

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОБЛАЧНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ МОЛНИЙ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ С КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

***В.П. Бусыгин¹, Л.Р. Дмитриева-Арраго², Л.Д. Краснокутская³,
И.Ю. Кузьмина⁴***

*¹12 Центральный научно-исследовательский институт
Минобороны России*

*²Гидрометеорологический научно-исследовательский центр
Российской Федерации*

³Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН

*⁴Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного
приборостроения»*

Введение

В настоящее время возрастает научный и практический интерес к дальнейшему изучению природы образования гроз, типов и характеристик молниевых разрядов. Одно из основных направлений исследований связано с глобальным космическим мониторингом грозовых явлений в оптическом и радиочастотном участках спектра. Значительная частота наблюдения гроз, многообразие форм и характеристик регистрируемых сигналов создают определенные трудности при идентификации молниевых разрядов и разрешении отдельных оптических импульсов (обратных ударов «земля – облако») в рамках вспышек. Сложности возникают также при анализе материалов совместной регистрации радиочастотных и оптических сигналов. Обычно первый из них служит стробом для начала отсчета времени второго сигнала, а временной интервал между их пиковыми значениями должен вписываться в заданные границы, если эти сигналы принадлежат одному и тому же источнику. Вследствие влияния атмосферы на характеристики сигналов

вопрос выбора границ в данном случае является нетривиальным. Это следует, в частности, из работ [17, 18], связанных с анализом информации, полученной со спутника «FORTE».

Напомним, что спутник США «FORTE» с высотой орбиты, равной 825 км, в период с 1997 по 2002 г. проводил мониторинг молний, зарегистрировав в общей сложности сотни тысяч оптических и радиосигналов. Последующий анализ результатов измерений показал, что времена задержки пиковых значений оптических сигналов относительно радиочастотных могут превышать аналогичные времена для наземных измерений прямого излучения молний. Это означает, что время наступления максимума оптического сигнала смещается в сторону больших значений при переносе излучения через облачный слой, что было отмечено в научных докладах и статьях T.E. Light, H.J. Christian (см., например, [16, 18]).

В значительной мере этот эффект обуславливается тем, что большие кратности рассеяния фотонов приводят к увеличению суммарных длин пробега в пропущенном свете, к ослаблению амплитуды и временному затягиванию исходных импульсов [3]. Поэтому очень важно иметь представление о пропускании и искажении формы исходных импульсов при различных условиях наблюдения молний. В основу методики расчета переноса оптических импульсов через облачный слой целесообразно положить локальные оценки метода Монте-Карло, основанного на моделировании процессов вылета и распространения фотонов в атмосфере. Метод позволяет эффективно выполнять расчеты для высоких кратностей рассеяния [11] и произвольных оптических и геометрических моделей среды распространения. Результаты расчетов могут оказать существенную поддержку при постановке перспективных космических экспериментов, а также при обработке и интерпретации уже полученных данных.

Постановка задачи

Положим, что импульсный источник света, характеризуемый функцией спектрального потока $F(t)$, Вт/мкм, где t – время, находится в нижних слоях атмосферы под облачным слоем с оптической толщиной τ . Формируемый им в произвольной точке

поля в спектральном диапазоне $\Delta\lambda$, мкм, оптический сигнал, т. е. временной ход плотности потока излучения $\Phi(t)$, Вт/см², удобно определять с помощью импульсной характеристики $J(t)$, представляющей собой реакцию трассы на δ -импульс [2]. Тогда сигнал $\Phi(t)$ рассчитывается по формуле математической свертки

$$\Phi(t) = \int_0^t F(t-t') J(t') dt' . \quad (1)$$

Обычно оперируют с импульсной характеристикой $\tilde{J}(t)$, нормированной на единицу $\tilde{J}(t) = J(t) / E$. Нормировочный коэффициент E численно совпадает с плотностью потока для стационарной задачи и равен интегралу

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

В этом случае выражение (1) будет иметь вид

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

где коэффициент E определяет ослабление приходящего излучения за счет геометрических и оптических факторов, а интеграл – форму сигнала.

Сведения о перечисленных величинах содержат необходимую информацию для разработки адекватных схем регистрации оптического излучения молний, позволяют 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 решения обратных задач атмосферной оптики, т. е. для исследования связей между перечисленными характеристиками и параметрами трассы [3]. Кроме того, рассчитываемые импульсные характеристики $J(t)$ с точностью до множителя совпадают с соответствующими плотностями вероятности длин пробега фотонов и могут быть использованы для оценки поглощения излучения на трассе распространения [4].

Природные молнии обладают непрерывным тепловым спектром и отдельными линиями свечения, энергия которых до 6–10 раз может превосходить энергию теплового излучения в соответствующих интервалах $\Delta\lambda$ [15]. В течение одной вспышки молнии происходит от одного до нескольких оптических импульсов, обусловленных обратными ударами, из которых первые один-два являются наиболее интенсивными. Согласно [1, 15, 17], амплитудные значения потока F_{\max} таких импульсов в рассматриваемых участках спектра могут достигать 10^{10} – 10^{11} Вт при модальных значениях около 10^9 Вт, времена максимума потока t_{\max} находятся в пределах 30–200 мкс, а длительность импульсов изменяется от 50 до 1000 мкс. Вид выбранной для моделирования временной функции потока излучения $F(t)$ для длины волны $\lambda = 0,3914$ мкм и $\Delta\lambda \approx 4 \cdot 10^{-3}$ мкм показан на рис. 1.

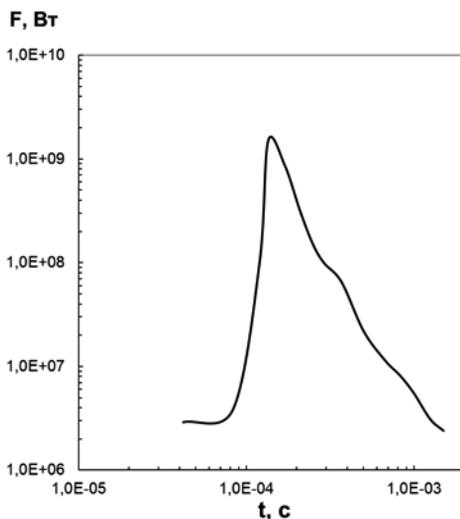


Рис. 1. Модель оптического импульса молниевых разряда.

Максимальное значение потока составляет $2 \cdot 10^9$ Вт, а время его достижения $T_{\max} = 135$ мкс. Геометрически оптический импульс моделируется как линейный, изотропный в каждой точке источник, расположенный вертикально между нижней границей облака и земной (подстилающей) поверхностью.

Далее, с учетом положений работы [7] о малой роли облачного поглощения в спектральной области 0,4 мкм, в консервативном приближении (т. е. альбедо однократного рассеяния ω равно единице) решается задача о переносе оптического излучения молниевого разряда на приемник, находящийся за пределами атмосферы. Для проведения расчётов построена базовая плоскопараллельная модель атмосферы с неравномерным разбиением по высоте на 18 слоев, в которых заданы значения соответствующих коэффициентов молекулярного, аэрозольного и облачного рассеяния [3, 9].

Коэффициент молекулярного рассеяния β^m не зависит от состояния атмосферы и определяется по известной формуле [14]:

$$\beta^m(z) = a_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4 \exp(-\alpha z),$$

где $a_0 = 0,0119 \text{ км}^{-1}$; $\alpha = 0,125 \text{ км}^{-1}$; $\lambda_0 = 0,55 \text{ мкм}$; z – высота точки рассеяния над земной поверхностью в километрах.

Высотный ход коэффициента аэрозольного рассеяния β^a задается на основе данных [9, 14, 19]. Оптическая толщина атмосферы $\tau_{\text{атм}}$ для длины волны $\lambda = 0,4 \text{ мкм}$, рассчитываемая как интеграл

$$\tau_{\text{атм}} = \int_0^{h_{\text{атм}}} (\beta^m(\lambda_0, z) + \beta^a(\lambda_0, z)) dz,$$

где $h_{\text{атм}}$ – задаваемый «потолок» атмосферы, равный 80 км, составляет 0,708 долей единицы.

Используемые модели высотного хода коэффициентов молекулярного и аэрозольного рассеяния приведены в табл. 1.

Облачность задается в виде однородного по горизонтали слоя, расположенного между высотами $H_{\text{нг}} \leq z \leq H_{\text{вг}} = H_{\text{нг}} + \Delta H$, привязанными к границам слоев стратифицированной модели безоблачной атмосферы. Здесь $H_{\text{нг}}$, $H_{\text{вг}}$ и ΔH – высоты нижней и верхней границы слоя и геометрическая толщина облака соответственно. Модельные коэффициенты рассеяния β^o в облачном веществе задаются постоянными значениями.

Оптический режим атмосферы в данном случае определяется естественными колебаниями оптической толщины облачности τ [4], которая вычисляется по приближенной формуле [12]:

$$\tau = \Delta H \cdot \beta^o.$$

Таблица 1

Модели вертикальных профилей коэффициентов молекулярного β^m и аэрозольного β^a рассеяния для длины волны $\lambda = 0,4$ мкм

Нижняя граница слоя, км	Верхняя граница слоя, км	Коэффициент рассеяния	
		$\beta^m, \text{км}^{-1}$	$\beta^a, \text{км}^{-1}$
0	0,2	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$1,93 \cdot 10^{-1}$
0,2	0,5	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,58 \cdot 10^{-1}$
0,5	1	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^{-1}$
1	2	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$6,63 \cdot 10^{-2}$
2	3	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$3,39 \cdot 10^{-2}$
3	4	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
4	5	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$
5	7	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$
7	9	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
9	12	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$
12	15	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
15	20	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$
20	25	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
25	30	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$8,0 \cdot 10^{-4}$
30	35	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$
35	50	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
50	80	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$

Используемые индикатрисы рассеяния для аэрозоля и облачности задаются согласно работе [7], а молекулярная индикатриса – согласно работе [19]. Тип рассеивателя в каждой точке столкновения определяется случайным образом в соответствии со значениями линейно-взвешенных комбинаций коэффициентов β^m , β^a и β^o .

Спектральное альbedo A_3 для длины волны $\lambda=0,4$ мкм, для теплого времени года в средних широтах и большинства естественных видов подстилающих поверхностей (растительный

покров, пашни, водная поверхность и др.) в соответствии с [9] положено равным 0,05, т. е. $A_3 = 0,05$.

Методика расчета

Для расчета сигналов молний $\Phi(t)$ используется подход, изложенный при постановке задачи в данной работе, несомненным плюсом которого является возможность выполнять вычисление сигналов для различных исходных импульсов $F(t)$ на основе одного и того же ряда импульсных характеристик $J(t)$. Расчеты плотности потока E и импульсных характеристик $J(t)$ выполнялись методом Монте-Карло с применением простой локальной оценки, базирующейся на представлении решения интегро-дифференциального уравнения переноса в виде ряда Неймана, представляющего собой сумму плотностей столкновений по отдельным кратностям рассеяния [11]. В соответствии с этим, для каждой n -й точки столкновения i -го фотона рассчитывается текущий вклад $E_{i,n}$ в плотность потока E на приемнике

$$E = M \sum_i \sum_n E_{i,n}, \quad (4)$$

где

$$E_{i,n} = Q_{i,n} W_i(\vec{r}_i, \vec{r}_n) Q_{i,n-1}; \quad (5)$$

$$W(\vec{r}_i, \vec{r}_n) = \frac{\exp[-\tau(\vec{r}_i, \vec{r}_n)] \chi(\mu_n)}{2\pi |\vec{r}_i - \vec{r}_n|^2}; \quad (6)$$

M – оператор осреднения сумм по всем ансамблям столкновений.

Здесь $Q_{i,n-1}$ – "вес" i -го фотона до n -го столкновения; $Q_{i,n}$ – "вес" i -го фотона в n -й точке столкновения; $\chi(\mu_n)$ – индикатриса рассеяния; μ_n – косинус угла рассеяния; \vec{r}_n – координаты n -й точки столкновения; \vec{r} – координаты приемника излучения.

Импульсная характеристика $J(t)$ рассчитывается в виде временного ряда. Значения градаций времен t_k для формирования ряда выбираются на основе анализа предварительных расчетов [2, 4] и привязаны к логарифмической временной шкале в пределах от 10^{-7} до 10^{-2} с. Тогда, если $t_{i,n}$ – это полное время, затраченное i -м

фотоном для прихода на приемник после n -го акта рассеяния (за вычетом времени прихода прямого луча), и выполняется условие $t_k < t_{i,n} \leq t_{k+1}$, то значение вклада в соответствующую градацию увеличивается на величину $E_{i,n}$ (см. (4)).

Предварительные оценки показали, что в облачной атмосфере кратности рассеяния могут достигать десятков тысяч единиц [4], т. е. имеет место проблема «глубокого» проникновения частиц. В определенной мере эффективность расчетов повышает сильная вытянутость аэрозольной и облачной индикатрис рассеяния, обеспечивающая «проталкивание» части фотонов вперед, в направлениях, близких к зениту. В условиях многократного подоблачного рассеяния и отражения света важно сохранять частицу при пересечении ее траектории с подстилающей поверхностью, умножая текущий «вес» на значение альбедо поверхности A_3 , даже если A_3 невелико. Улучшению сходимости рядов для космических приемников способствует тот факт, что они расположены вне рассеивающей среды, т. е. дисперсии вкладов $E_{i,n}$ имеют конечные значения из-за невозможности обнуления знаменателя в формуле (5).

Очевидно, что для рассматриваемого класса задач вследствие значительного удаления приемника от источника плотность потока излучения E имеет достаточно малые значения [4]. Поэтому удобнее пользоваться безразмерным коэффициентом D , равным отношению E к плотности потока в вакууме E_0 , и отражающим изменение E в основном за счет оптических эффектов переноса излучения

$$D = E / E_0 = 4\pi R^2 E,$$

где R – расстояние между источником и точкой приема. Иногда величину D называют коэффициентом прозрачности атмосферы [9].

Результаты расчета и их краткий анализ

Характер изменения D с ростом оптической толщины облака при различных надирных углах визирования ν из приемника на источник показан на рис. 2. Из графического материала рис. 2 видно, что в области оптических толщин, больших 10 единиц, с возрастанием τ усиливается ослабление излучения при прохождении

через облачную среду, вследствие чего D начинает монотонно убывать. При $\tau \geq 30$ –40 единиц темп снижения D приобретает асимптотический характер. Из графиков рис. 2. следует также, что имеет место существенная зависимость D от угла визирования ν при любых значениях оптической толщины. В области $\tau \leq 50$ единиц для $\nu = 0^\circ$ сохраняются значения $D \geq 0,5$, а для $\nu = 60^\circ$ – значения $D > 0,1$. В то же время во всей исследуемой области изменения угла визирования ($0^\circ \leq \nu \leq 60^\circ$) и оптической толщины ($10 \leq \tau \leq 100$) коэффициент D имеет значения не ниже 0,01.

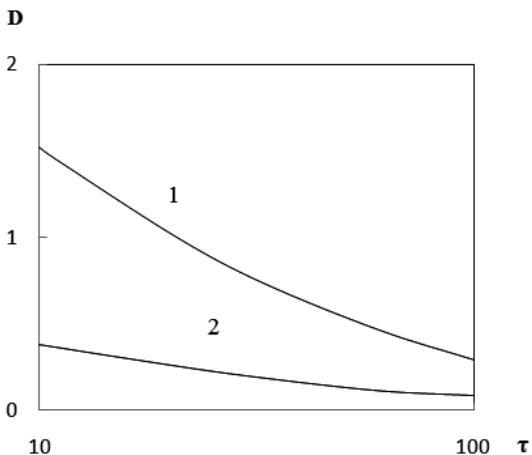


Рис. 2. Зависимость коэффициента прозрачности D от оптической толщины атмосферы: $\nu = 0^\circ$ (1), $\nu = 60^\circ$ (2).

Импульсные характеристики $\tilde{J}(t, \tau)$ для значений оптической толщины τ , равных 10, 32, 60 и 100 единиц, показаны на рис. 3. Как видно из графиков, с увеличением оптической толщины сокращается вклад фотонов с малыми временами пробега t .

В частности, вероятность наблюдения времен $t \leq 1$ –5 мкс начиная со значений $\tau \approx 60$ приближается к нулю. При этом модальные значения импульсных характеристик смещены в сторону тем больших значений времени, чем больше оптическая толщина облака. Так, моды импульсных характеристик, полученные с помощью интерполяции данных рис. 3 в области максимумов, при

угле $\nu = 0^\circ$ изменяются примерно от $3 \cdot 10^{-6}$ с для облаков с $\tau = 10$ до $2,0 \cdot 10^{-5}$ с для облаков с $\tau = 100$.

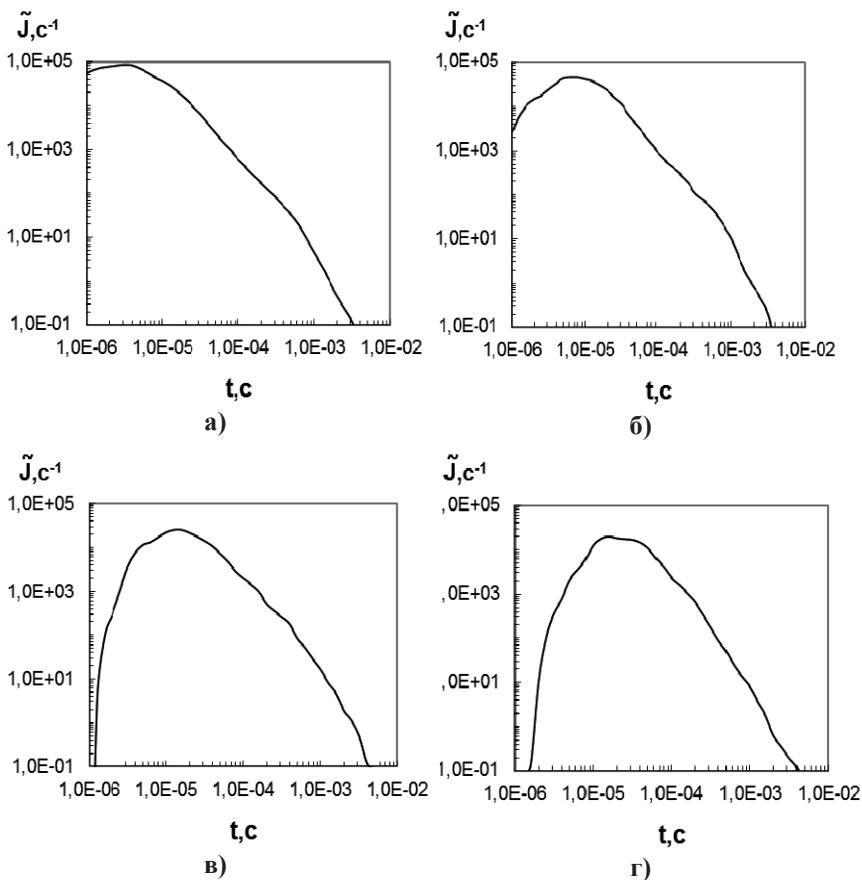


Рис. 3. Импульсные характеристики атмосферы при различных оптических толщинах облачного слоя. $\tau = 10, \nu = 0^\circ$ (а); $\tau = 32, \nu = 0^\circ$ (б); $\tau = 60, \nu = 60^\circ$ (в); $\tau = 100, \nu = 0^\circ$ (г).

На рис. 4 приведена зависимость, связывающая моду t_{mod} импульсной характеристики с оптической толщиной облака τ , для угла $\nu = 0^\circ$. Видно, что данная зависимость при $\tau > 30\text{--}40$ единиц

близка к линейной, что дает основание говорить о диффузном характере исследуемого процесса и возможности получения приближенных аналитических оценок в области более высоких значений τ . Значения производной от функции $t_{\text{mod}}(\tau)$ зависят от вида индикатрисы и альбедо земной поверхности.

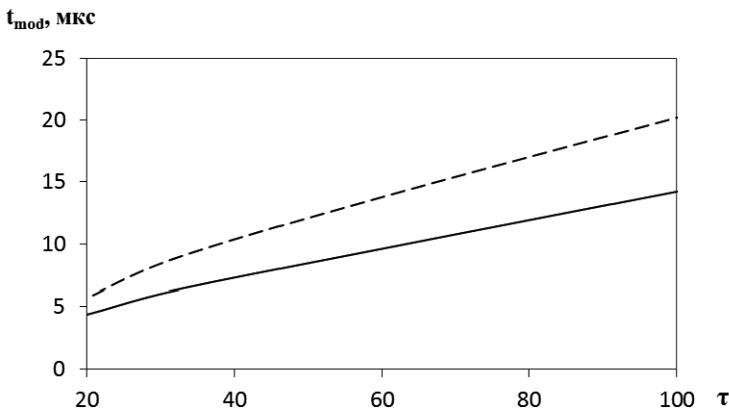


Рис. 4. Зависимость моды импульсной характеристики от оптической толщины облачного слоя: $\nu=0^\circ$ – сплошная линия; $\nu=60^\circ$ штриховая.

В [2] показано, что увеличение высоты нижней границы облачного слоя будет приводить к возрастанию моды функции $\tilde{J}(t, \tau)$. Это объясняется увеличением полных длин пробега фотонов за счет «отраженных» траекторий, образующихся между нижней границей облака и подстилающей поверхностью, и имеющих тем большие длины, чем выше находится облако. Та же картина наблюдается и для двухслойных облачных систем с той лишь разницей, что в формировании $\tilde{J}(t, \tau)$ вносят дополнительный вклад накопленные длины пробега фотонов в межоблачном слое.

Согласно вышеприведенным формулам (1) и (3), форма сигналов молний на орбите космического аппарата и, прежде всего, смещение Δt_{max} положения времени их максимумов t_{max} относительно времени максимума исходного импульса T_{max} , регулируется видом импульсных характеристик трасс распространения излуче-

ния и существенно зависит от оптической толщины облачности. Это подтверждают табл. 2 и графики рис. 5, где в качестве примера представлены рассчитанные по формуле (3) оптические сигналы молний и их характеристики при различных оптических толщинах облачности на высоте орбиты около 20 тысяч километров. Из приведенного материала следует, что при угле визирования $\nu = 0^\circ$ и $\tau = 10$ смещение максимума сигнала Δt_{\max} составляет 18 мкс, увеличивается до 32 мкс при $\tau = 60$ и до 44 мкс при $\tau = 100$.

Таблица 2

**Амплитудно-временные характеристики сигналов молний
на орбите космического аппарата с высотой ≈ 20 тыс. км.
Время максимума потока в источнике $T_{\max} = 135$ мкс**

Параметры расчета	Амплитуда сигнала Φ_{\max} , Вт/см ²	Время максимума сигнала t_{\max} , мкс	Сдвиг максимума Δt_{\max} , мкс
$\tau = 10, \nu = 0^\circ$	$3,4 \cdot 10^{-11}$	153	18
$\tau = 10, \nu = 60^\circ$	$7,4 \cdot 10^{-11}$	157	22
$\tau = 32, \nu = 0^\circ$	$1,6 \cdot 10^{-11}$	159	24
$\tau = 32, \nu = 60^\circ$	$3,5 \cdot 10^{-12}$	164	29
$\tau = 60, \nu = 0^\circ$	$9,7 \cdot 10^{-12}$	167	32
$\tau = 60, \nu = 60^\circ$	$2,0 \cdot 10^{-12}$	172	37
$\tau = 100, \nu = 0^\circ$	$5,5 \cdot 10^{-12}$	179	44
$\tau = 100, \nu = 60^\circ$	$1,4 \cdot 10^{-12}$	184	49

При наклонном визировании, вследствие концентрации углов выхода фотонов из облака в области, прилегающей к направлению в зенит [5, 6], происходит уменьшение плотности потока излучения в пригоризонтных сегментах. Этот эффект сопровождается снижением вкладов $E_{i,n}$ от фотонов как с малыми, так и, частично, с большими длинами пробега. Поэтому не происходит существенного увеличения сдвига максимума по отношению к наблюдениям в надир. Для $\nu = 60^\circ$, например, смещение максимума не превышает 10–20 % относительно от значений Δt_{\max} для $\nu = 0^\circ$ (рис. 6).

Из анализа полученных данных следует, что временной интервал сдвига максимума Δt_{\max} составляет 15–40 % от величины T_{\max} и его необходимо учитывать при анализе измеренных сигналов $\Phi(t)$. Действительно, согласно данным, полученным в космическом проекте «FORTE», для обратных ударов молний время задержки пиковых значений оптических сигналов относительно радиочастотных составляет до 59 мкс [18], что сопоставимо с полученными значениями смещения максимума исходного оптического импульса за счет распространения в атмосфере Земли.

Выводы

1. Методом Монте-Карло рассчитаны коэффициенты прозрачности, импульсные характеристики трасс распространения и плотности потока излучения на космическом приемнике для линейного подоблачного источника, моделирующего оптический импульс обратного удара молнии. Получаемые сигналы оптического излучения рассчитываются на основе перечисленных величин с помощью математической свертки.

2. Показано, что при изменении оптической толщины τ от 10 до 100 единиц и надирного угла визирования ν от 0 до 60 градусов коэффициент прозрачности для излучения молний снижается не более, чем на два порядка. Моды импульсных характеристик с увеличением оптической толщины смещаются в область больших времен, причем для $\tau > 30$ –40 единиц зависимость $t_{\text{мод}}(\tau)$ становится близкой к линейной, что свидетельствует о складывающемся диффузном характере распространения фотонов в облачном веществе.

3. Показано, что при угле визирования $\nu = 0^\circ$ смещение времени максимума Δt_{\max} сигнала, регистрируемого космическим приемником, относительно времени максимума потока T_{\max} исходного импульса молнии при $\tau = 10$ составляет 18 мкс, увеличивается до 32 мкс при $\tau = 60$ и до 44 мкс при $\tau = 100$. При наклонном визировании с углом $\nu = 60^\circ$ смещение максимума возрастает по отношению к наблюдениям в надир до 10–20 %. Таким образом, для рассматриваемой модели импульса обратного удара Δt_{\max}

составляет до 15–40 % от величины T_{\max} , что указывает на необходимость его учета при анализе спутниковых измерений сигналов молний.

Направления перспективных исследований

Первый этап дальнейших исследований связан с изменением количественных ограничений на условия выполнения расчетов. В частности, предлагается увеличить оптическую толщину облачного слоя до 400 единиц, а геометрическую – до 4–8 км. Полученные отдельные результаты расчетов показали, что увеличение оптической толщины до 200 единиц приводит к уменьшению коэффициента D примерно в два раза относительно $\tau = 100$, сохраняя диффузный характер поведения показателей импульсной характеристики.

На втором этапе планируется проведение расчетов в условиях вертикально-неоднородного облачного слоя с различными моделями содержания аэрозоля в подоблачном слое атмосферы. Известно, что при наличии облачности изменяется режим формирования коэффициента аэрозольного рассеяния β^a в нижних слоях атмосферы. В частности, коэффициент рассеяния β^a с увеличением высоты от поверхности Земли до нижней границы облака может возрасти [10, 13]. При $H_{\text{нг}} \geq 0,3$ км, когда подоблачная дымка не соприкасается с поверхностью Земли, коэффициент β^a можно в первом приближении задать постоянной величиной [8, 13]. Здесь же предполагается разработать более совершенные модели молнии, как источника излучения. В частности, будут рассмотрены различные геометрические и временные формы оптических импульсов, уточнен вид функции углового выхода излучения с поверхности ствола молнии.

Следует также изучить влияние вариаций аэрозольного альбеда однократного рассеяния ω на характеристики поля излучения. Если использовать «старые» данные для выбора ω , положив, например, $\omega = 0,901$ [19], то, как показывают предварительные оценки, снижение коэффициента прозрачности D за счет аэрозольного поглощения может достигать 10–15 %.

В последующих исследованиях предполагается разработать математические модели грозового очага с учетом вертикальной и горизонтальной неоднородности грозовых облаков, модифицировать созданные на предыдущих этапах методики расчета и определить условия, при которых реализуется возможность наблюдения оптического излучения молний с космических аппаратов.

Список использованных источников

1. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащита. – М.: Физматлит, 2001. – 179 с.
2. *Бусыгин В.П., Бусыгина Н.Г., Вагин Ю.П.* Импульсные характеристики трасс «Земля – Космос» // Инженерная физика. – 2010. – № 7. – С. 3–12.
3. *Бусыгин В.П., Бусыгина Н.Г., Вагин Ю.П., Кузьмина И.Ю.* Перенос оптического импульса на трассах Земля – Космос при наличии облачности // Авиакосмическое приборостроение. – 2013. – № 1. – С. 3–11.
4. *Бусыгин В.П., Гаврилович А.Б., Рублев А.Н.* Распределение длин пробега фотонов, выходящих через атмосферу Земли в Космос // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. – 1991. – № 6. – С. 80–85.
5. *Бусыгин В.П., Евстратов Н.А., Фейгельсон Е.М.* Оптические свойства кучевых облаков и лучистые потоки при кучевой облачности // Изв. РАН. ФАО. – 1973. – № 11. – С. 1142–1151.
6. *Галин В.Я., Малкова В.С.* Угловое распределение излучения, выходящего из оптически толстого слоя // Изв. РАН. ФАО. – 1971. – № 11. – С. 1174–1181.
7. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1971. – 166 с.
8. *Зега Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л.* Перенос изображения в рассеивающей среде. – Мн.: Наука и техника, 1985. – 327 с.
9. *Зуев В.Е., Кабанов М.В.* Перенос оптических сигналов в земной атмосфере. – М.: Советское радио, 1977. – 368 с.
10. *Ковалев В.А.* Видимость в атмосфере и ее определение. – Л.: Гидрометеиздат, 1988. – 216 с.
11. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / под ред. Г.И. Марчука.* – Новосибирск: Наука, 1976. – 284 с.
12. *Фейгельсон Е.М., Краснокутская Л.Д.* Потоки солнечного излучения и облака. – Л.: Гидрометеиздат, 1978. – 158 с.
13. *Шифрин К.С., Минин И.Н.* Негоризонтальная видимость при сплошной облачности. – Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1959. – № 1. – С. 131–138.

14. Шифрин К.С., Минин И.Н. К теории негоризонтальной видимости // Труды ГГО. – 1957. – Вып. 68. – С. 5–74.

15. Barasch G. Spectral intensities emitted by lightning discharges // J. Geoph. Res. – 1970. – Vol. 75, No 6. – P. 1049–1057.

16. Christian H.J., Blakslee R.J., Bossipio D.J. et al. Global frequency and distribution of lightning as observed by the optical transient detector // Proceedings of 11 International Conference of Atmospheric Electricity. – USA, Alabama, 1999. – P. 726–729.

17. 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.

18. Light T.E., Suszcynsky D.M., Yacobson A.R. Coincident radio frequency and optical emissions from lightning, observed with the FORTE satellite // J. Geophys. Res. – 2001. – Vol. 106, No 82. – P. 28,223 – 28,231.

19. Mc'Clatchey R.A. et al. Optical properties of the atmosphere (Third edition). – ERP No 411. AFCRL 72-0497. – 1972. – 108 p.

Поступила в редакцию 5.02.2016 г.