения времен с возрастающими модальными значениями $t_{\text{мод}}$. Так, при $\nu = 0^\circ$ величина $t_{\text{мод}}$ составляет примерно 3 мкс для отдельного облака; 4–5 мкс для $\tau = 20$; ~12 мкс — для $\tau = 60$; 17–20 мкс — для облаков с $\tau = 100$ и ~32–40 мкс — для $\tau = 200$ единиц. Увеличение угла визирования ν приводит не только к возрастанию $t_{\text{мод}}$, но и к сдвигу начала функции в область больших времен.

Анализ полученных результатов показывает, что зависимость, связывающая моду импульсной характеристики $t_{\text{мод}}$ с оптической толщиной облака при $\Delta H = \text{const}$, близка к линейной, а средняя кратность k рассеяния фотонов практически пропорциональна квадрату его оптической толщины. Незначительное отличие от квадратной зависимости объясняется тем, что траектории фотонов не ограничиваются прохождением только облачного слоя и имеют акты

рассеяния в подоблачном и надоблачном пространствах. Примеры этих соотношений, показанные на рис. 6, подтверждают диффузный характер исследуемых процессов при $\tau \geq 20-30$ и согласуются с выводами работ [13, 14].

Более сильно модальные значения $\tilde{J}(t)$ реагируют на изменение геометрических факторов, определяющих оптическую толщину $\tau = \Delta H \cdot \beta_0 = \Delta H / l_{\text{ср}}$, где $l_{\text{ср}}$ — средняя длина пробега фотонов в среде с показателем ослабления β_0 . При этом сочетания различных значений сомножителей ΔH и β_0 могут образовывать одно и то же значение τ , но формировать существенно иные временные характеристики функции $\tilde{J}(t)$. Это видно на рис. 7, где величина $t_{\text{мод}}$ при $\nu = 0^\circ$ составляет примерно 4–5 мкс для $\tau = 20$, $\Delta H = 1$ км; 25–30 мкс — для $\tau = 60$, $\Delta H = 3$ км; 65–75 мкс — для $\tau = 100$, $\Delta H = 5$ км и 230–290 мкс — для облаков с $\tau = 200$, $\Delta H = 10$ км и удовлетворительно согласуется с оценками, полученными в работах [13–15]. В общем случае графический материал рис. 5 и рис. 7 показывает, что при $\tau \geq 60$ единиц наблюдается отсутствие фотонов с полными длинами пробега, близкими к расстоянию от источника до приемника. Это подтверждает высказанное ранее предположение, что излучение

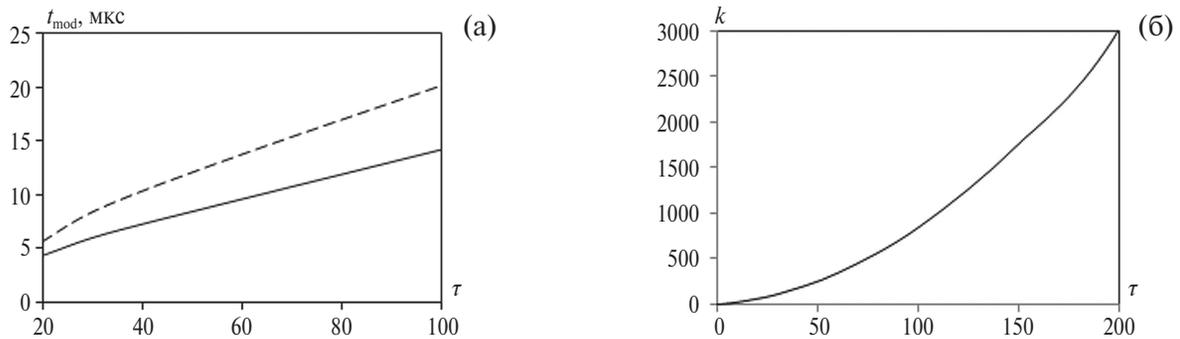


Рис. 6. Зависимости моды импульсной характеристики (а) и кратности рассеяния фотонов (б) от оптической толщины облачного слоя. $\Delta H = 1$ км. Сплошная линия — $\nu = 0^\circ$; штриховая — $\nu = 60^\circ$.

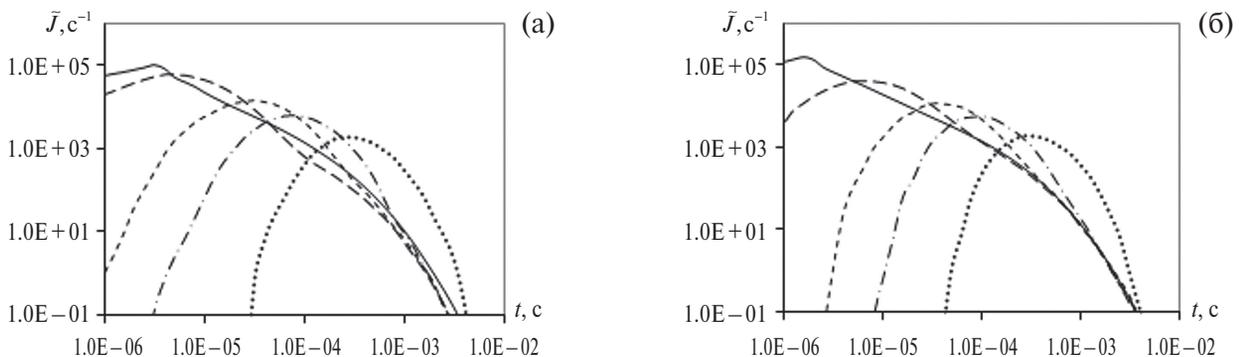


Рис. 7. Импульсные характеристики при переменной геометрической толщине облачного слоя. $\lambda = 0.4$ мкм. $A_3 = 0.05$. (а) — $\nu = 0^\circ$; (б) — $\nu = 60^\circ$. Сплошная линия — отдельное облако, штриховая (длинный штрих) — $\tau = 20$, $\Delta H = 1$ км; штриховая (короткий штрих) — $\tau = 60$, $\Delta H = 3$ км; штрихпунктирная — $\tau = 100$, $\Delta H = 5$ км; пунктирная — $\tau = 200$, $\Delta H = 10$ км.

поступает на приемник лишь от светового пятна на ВГО и не содержит информацию о пространственных характеристиках истинного источника.

ОПТИЧЕСКИЕ СИГНАЛЫ МОЛНИЙ НА ОРБИТЕ КА

Анализ отечественный и зарубежной литературы показал, что оптические импульсы молний в отличие от радиочастотных, значительно меньше изучены как объекты, имеющие физическое и статистическое описание своих энергетических, временных и спектральных характеристик как в источнике, так и в удаленных пунктах детектирования. Анализ показал также, что подходы и методы обработки, обобщения и трактовки экспериментальных данных требуют знания соответствующих физических аспектов переноса оптического излучения в облачной атмосфере. Это связано с ослаблением оптических импульсов, потеря которых может приводить к регистрации только радиочастотных сигналов; с проблемой ассоциации радиочастотных и оптических импульсов, т.е. отнесения их к одному источнику; с разработкой корректных алгоритмов селекции возвратных и внутриоблачных ударов; с расчетом времени задержки пиковых значений оптических импульсов относительно радиочастотных; с оценкой формы и временных характеристик исходных оптических импульсов. Некоторые положения из вышесказанного, в частности, вопрос о смещении максимума (пикового значения [16]) оптического сигнала в сторону бóльших значений при переносе излучения через облачный слой, временное запаздывание оптического сигнала относительно радиочастотного, обсуждались в ряде научных докладов и статей (см., например, [14, 16]).

Согласно обзору работ [1, 9–11] амплитудные значения потока F_{\max} оптических импульсов во вспышке возвратного удара молнии изменяются в основном в пределах 10^8 – 10^{10} Вт при модальном значении около $1.2 \cdot 10^9$ Вт, времена максимума потока t_{\max} находятся в пределах от единиц до 200 мкс, а длительность импульсов изменяется от 50 до 1000 мкс. В работах [17, 18] показано, что наряду с основным интервалом повторяемости потока существует отдельный вид молний с потоками более 10^{11} Вт. Такие молнии, согласно работе [17], принято называть супермолниями. В работе [18] указывается, что за первые 19 месяцев осуществления проекта «FORTE» 2400 разрядов имели пиковые мощности свыше 10^{11} Вт, а около 30 — более 10^{12} Вт. Согласно указанным работам они отличаются от обычных молний меньшими модальными значениями (временами максимума) оптических сигналов t_{\max} на КА. В то же время в [18], предлагается рассматривать супермолнии не как отдельный вид молний, а как часть их распределения с наибольшими значениями потока.

С учетом вышесказанного, заданы модели импульсов $F(t)$ для обычной молнии с амплитудой $1.5 \cdot 10^9$ Вт и временем максимума потока $t_{\max} = 1.35 \cdot 10^{-4}$ с, и для супермолнии с амплитудой $3 \cdot 10^{11}$ Вт и временем максимума потока $t_{\max} = 8 \cdot 10^{-5}$ с. Форма импульса для обычной молнии в определенной мере привязана к экспериментальным данным работы [11] для длины волны 0.3914 мкм, а для супермолнии — к результатам работы [18], основанным на данных спутника «FORTE», полученных с помощью кремниевого фотодиода с максимумом спектральной чувствительности в области 0.8–0.9 мкм. Модели оптических импульсов для обеих молний представлены на рис. 8.

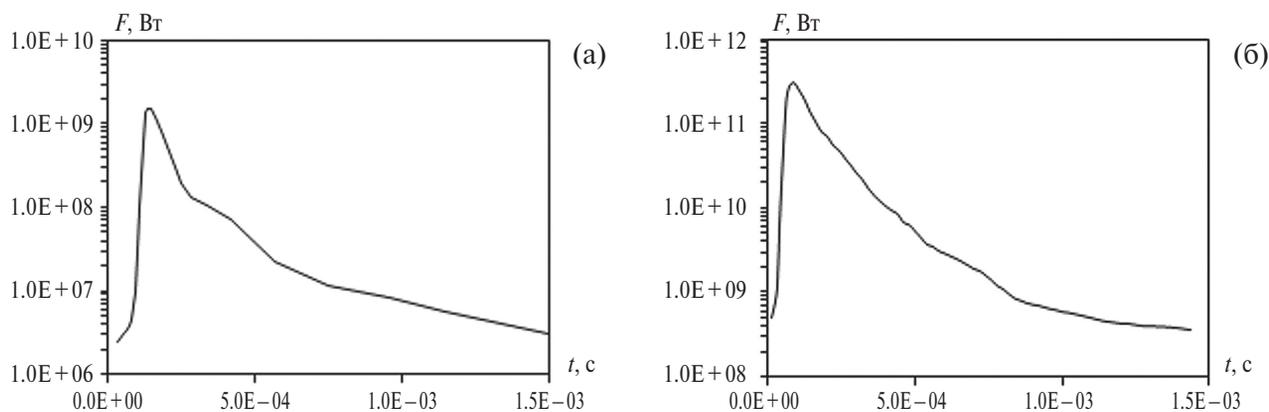


Рис. 8. Модели оптических импульсов молний. (а) — обычная молния, $\lambda = 0.4$ мкм; (б) — супермолния, $\lambda = 0.9$ мкм.

Формируемый на входе космического приемника сигнал $\Phi(t)$, Вт · см⁻², рассчитывается по формуле математической свертки

$$\Phi(t) = E \int_0^t F(t-t') \tilde{J}(t') dt', \quad (3)$$

где коэффициент E определяет ослабление приходящего излучения за счет геометрических и оптических факторов, а интеграл — форму сигнала (размерности входящих в формулу (3) величин указаны выше). Согласно формуле (3), форма сигналов молний на орбите КА и, прежде всего, смещение положения времени максимума относительно исходного импульса, регулируется видом импульсных характеристик трасс распространения излучения и, как следует из рис. 5 и 7, существенно зависит от оптических и геометрических параметров облачности. Это подтверждают графики рис. 9 и 10, где представлены рассчитанные по формуле (3) сигналы молний для указанных выше моделей импульсов и двух значений угла визирования ν , равных 0 и 60 градусам. Там же

показаны рассчитанные для аналогичных условий сигналы молний для отдельного облака.

Из рис. 9 и рис. 10 видно, что амплитуды сигналов рассматриваемых видов молний при грозовой облачности с τ порядка 200 единиц на полтора–два порядка ниже, чем при отдельном облаке. Амплитуды сигналов супермолний при облачности с $\tau = 200$ превышают амплитуды сигналов обычных молний для отдельного облака. Если порог чувствительности фотодиода положить равным 10^{-9} Вт · см⁻² [19], то обычные молнии будут регистрироваться при оптических толщинах слоя, меньших 60–100 единиц в зависимости от угла визирования. Амплитуды супермолний превышают данный порог на порядок при $\tau = 200$. Модальные значения сигналов t_{\max} при данных τ достигают значений, близких к 400–500 мкс.

Зависимости временного сдвига максимума сигнала Δt_{\max} относительно максимума исходного импульса обычной молнии от оптической

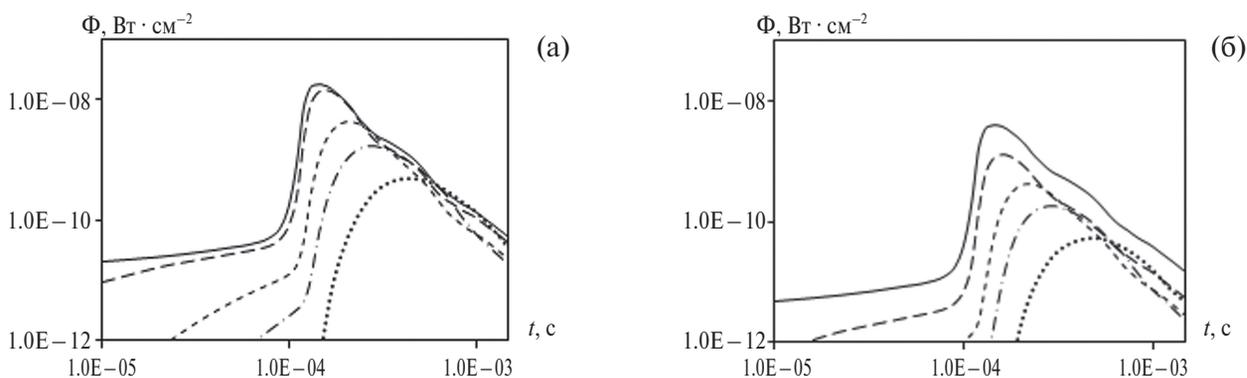


Рис. 9. Сигналы оптического излучения обычной молнии на входе приемной системы. $H_{\text{орб}} = 825$ км. $\lambda = 0.4$ мкм. $A_3 = 0.05$. (а) — $\nu = 0^\circ$; (б) — $\nu = 60^\circ$. Сплошные линии — отдельное облако; штриховые (длинный штрих) — $\tau = 20$, $\Delta H = 1$ км; штриховые (короткий штрих) — $\tau = 60$, $\Delta H = 4$ км; штрихпунктирные — $\tau = 100$, $\Delta H = 6$ км; пунктирные — $\tau = 200$, $\Delta H = 8$ км.

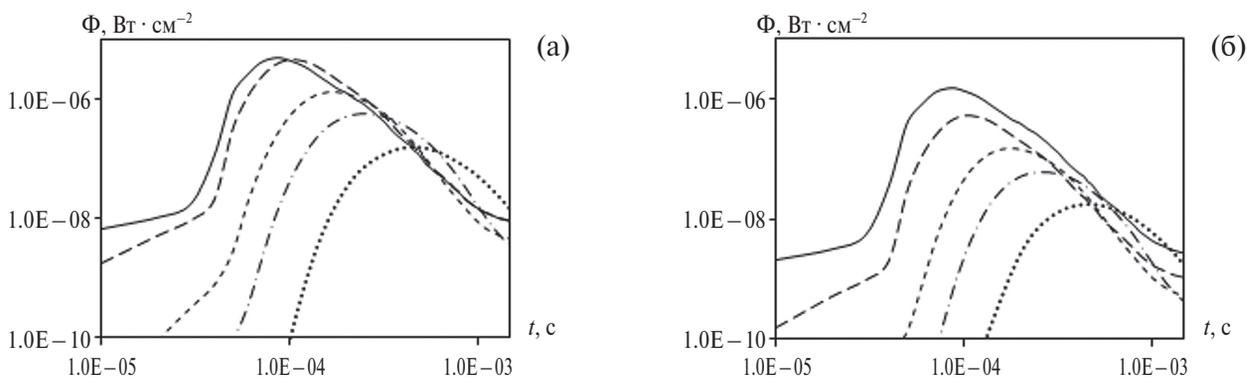


Рис. 10. Сигналы оптического излучения супермолнии на входе приемной системы. $H_{\text{орб}} = 825$ км. $\lambda = 0.9$ мкм. $A_3 = 0.35$. (а) — $\nu = 0^\circ$; (б) — $\nu = 60^\circ$. Сплошные линии — отдельное облако; штриховые (длинный штрих) — $\tau = 20$, $\Delta H = 1$ км; штриховые (короткий штрих) — $\tau = 60$, $\Delta H = 4$ км; штрихпунктирные — $\tau = 100$, $\Delta H = 6$ км; пунктирные — $\tau = 200$, $\Delta H = 8$ км.

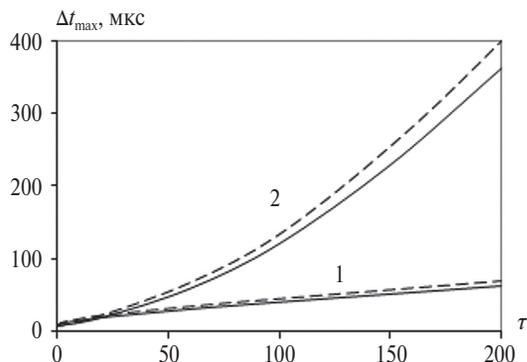


Рис. 11. Зависимость временного сдвига Δt_{\max} от оптической толщины τ при фиксированной величине $\Delta H = 1$ км (линии 1) и при изменении ΔH при фиксированной величине $\beta_0 = 20$ км⁻¹ (линии 2). Обычная молния. Сплошная линия — $\nu = 0^\circ$; штриховая — $\nu = 60^\circ$.

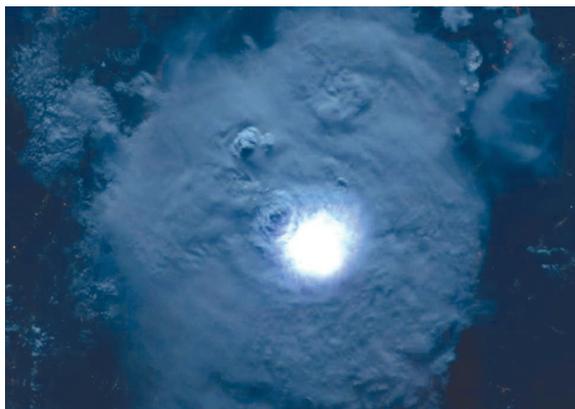


Рис. 12. Фотография молнии из космоса, с сайта Европейского космического агентства. <https://www.esa.int> — Striking lightning from space (дата обращения: 15/01/2019).

толщины облачного слоя приведены на рис. 11. Видно, что при фиксированном значении $\Delta H = 1$ км, сдвиг Δt_{\max} , как и мода $t_{\text{мод}}$ импульсных характеристик, линейно зависит от τ слоя и его значение не превосходит 60–70 мкс (линии 1). При переменной геометрической толщине ΔH происходит значительное возрастание величины сдвига Δt_{\max} (линии 2). Так, при $\tau = 60$ и увеличении $\Delta H =$ от 1 до 4 км мода сигнала смещается относительно моды исходного импульса от 30–35 мкс до 70–80 мкс, а при $\tau = 200$ величина Δt_{\max} изменяется от 60–70 мкс до 170–185 мкс — при увеличении ΔH до 4 км, и достигает 360–400 мкс — при $\Delta H = 10$ км.

Сравнивая модальные значения сигналов t_{\max} , амплитуды сигналов и времена сдвига моды Δt_{\max} с результатами проекта «FORTE», можно видеть, что при достаточно свободном подходе к заданию моделей исходных импульсов, параметры оцениваемых сигналов находятся в удовлетворительном согласии с эксперимен-

тальными и экспериментально-теоретическими данными работ [3, 16, 19]. Значения амплитуд сигналов молний на входе приемника свидетельствуют о наличии на ВГО светового пятна с уровнем светимости, доступным для визуального наблюдения с МКС и фотоснимков с КА. Достоверность этих выводов подтверждают фотографии вспышек молний, наблюдаемых через достаточно мощную облачность (см. рис. 12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в работе результаты могут найти применение при обосновании и постановке перспективных космических экспериментов, обработке и интерпретации уже полученных данных. Сведения о сигналах $\Phi(t)$ и образующих их величинах содержат необходимую информацию для разработки адекватных схем регистрации оптического излучения молний, позволяющих составить суждение об исходном импульсе, его энергии, местоположении и могут быть положены в основу способов идентификации молний. С другой стороны, вид сигналов $\Phi(t)$, импульсных характеристик $\tilde{J}(t)$, а также времена их максимумов, темпы нарастания и спада можно использовать для исследования связей между перечисленными характеристиками и параметрами трассы. Кроме того, рассчитываемые импульсные характеристики $\tilde{J}(t)$ с точностью до множителя совпадают с соответствующими плотностями вероятности длин пробега фотонов и могут быть использованы для оценки поглощения излучения на трассах распространения излучения.

Однако необходимо учитывать, что полученные выводы основываются на ограниченном объеме исходных моделей облачности и импульсов молний. В частности, в перспективе следует рассмотреть модели грозových очагов и грозového облака, более точно учитывающие оптические и геометрические неоднородности облачного вещества, изменения его фазового состава, а также модели вспышки молний, содержащей несколько импульсов, в общем случае допускающих наблюдаемую суперпозицию их оптических полей.

Благодарности. Авторы выражают искреннюю благодарность Л.В. Добровольской за оказанную помощь при обработке расчетных материалов и оформлении статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащита. М.: Физматлит, 2001. 179 с.

2. Иудин Д.И., Давыденко С.С., Готлиб В.М., Долгоносков М.С., Зеленый Л.М. Физика молнии: новые подходы к моделированию и перспективы спутниковых наблюдений // УФН. 2018. Т. 188. № 8. С. 850–864.
3. Light T.E., Davis S.M., Boeck W., Jacobson A.R. Global nighttime lightning flash rates and characteristics observed with the FORTE satellite // Tech. Rep. LA-UR03-5909, Los Alamos Natl. Lab., Los Alamos, 2003.
4. Спутниковый детектор молний сделал первые фотографии. <https://www/ropmech.ru>. Дата обращения: 13.11.2018.
5. Бусыгин В.П., Дмитриева Л.Р., Краснокутская Л.Д., Кузьмина И.Ю. Влияние параметров облачности на перенос оптического излучения молний в космос // Труды ГМНИЦ РФ. Вып. 369. 2016. С. 73–89.
6. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Советское радио, 1977. 368 с.
7. Альbedo и угловые характеристики отражения подстилающей поверхности и облаков. Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 232 с.
8. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 166 с.
9. Юман М. Молния. М.: Мир, 1972. 327 с.
10. Barasch G.T., Connor T.R. The 1965 ARPA-AEC Joint Lightning Study at Los Alamos // Los Alamos Sci. Lab. Rep. 1969. V. 4. LA 3757.
11. Barasch G. Spectral intensities emitted by lightning discharges // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. P. 1049–1057.
12. Thomason L.W., Krider E.P. The Effect of Clouds on Light Produced by Lightning // J. of Atm. Sci. 1982. V. 39. P. 2051–2065.
13. Light T.E., Suszcynsky D.M., Kirkland M.W., Jacobson A.R. Monte Carlo simulations of light scattering by clouds // (LA-UR99-4682). American Geophysical Union Conference Presentations. Los Alamos. 1999.
14. Light T.E., Suszcynsky D.M., Kirkland M.W., Jacobson A.R. Simulations of lightning optical waveforms as seen through clouds by satellites. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 17103–17114.
15. Finke U. Characteristics the Lightning Source for the MTG Lightning Imager Mission // Final Tech. Rep. EUM/MTG/SOW/05/0028. Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover, 2006.
16. Light T.E., Suszcynsky D.M., Jacobson A.R. Coincident radio frequency and optical emissions from lightning, observed with the FORTE satellite // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 28223–28231.
17. Turman B.N. Detection of lightning Superbolts // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 2566–2568
18. Kirkland M.W. An examination of superbolt – class lightning events observed by the FORTE satellite Space // (LA-UR-99-1685). Atmospheric Sciences Group Los Alamos National Laboratory. New Mexico, 1999.
19. Davis A.B., Suszcynsky D.M., Marshak A. Short-wave Transport in the Cloudy Atmosphere by Anomalous/Levy Diffusion: New Diagnostics Using FORTE Lightning Data. Tenth ARM Science Team Meeting Proceedings. San Antonio, Texas, March 13–17, 2000.

Transfer of Lightning Optical Radiation into Space through the Cloud Layer

V. P. Busygin^{1*}, L. D. Krasnokutskaya², I. Yu. Kuzmina^{3**}

¹12 CRI Ministry of Defense of the Russian Federation
Sergiev Posad, Moscow Region, 141307, Russia

²Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Science
Pyzhevsky Avenue, 3, Moscow, 119017, Russia

³Joint stock Company “Research and production Corporation “Precision Systems and Instruments”
Aviamotornaya street, 53, Moscow, 111024, Russia
e-mail: *adikbu@yandex.ru, **irkuzmina@bk.ru

Received: 18.01.2019

Accepted: 29.05.2019

We have developed mathematical models and performed simulations of transfer of short optical impulses through the cloud layer into space. The main cloud layer variables chosen are its vertical optical and geometrical depths. The physical processes behind the time-amplitude characteristics of the radiative field are studied. It is shown that the presence of a cloud layer results in a formation of a secondary source at the upper boundary of a cloud and in substantial distortions in the temporal pattern of the initial impulse.

Keywords: lightning, cloud layer, optical depth, radiative flux density, impulse characteristic.