

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 519.676, 519.245, 528.813, 535.15, 551.57

Численное статистическое моделирование распространения терагерцового излучения в облачном аэрозоле

Е.Г. Каблукова¹, Б.А. Каргин^{1,2}, А.А. Лисенко^{3,4},
Г.Г. Матвиенко^{3,4}, Е.Н. Чесноков^{5*}

¹Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 6

²Новосибирский государственный университет
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

⁴Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

⁵Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3

Поступила в редакцию 27.11.2013 г.

Методом Монте-Карло получены численные оценки временного распределения интенсивности сигнала, излучаемого терагерцовым лидаром на базе установки «Новосибирский лазер на свободных электронах» и отраженного нижней кромкой облаков для конкретных начальных и граничных оптико-геометрических условий с учетом типа облачности и ослабления парами воды на трассе зондирования. Проанализирована структура локационного сигнала в зависимости от фона многократного рассеяния, длины волны излучения, концентрации паров воды в атмосфере. Показано, что с увеличением коэффициента ослабления растет градиент изменения интенсивности отраженного сигнала. Оценены соотношения между вкладами однократного и многократного рассеяния в структуру эхосигнала в зависимости от оптической глубины зондирования.

Ключевые слова: терагерцовый диапазон, лазерное зондирование, метод Монте-Карло, локальная оценка; terahertz range, remote sensing, method Monte Carlo, local estimates.

Введение

Настоящая статья является продолжением статьи [1], в которой рассмотрены особенности формирования сигнала ТГц-лидара в условиях сильного молекулярного поглощения при зондировании облаков различных типов и стратификаций.

Размещение радиометров терагерцового диапазона (ТГц) на орбитальных комплексах уже сейчас позволяет выполнять глобальные измерения параметров, необходимых для решения конкретных задач. Например, для восстановления вертикального профиля температуры атмосферы используются как миллиметровые переходы тонкой структуры молекулы кислорода вблизи 60 и 118 ГГц, так и чисто вращательные субмиллиметровые переходы на частотах 487,2 и 2502,3 ГГц [2]. К настоящему времени разработаны миллиметровые и субмиллиметровые радиометры нового поколения для спутниковых систем мониторинга фазового состава об-

лачных систем и связанных с ним радиационных процессов, которые способны вести наблюдения на частотах вплоть до 3 ТГц [3–6]. Перспективы использования терагерцовых орбитальных лидаров для изучения атмосферы сформулированы ранее (например, [7]) рабочей группой, созданной в NICT (National Institute of Information and Communications Technology). К основным видам измерений они относят те, которые связаны с контролем за качеством воздуха, его влажностью, распределением и общим содержанием аэрозоля в атмосфере, а также определением параметров отдельных кристаллических облаков и облачных полей верхней атмосферы.

Очевидно, что первые эксперименты с использованием в качестве излучателя новосибирского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) будут носить в основном испытательный характер, необходимый для отработки методики измерений, классификации сигналов, требуемой для автоматизации обработки полученных данных. В отличие от радиометров космического и лидаров самолетного базирования усложнится интерпретация сигналов из-за значительного молекулярного поглощения парами воды в нижней атмосфере и неизбежного присутствия в них фоновых помех различного происхождения. Высокий уровень молекулярного поглощения

* Евгения Геннадьевна Каблукова (Jane_K@ngs.ru); Борис Александрович Каргин (bkargin@osmf.sscs.ru); Андрей Александрович Лисенко (Lisenko@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (magg@iao.ru); Евгений Николаевич Чесноков (chesnok@kinetics.nsc.ru).

водяным паром накладывает дополнительные условия, регламентирующие температуру и влажность воздуха, для того чтобы дальность действия лидара была приемлема для зондирования облаков нижнего яруса. Оценки по влиянию ослабления на трассе зондирования на радиус действия ТГц-лидара были даны нами в работе [1].

При извлечении информации из результатов лазерного зондирования рассеивающей среды необходимо иметь достаточно полное представление о структуре локационного сигнала, зависящего от вариаций оптических свойств среды и геометрических условий приемапередающей системы. Кроме того, необходима оценка ожидаемого уровня помех многократного рассеяния излучения в различных экстремальных с точки зрения оптической погоды ситуациях. В настоящей статье дана оценка временного распределения мощности сигналов ТГц-лидара на базе ЛСЭ с использованием метода Монте-Карло. Моделирование сигнала ТГц-лидара, отраженного нижней кромкой облаков, выполнено для конкретных начальных и граничных оптико-геометрических условий с учетом типа облачности и ослабления сигнала на трассе зондирования.

1. Модель численного эксперимента

Для проведения численного моделирования структуры локационного сигнала необходимо заданные модели вертикальной стратификации оптических свойств среды. Это прежде всего модели молекулярного поглощения водяными парами в предпочтительных для дистанционного зондирования окнах прозрачности, модели поглощения и рассеяния на атмосферном аэрозоле, а также оптико-геометрические свойства различных типов облаков. В работе [1] нами были проанализированы спектры коэффициента поглощения, рассчитанные с использованием JPL Submillimeter Catalog для широких условий по массовой концентрации паров воды от 0,04 до 9,8 г/кг в частотном интервале 40–250 см⁻¹ (250–40 мкм). Расчеты выявили следующие наиболее сильные окна прозрачности в терагерцовом диапазоне: 45,0 (222), 50,3 (200), 66,4 (150), 70,1 (142), 84,1 (118), 115 (87), 240 см⁻¹ (40 мкм), которые мы используем в дальнейших расчетах интенсивности сигналов от облаков. Из полученных зависимостей коэффициента ослабления от концентрации водяного пара были сделаны выводы, что наиболее приемлемые условия для дистанционного зондирования нижней границы облаков в ТГц-диапазоне на ЛСЭ возможны на длинах волн 40, 200 и 222 мкм в достаточно узком интервале концентрации паров воды: от 0,1 до 1 г/кг. Коэффициент молекулярного поглощения σ_m при этом будет варьироваться в интервале $1 < \sigma_m < 15 \text{ км}^{-1}$. При таком сильном поглощении дальность действия лидара составит примерно от 200 м (для $\sigma_m = 15 \text{ км}^{-1}$) до 1 км (для $\sigma_m = 1 \text{ км}^{-1}$). В умеренных широтах такие условия складываются в зимний период при температуре ниже 0 °С и при низкой относительной влажности воздуха. Приведенные результаты численного эксперимента подтверждают этот вывод.

Вертикальное распределение содержания водяного пара в атмосфере сильно изменяется в зависимости от времени года, места и высоты измерения. Наиболее сильно концентрация водяного пара в атмосфере изменяется с ростом высоты (от поверхности Земли до высоты 10 км в среднем она уменьшается на 1–2 порядка). Как показывают многочисленные измерения влажности на большом числе аэрологических станций, несмотря на значительные различия, которые характерны для ее индивидуальных профилей в нижних слоях атмосферы, высотное распределение средней концентрации водяного пара достаточно хорошо описывается простой экспоненциальной зависимостью [2]:

$$a(H) = a(0)\exp(-0,5h), \quad (1)$$

где $a(0)$ – массовая концентрация паров воды у поверхности Земли; h – высота над поверхностью Земли, км. На основании изложенного выше в табл. 1, 2 приведены коэффициенты молекулярного поглощения σ_m , используемые в расчетах.

Таблица 1

Коэффициенты поглощения водяным паром σ_m (км⁻¹), соответствующие формуле (1), $a(0) = 0,5 \text{ г/кг}$

$h, \text{ м}$	$\lambda, \text{ мкм}$						
	42	87	118	142	151	200	222
50	1,946	5,586	9,110	8,641	4,439	2,604	2,729
100	1,903	5,470	8,914	8,474	4,350	2,553	2,674
200	1,840	5,303	8,659	8,224	4,217	2,477	2,591
400	1,722	4,989	8,162	7,764	3,973	2,339	2,440
600	1,576	4,598	7,543	7,191	3,669	2,165	2,250
800	1,444	4,245	6,986	6,677	3,397	2,010	2,081
1000	1,324	3,926	6,478	6,204	3,145	1,867	1,924

Таблица 2

Коэффициенты поглощения водяным паром σ_m (км⁻¹), соответствующие формуле (1)

$h, \text{ м}$	$a(0) = 1 \text{ г/кг}$			$a(0) = 2 \text{ г/кг}$		$a(0) = 4 \text{ г/кг}$	
	$\lambda, \text{ мкм}$						
	42	151	200	42	222	42	222
50	3,704	7,695	4,461	7,248	9,486	14,497	17,822
100	3,617	7,527	4,363	7,070	9,280	14,141	17,410
200	3,491	6,494	4,224	6,795	8,995	13,624	16,815
400	3,163	6,813	3,960	6,324	8,387	12,651	15,701
600	2,964	6,245	3,644	5,740	7,631	11,447	14,312
800	2,700	5,726	3,344	5,211	6,948	10,357	13,06
1000	2,461	5,242	3,070	4,734	6,331	9,372	11,927

Модели оптических характеристик атмосферного аэрозоля строятся на основе данных о микро-структуре, комплексном показателе преломления частиц и их связи с внешними факторами. Наиболее плодотворно микрофизическое моделирование реализовано при описании оптических свойств облаков и туманов, частицы которых имеют сферическую форму, а микро-структура и спектральный ход показателя преломления хорошо изучены. Выбор моделей атмосферного аэрозоля для диапазона длин волн $\lambda > 40 \text{ мкм}$ на настоящий момент вызывает определенные трудности, связанные, прежде всего, с недостатком сведений о комплексном показателе преломления аэрозольных частиц в данном диапазоне длин волн. Поэтому будем использовать модели водных аэрозолей по Дейрменджану [8],

соответствующих морскому (дымка M) и континентальному (дымка L) аэрозолям. В табл. 3. приведены рассчитанные по теории Ми коэффициенты ослабления σ_{aer} и рассеяния σ_{aer_scat} для моделей дымка M и дымка L .

Таблица 3

Коэффициенты ослабления σ_{aer} и рассеяния σ_{aer_scat} для моделей дымка M , дымка L по Дейрменджану

λ , мкм	Дымка M		Дымка L	
	σ_{aer} , км ⁻¹	σ_{aer_scat} , км ⁻¹	σ_{aer} , км ⁻¹	σ_{aer_scat} , км ⁻¹
41,8	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$4,14 \cdot 10^{-5}$	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$1,20 \cdot 10^{-6}$
87	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$4,59 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,29 \cdot 10^{-7}$
118	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$3,82 \cdot 10^{-8}$
142	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$6,81 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$1,92 \cdot 10^{-8}$
151	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$5,38 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,51 \cdot 10^{-8}$
200	$7,8 \cdot 10^{-4}$	$1,86 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$3,80 \cdot 10^{-9}$
222	$7,19 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{-7}$	$1,63 \cdot 10^{-4}$	$3,55 \cdot 10^{-9}$

При задании вертикального профиля концентрации аэрозоля $N(h)$ будем использовать экспоненциальную модель

$$N_{aer}(h) = N_{aer}(0) \exp\left(\frac{-h}{\kappa}\right),$$

где $\kappa \approx 1,21$ – масштабный параметр; $N_{aer}(0)$ – концентрация аэрозоля у поверхности Земли.

В качестве модельной рассеивающей облачной среды рассмотрено полидисперсное жидкокапельное облако, имеющее слоисто-неоднородную структуру относительно оптических параметров: облачный слой разбит на K горизонтальных слоев с постоянными коэффициентами ослабления σ_{cl}^k и рассеяния $\sigma_{cl_scat}^k$ ($k = 1, \dots, K$), вычисленными в центре каждого слоя согласно формуле вертикальной стратификации коэффициента ослабления [9]:

$$\frac{\sigma_{cl}(z)}{\sigma_{cl}} \approx 2,8\zeta(1 - \zeta)^{1/4},$$

где $\zeta = z_{cl}/h_{cl}$, $z_{cl} \in [0, h_{cl}]$, h_{cl} – геометрическая толщина облака.

Спектры размеров частиц облаков различных форм и туманов удовлетворительно описываются гамма-распределением, плотность которого имеет вид

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha + 1)\beta^{\alpha+1}} r^\alpha \exp\left(-\frac{r}{\beta}\right), \quad (2)$$

где Γ – гамма-функция; r – радиус частицы; α – параметр формы; β – масштабный параметр гамма-распределения. Этот вид функции распределения частиц облака получен в результате обработки и анализа большого эмпирического материала [10, 11]. Формула (2) для плотности гамма-распределения связывает основные микрофизические параметры, такие как средний, модальный и эффективный радиусы, водность с параметрами формы α и масштаба β . В табл. 4 представлены микрофизические характеристики основных типов облаков по классификации, предложенной Silverman [12], который преобразовал формулу (2) к виду

$$f(r) = ar^\alpha \exp(-br). \quad (3)$$

Здесь константа a определяется общим числом N_0 частиц в единице объема, константа b – модальным радиусом. Параметр α , определяющий ширину спектра размеров частиц, изменяется от 1 до 6 [10]. Среднее значение водности w – от 0,02 до 1,00 г/м³.

Таблица 4

Микрофизические характеристики основных типов облаков

Тип облака	№ модели	α	b	N_0 , см ⁻³	a	w , г/м ³
Heavy Fog 1	1	3	0,3	20	0,027	0,37
Heavy Fog 2	2	3	0,375	20	0,06592	0,19
Moderate Fog 1	3	6	1,5	100	2,37305	0,06
Moderate Fog 2	4	6	3,0	200	607,5	0,02
Cumulus	5	3	0,5	250	2,604	1,00
Altostratus	6	5	1,11	400	6,268	0,41
Stratocumulus	7	5	0,8	200	0,1369	0,55
Nimbostratus	8	1	0,333	100	11,089	0,61
Stratus	9	3	0,667	250	8,247	0,42
Stratus	10	2	0,6	250	27,00	0,29
Stratus-	11	2	0,75	250	52,734	0,15
Stratocumulus	12	2	0,5	150	9,375	0,30
Stratocumulus	13	2	0,425	200	7,676	0,65
Cumulus Congestus	14	2	0,328	80	1,4115	0,57

Для решения прямой задачи выполнен предварительный расчет по формулам Ми оптических параметров выбранных моделей облака, включая коэффициенты ослабления, рассеяния, обратного рассеяния, вероятности выживания кванта излучения, индикатрисы рассеяния для диапазона длин волн 1–250 мкм. Значения комплексных показателей преломления воды, используемых при расчетах параметров рассеяния, представлены в [13]. В табл. 5 даны значения коэффициентов ослабления σ_{cl} и рассеяния σ_{cl_scat} для некоторых из описанных типов облаков, для которых результаты численных экспериментов обсуждаются в разд. 3.

Таблица 5

Коэффициенты ослабления σ_{cl} и рассеяния σ_{cl_scat} излучения с длиной волны λ для различных типов облаков

№ модели	$\lambda = 41,8$ мкм		$\lambda = 200$ мкм	
	σ_{cl} , км ⁻¹	σ_{cl_scat} , км ⁻¹	σ_{cl} , км ⁻¹	σ_{cl_scat} , км ⁻¹
5	46,74	24,2	7,66	0,80
7	34,48	11,82	4,92	0,32
10	14,43	4,45	2,01	0,11
11	7,34	1,90	0,97	0,028
14	66,79	26,82	12,82	1,82

Модель № 14

λ , мкм	σ_{cl} , км ⁻¹	σ_{cl_scat} , км ⁻¹
87	52,16	19,83
118	31,57	10,33
142	22,62	6,03
151	20,48	5,04
222	11,06	1,25

В табл. 6 представлены значения индикатрисы рассеяния излучения с длиной волны 41,8 и 200 мкм для модели облачного слоя № 5.

Значения индикатрисы рассеяния излучения
с длиной волны $\lambda = 41,8; 200$ мкм для модели облака № 5 Cumulus

$\lambda, \text{ мкм}$	Θ°	0	1	2	5	10	20	30	40	50	60	70
41,8		3,647	3,645	3,638	3,587	3,414	2,807	2,052	1,360	0,847	0,518	0,325
200		0,889	0,889	0,888	0,885	0,874	0,831	0,766	0,686	0,600	0,519	0,450
$\lambda, \text{ мкм}$	Θ°	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180
41,8		0,216	0,154	0,117	0,095	0,082	0,074	0,069	0,068	0,068	0,069	0,069
200		0,400	0,372	0,367	0,383	0,416	0,459	0,507	0,552	0,589	0,613	0,621

2. Решение прямой задачи лазерной локации

Корректная постановка прямой задачи лидарного зондирования подразумевает решение нестационарного уравнения переноса в сложных граничных и начальных условиях, отображающих реальную схему эксперимента (рис. 1).

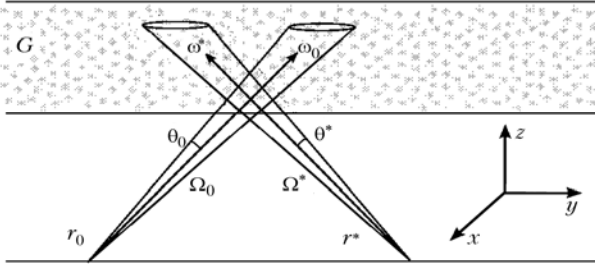


Рис. 1. Геометрическая схема численного эксперимента

Предполагается, что в точке $r_0 = (x_0, y_0, z_0)$ находится источник излучения, испускающий в момент времени $t = 0$ импульс излучения единичной мощности в круговом конусе направлений Ω_0 с полуапертурой θ_0 . Монохроматическое излучение источника моделируется в оптически изотропной среде без учета поляризации. Атмосфера задается в рамках плоскопараллельной горизонтально-однородной модели как плоский слой $0 \leq z \leq H$ с коэффициентом экстинкции

$$\sigma(z) = \sigma_{abs}(z) + \sigma_{scat}(z),$$

где $\sigma_{abs}(z)$, $\sigma_{scat}(z)$ – коэффициенты поглощения и рассеяния, включающие в себя аддитивные составляющие аэрозольного и молекулярного компонентов;

$$q(z) = \sigma_{scat}(z)/\sigma(z)$$

– альbedo однократного рассеяния кванта излучения. Угловое распределение плотности вероятности рассеяния излучения в точке r задается индикатрисой

рассеяния $g(\mu, z)$ такой, что $\int_{-1}^1 g(\mu, z) d\mu = 1$,

$\mu = (\omega', \omega)$ – косинус угла рассеяния, ω' и ω – единичные векторы направления движения фотона до и после столкновения соответственно. Требуется определить временное распределение интенсивности

излучения $I_{\Omega^*}(r^*, t)$, приходящего в детектор с центром в точке $r^* = (x^*, y^*, z^*)$ в направлениях ω таких, что $-\omega \in \Omega^*$, где Ω^* – круговой конус с раскрывом θ^* относительно оси ω^* .

Известно (см., например, [14]), что интенсивность излучения $I(r, \omega, t)$ связана с плотностью столкновений $\varphi(r, \omega, t)$ следующим соотношением:

$$I(r, \omega, t)\sigma(z) = \varphi(r, \omega, t),$$

а функцию $\varphi(r, \omega, t)$ в приближении лучевой оптики можно описать нестационарным интегральным уравнением переноса

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= \int_X k(x', x)\varphi(x')dx' + f(x); \\ k(x', x) &\equiv \frac{q(z')\sigma(z)\exp(-\tau(r', r))g((\omega, \omega'), z')}{2\pi|r-r'|^2} \times \\ &\times \delta\left(\omega - \frac{r-r'}{|r-r'|}\right)\delta\left(t-t' - \frac{|r-r'|}{c}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $x = (r, \omega, t) \in \mathbf{X} = \mathbf{R}^3 \times \Omega \times \mathbf{T}$; r – радиус-вектор евклидова пространства \mathbf{R}^3 ; ω – единичный вектор направления движения; t – время прихода фотона в точку r ; $\mathbf{T} = (0, \infty)$; c – скорость света;

$$\tau(r', r) = \int_0^{|r-r'|} \sigma\left(z' + s\frac{r-r'}{|r-r'|}\right) ds$$

– оптическая длина пути из точки r' в точку r .

Для задачи с мгновенным импульсным источником фотонов плотность распределения первых столкновений определяется выражением

$$f(x) = \sigma(z)\exp(-\tau(r_0, r))\Delta_{\Omega_0}(\omega)\delta(t).$$

Здесь

$$\Delta_{\Omega_0}(\omega) = \begin{cases} 1, & \omega \in \Omega_0, \\ 0, & \omega \notin \Omega_0. \end{cases}$$

При решении уравнения (4) методом Монте-Карло ядро (5) определяет плотность перехода марковской цепи случайных столкновений фотонов в дисперсной среде.

Искомое временное распределение интенсивности излучения $I_{\Omega^*}(r^*, t)$ вычисляется в виде гистограммы

$$I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*) = \int_{t_{i-1}}^{t_i} I_{\Omega^*}(r^*, t) dt, \quad i = 1, \dots, n_i,$$

где t_i — узлы гистограммы, $t_0 = 0$. Для оценки $I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*)$ необходимо вычислить среднее количество фотонов, попадающих в детектор в i -м временном интервале. Для этого моделируются случайные последовательности точек столкновения — цепи Маркова $x_n = (r_n, \omega_n, t_n)$, $n = 1, \dots, N$ в фазовом пространстве \mathbf{X} в соответствии с некоторой начальной плотностью $p_1(x)$ и переходной плотностью $p(x', x)$; N — случайный номер обрыва цепи Маркова. Для задач оптического зондирования, в которых источники и приемники излучения локализованы, эффективен так называемый метод «локальной оценки». В этом случае в каждой точке столкновения вычисляется случайная оценка [14]:

$$h_i^{(1)}(x_n, r^*) = \frac{q(z_n) \exp(-\tau(r_n, r^*)) g((\omega_n, s), z_n)}{2\pi|r^* - r_n|^2} \Delta_{\Omega^*}(s) \Delta_i(t) \quad (6)$$

такая, что

$$I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*) = \mathbf{E} \sum_{n=1}^N Q_n h_i^{(1)}(x_n, r^*),$$

где \mathbf{E} — символ математического ожидания;

$$t = t_n + |r_n - r^*|/c, \quad s = (r^* - r_n)/|r^* - r_n|;$$

$$\Delta_{\Omega^*}(\omega) = \begin{cases} 1, & -\omega \in \Omega^*, \\ 0, & -\omega \notin \Omega^*, \end{cases} \quad \Delta_i(t) = \begin{cases} 1, & t \in [t_{i-1}, t_i], \\ 0, & t \notin [t_{i-1}, t_i]. \end{cases}$$

Весовые множители Q_n в соответствии с теорией весовых методов Монте-Карло [14] определяются выражениями

$$Q_1 = \frac{f(x)}{p_1(x)}, \quad Q_n = Q_{n-1} \frac{k(x_{n-1}, x_n)}{p(x_{n-1}, x_n)}, \quad n = 2, \dots, N.$$

Если детектор излучения находится внутри рассеивающей среды, дисперсия локальной оценки бесконечна. В таком случае вычисляется смещенная локальная оценка с конечной дисперсией, из которой исключаются значения интенсивности излучения для фотонов, находящихся внутри некоторого шара малого радиуса с центром в точке r^* .

Легко видеть, что уравнение (4) эквивалентно уравнению

$$\varphi(x) = K^2 \varphi(x) + K f(x) + f(x), \quad (7)$$

где K — интегральный оператор с ядром $k(x', x)$. Локальная оценка $h_i^{(2)}$ для расчета $I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*)$, основанная на соотношении (7), называется «двойной локальной оценкой» и представляется формулой

$$I_{\Omega^*}(r^*, t) = \int_X k_2(x', x^*) \varphi(x') dx',$$

$$k_2(x', x^*) = \int_{X_G} k(x', \rho) k(\rho, x^*) d\rho.$$

Последний интеграл берется по области

$$\tilde{G} = \{\rho(s) \in G : \rho(s) = r^* + \omega s, \quad \omega \in \Omega^*, \quad s > 0\}.$$

В случае применения двойной локальной оценки вместо (6) имеем соотношение

$$\begin{aligned} I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*) &= \\ &= \mathbf{E} \left(Q_1 h_i^{(1)}(x_1, r^*) + \sum_{n=1}^N Q_n h_i^{(2)}(x_n, r^*, \rho_n) \right); \\ h_i^{(2)}(x, r^*, \rho_n) &= \\ &= \frac{q(z_\rho) q(z) \sigma(z_\rho) \exp(-\tau(r, \rho) - \tau(\rho, r^*))}{(2\pi)^2 |\rho - r|^2 p(\rho)} g((\omega, \omega'), z) \times \\ &\times g((\omega', \omega_\rho), z_\rho) \Delta_{\Omega^*}(\omega_\rho) \Delta_i \left(t - \frac{|\rho - r| + |r^* - \rho|}{c} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\omega'_\rho = \frac{\rho - r}{|\rho - r|}$, $\omega_\rho = \frac{r^* - \rho}{|r^* - \rho|}$; $p(\rho)$ — произвольная плотность распределения промежуточного случайного узла ρ , который выбирается так, что $-\omega_\rho \in \Omega^*$.

Двойная локальная оценка имеет бесконечную дисперсию, поэтому на практике вместо нее вычисляется смещенная оценка интенсивности с конечной дисперсией. В этом случае для фиксированной точки столкновения фотона $x_n = (r_n, \omega_n, t_n)$ дополнительный случайный узел ρ разыгрывается в области \tilde{G}/B_ε , где $B_\varepsilon = \{\tilde{r} \in \mathbf{R}^3 : |r_n - \tilde{r}| < \varepsilon\}$, ε — некоторое наперед заданное положительное число. Отметим, что относительную погрешность вычисления величины $I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*)$, обусловленную вырезанием шара B_ε , можно приближенно оценить [15] формулой

$$\delta_\varepsilon \leq 2C\varepsilon\sigma_{\text{scat}},$$

где C — некоторая константа.

Изложенный метод моделирования использовался для расчета относительных сигналов обратного рассеяния для выбранных длин волн.

3. Результаты численного эксперимента

Предполагается, что источник диаметром 0,2 м излучает мгновенный импульс изотропно в конусе направлений $2\pi(1 - \cos\theta_0)$, где $\theta_0 = 2'$ — половинный угол расходимости источника. Эхосигнал регистрируется приемником диаметром 0,4 м в угловом конусе $2\pi(1 - \cos\theta^*)$, где $\theta^* = 3'$ — угловая

полуапертура детектора. В качестве рассеивающей среды рассматривалась аэрозольно-молекулярная атмосфера с облаками слоистых форм без разрывов.

Численные эксперименты проведены для лида-ра с различными длинами волн с представительным объемом статистики $N = 10 \div 100$ млн фотонных историй в каждом расчетном варианте, количество траекторий фотонов N выбиралось так, чтобы средне-

квадратическое отклонение решения $\sqrt{\frac{DI_{\Omega^*}(r^*)}{N}}$ не превышало 1% от значения интенсивности излучения $I_{\Omega^*}(r^*)$, проинтегрированной по времени $[DI_{\Omega^*}(r^*) - \text{дисперсия оценки } I_{\Omega^*}(r^*)]$. При вычислении многократного рассеяния излучения двойной локальной оценкой радиус вырезаемого шара составлял 10^{-2} м, а оценка смещения интенсивности излучения была меньше погрешности вычисления. Следует отметить, что представленные расчеты выполнены для облачных слоев мощностью $\Delta H = 0,3$ км, нижняя граница которых расположена на высоте 0,65 км, оси источника ω_0 и детектора ω^* излучения направлены вертикально, их центры совмещены, коэффициенты поглощения водяным паром соответствуют значению $a(0) = 1$ г/кг (если не указаны другие параметры). Гистограммы временного распределения экосигнала построены для одного импульса.

Расчет временных распределений экосигналов $I_{\Omega^*}(r^*, t)$ с $\lambda = 41,8$ мкм, отраженных атмосферным слоем и облаками типа Cu , St , Cu_1 , St_2 , St_3 (модели № 5, 7, 10, 11, 14), представлен на рис. 2.

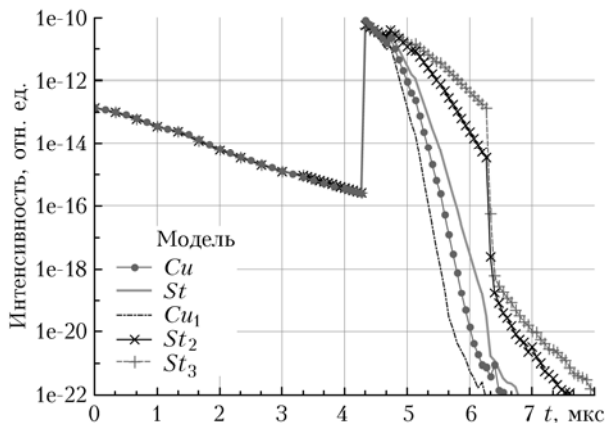


Рис. 2. Временное распределение интенсивности экосигнала ($\lambda = 41,8$ мкм), отраженного облачным слоем типа Cu , St

Аэрозольная модель атмосферы – дымка L . Абсолютные уровни амплитуд $I_{\Omega^*}(r^*, t)$ мощности экосигналов от различных типов облаков различны, градиенты их изменения зависят от ослабления σ_{cl} , при его увеличении градиент растет. Если коэффициент ослабления среды $\sigma = \sigma_{cl} + \sigma_m \leq 37$ км $^{-1}$, то сигнал, отраженный от облачных частиц по всей

глубине облака, резко уменьшается, определяя таким образом верхнюю границу облачного слоя.

На рис. 3 представлено сравнение распределений однократно рассеянного излучения (символы) и распределения полного экосигнала (сплошные линии) с $\lambda = 41,8$ и 200 мкм, отраженного облачными слоями типа St (модель № 10), Cu (№ 14) и безоблачной атмосферой с аэрозольной составляющей (дымка M). При моделировании численного эксперимента для излучения с длиной волны 200 мкм высота нижней границы облачного слоя предполагалась равной 0,3 км.

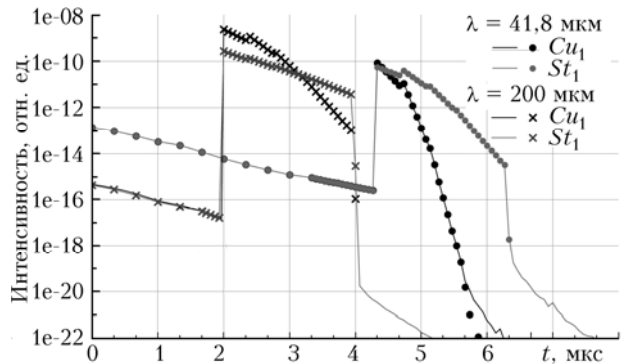


Рис. 3. Временное распределение интенсивности однократного рассеяния (символы) и полного экосигнала (сплошные линии) от облачной атмосферы. Длина волны 41,8 и 200 мкм

Из рис. 3 видно, что однократное рассеяние полностью определяет уровень сигнала от безоблачной атмосферы. Доминирующая роль первой кратности рассеяния в интенсивности излучения наблюдается для нижней границы облачного слоя до оптических толщ $\tau \leq 15$.

Временное распределение экосигналов $I_{\Omega^*}(r^*, t)$, отраженных от облачного слоя типа Cumulus Congestus (модель № 14), для различных длин волн в окнах прозрачности атмосферы показано на рис. 4. Коэффициенты ослабления и рассеяния облачными частицами даны в табл. 5, аэрозольная модель атмосферы – дымка M , коэффициенты молекулярного поглощения приведены в табл. 1. При излучении с $\lambda = 222$ и 200 мкм временная развертка отраженного экосигнала практически совпадает. Максимальный уровень мощности сигнала, который достигается при отражении нижней границей облачного слоя, наблюдается на $\lambda = 41,8; 200$ и 222 мкм. Для длин волн 118 и 142 мкм ослабление сигнала атмосферой наибольшее, поэтому и максимальный уровень мощности отраженного сигнала на 3 порядка меньше, чем для излучения с $\lambda = 41,8$ мкм.

Зависимость мощности экосигнала от массовой концентрации паров воды в атмосфере приведена на рис. 5. Сигналы с $\lambda = 41,8$ и 200 мкм отражаются от облачного слоя типа Cumulus (модель № 5) с высотой нижней границы 0,4 км, аэрозольная составляющая атмосферного слоя – дымка L , ко-

эффиценты молекулярного поглощения соответствуют массовой концентрации паров воды у поверхности Земли $a(0) = 0,5; 2$ и 4 г/кг. С увеличением количества водяного пара резко уменьшается мощность отраженного сигнала: при возрастании удельного содержания воды в 4 раза мощность отраженного излучения падает более чем в 200 раз, при возрастании в 8 раз — мощность сигнала уменьшается более чем на 4 порядка.

На рис. 6 изображены временные распределения мощности излучения с длиной волны $41,8$ мкм, отраженного облачной атмосферой (модель облака № 14, аэрозоля — дымка M , массовая концентрация паров воды у поверхности Земли $a(0) = 0,5$ г/кг)

для различных положений источника и детектора излучений. Кривая 1 — источник и приемник излучения совмещены, их оси направлены вертикально. Остальные кривые получены в случае, когда расстояние между центрами приемника и источника излучения равно 20 м, их направляющие оси ω_0 и ω^* лежат в вертикальной плоскости, образуют равные углы с горизонтальной плоскостью и пересекаются на некоторой высоте z_s (для кривой 2 $z_s = 0,7$ км, для кривых 3 и 3' $z_s = 0,8$ км, для кривой 4 $z_s = 0,9$ км). Сплошной линией отмечено суммарное многократное и однократное распределение интенсивности сигнала, символами — временное распределение однократно рассеянного излучения.

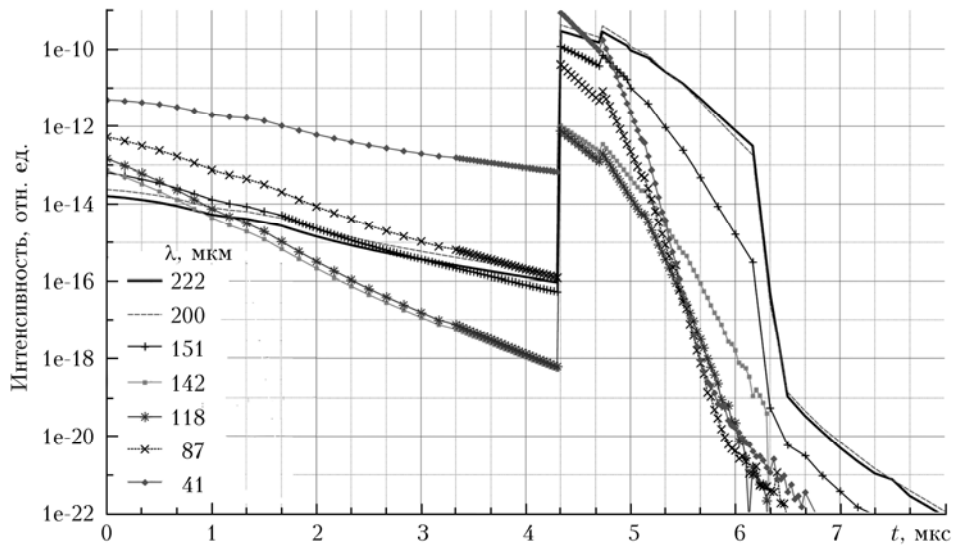


Рис. 4. Временное распределение интенсивности излучения, отраженного облачной атмосферой, для длин волн из окон прозрачности

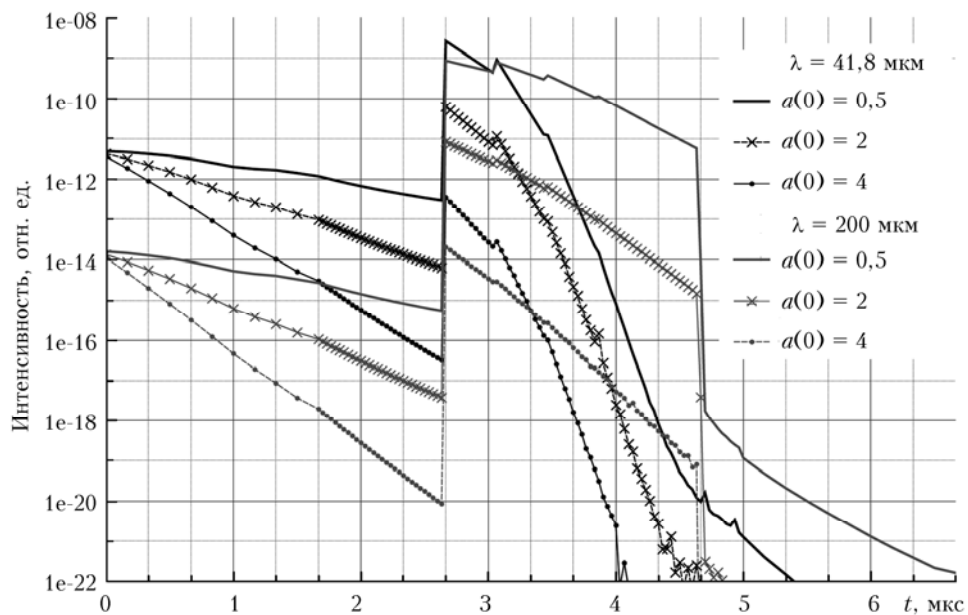


Рис. 5. Зависимость интенсивности экосигнала (длина волны $41,8$ и 200 мкм) от содержания паров воды в атмосфере

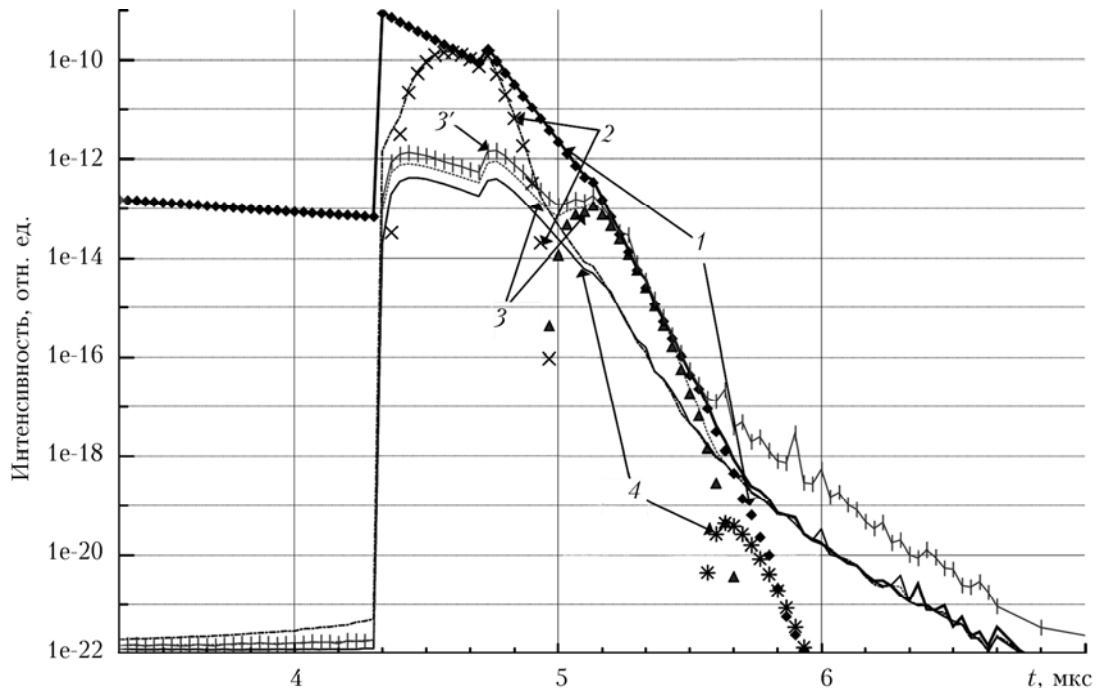


Рис. 6. Вид временного распределения экосигнала в зависимости от геометрической постановки задачи. Кривая 1 – моно-статическая схема зондирования, кривые 2, 3 (3'), 4 – бистатическая схема зондирования, оси источника и приемника излучения пересекаются на высотах 0,7; 0,8 и 0,9 км соответственно. Символами отмечено временное распределение одно-кратно рассеянного излучения, линиями – суммарное многократное и однократное распределение интенсивности экосигнала

Для $z_s = 0,8$ км представлены временные распределения интенсивности излучения для двух вариантов значений коэффициента рассеяния: кривая 3 соответствует модели облачного слоя № 14 ($q = 0,4$), для кривой 3' коэффициент рассеяния $\sigma_{cl_scat} = 33,4 \text{ км}^{-1}$, что соответствует вероятности выживания кванта излучения $q = 0,5$.

Из рис. 6 видно, что при зондировании нижней границы облачного слоя до оптической толщи $\tau \leq 15$ с использованием геометрической схемы с малой базой и малыми апертурами лидара и детектора основной вклад в интенсивность излучения в зондируемой области вносит однократное рассеяние. Значение мощности экосигнала от области, не входящей в область зондирования, определяет многократное рассеяние. Аналогичные результаты получены для моделей облачных слоев № 5, 7 и других рассматриваемых длин волн из окон прозрачности атмосферы. При зондировании облачного слоя на глубине более 250 м (случай $z_s = 0,9$ км) оценки интенсивности многократного рассеяния значительно превышают оценку интенсивности однократного рассеяния. При неизменном коэффициенте ослабления среды увеличение коэффициента рассеяния влечет рост мощности отраженного сигнала [для моно-статической схемы зондирования нижней кромки облаков уменьшение мощности отраженного излучения пропорционально уменьшению альбедо однократного рассеяния $q(z)$]. Рост значений $q(z)$ увеличивает фон многократного рассеяния.

В реальных условиях границы облачного слоя испытывают случайно-неоднородные вариации во времени и пространстве. Поэтому прямые и обратные задачи лазерного зондирования должны рассматриваться в стохастических формулировках, при которых положение облачного слоя задается в виде случайной функции пространства и времени. Рассмотрим задачу вычисления средних значений временного распределения интенсивности экосигнала $\bar{I}_{\Omega^*}^{(i)}(r^*)$ ($i = 0, \dots, n_t$) от плоского облачного слоя при вариациях нижней границы облачности h_{low} . Значения h_{low} моделируются случайно по нормальному закону распределения со средним $\bar{h}_{low} = 0,3$ км и среднеквадратическим отклонением $\sigma_{low} = 0,19$ км в диапазоне 0,1–0,5 км. В описываемых экспериментах использовалась модель облачного слоя типа Cumulus Congestus, аэрозольная модель – дымка L. На рис. 7, а представлены средние значения временного распределения мощности экосигналов с длинами волн 41,8; 151; 200 мкм для 1000 реализаций h_{low} . На рис. 7, б приведены значения коэффициента корреляции нижней границы облачного слоя h_{low} и интенсивности излучения $I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*)$ во временных интервалах $[t_{i-1}, t_i]$, $i = 1, \dots, n_t$.

Видно, что максимальные значения коэффициента корреляции превышают уровень 0,5 и увеличиваются с ростом длины волны (с уменьшением значений коэффициента ослабления облачными частицами). Коэффициенты корреляции h_{low} и сигнала $I_{\Omega^*}^{(i)}(r^*)$, отраженного безоблачной атмосферой, практически равны нулю.

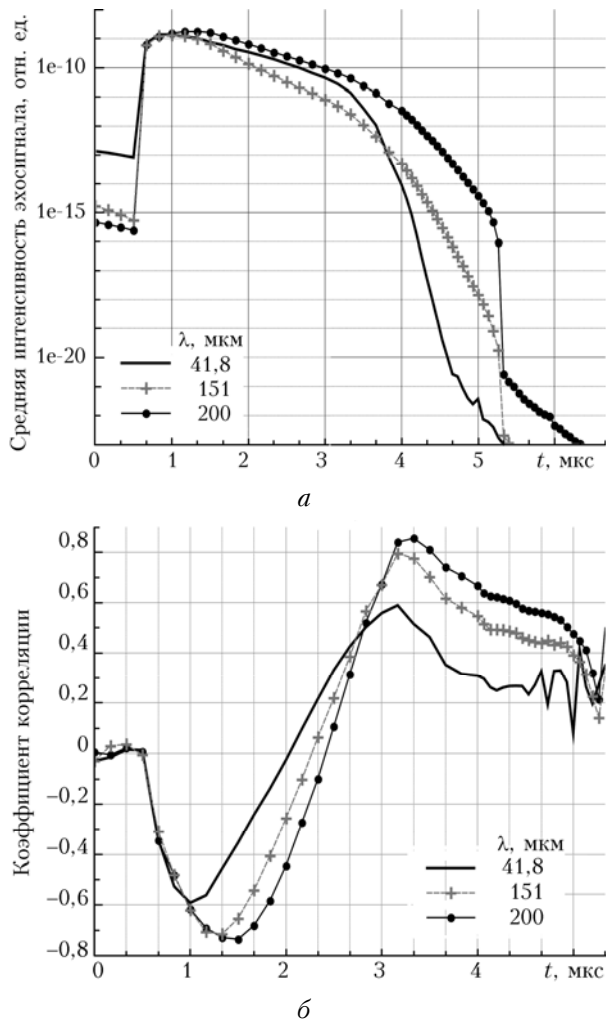


Рис. 7. Среднее значение временного распределения интенсивности эхосигнала ($\lambda = 41,8, 151, 200$ мкм), отраженного облачным слоем со случайной нижней границей (а); значения коэффициента корреляции между временным распределением интенсивности эхосигнала и высотой нижней границы облачности (б)

Заключение

Методом Монте-Карло получены численные оценки временного распределения интенсивности сигнала, излучаемого терагерцовым лидаром на базе новосибирского ЛСЭ и отраженного нижней кромкой облаков для конкретных начальных и граничных оптико-геометрических условий с учетом типа облачности и молекулярного ослабления на трассе зондирования. Проанализирована структура локационного сигнала в зависимости от типа облачности, длины волны излучения, концентрации паров воды в атмосфере, фона многократного рассеяния, вызванного явлениями вторичного рассеяния фотонов в пределах угловой апертуры приемного устройства. Вычислены средние значения временного распределения интенсивности эхосигнала при вариациях нижней границы облачного слоя.

Из анализа результатов следует, что величина коэффициента ослабления среды влияет на уровень

мощности эхосигнала. С увеличением коэффициента ослабления растет градиент изменения интенсивности отраженного сигнала. При зондировании нижней кромки облачного слоя до оптических толщ $\tau \leq 15$ основной вклад в оценку интенсивности излучения вносит однократное рассеяние. Причиной этого являются малые значения вероятности выживания кванта излучения ($q(z) \leq 0,5$). Если коэффициенты ослабления среды составляют более 60 км^{-1} , то при зондировании облачного слоя на глубине более 250 м интенсивность многократного рассеяния значительно превышает интенсивность однократного рассеяния. В этом случае для вычисления интенсивности эхосигнала целесообразно использовать локальные оценки метода Монте-Карло. При неизменном коэффициенте ослабления среды уменьшение коэффициента рассеяния и, соответственно, увеличение коэффициента поглощения приводят к уменьшению мощности отраженного сигнала. Рост значений $q(z)$ увеличивает фон многократного рассеяния. Увеличение концентрации водяного пара в атмосфере оказывает сильное влияние на уменьшение интенсивности отраженного сигнала.

Работа выполнена при поддержке интеграционного проекта СО РАН № 52, программы РАН 15.9.1.

1. Каблукова Е.Г., Лисенко А.А., Матвиенко Г.Г., Бабченко С.В., Чесноков Е.Н. Перспективы применения терагерцового лазера на свободных электронах в задачах дистанционного зондирования атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2014. Т. 27, № 8. С. 746–751.
2. Jacquinet-Husson N., Scott N.A., Chedin A., Chursin A.A. The GEISA spectroscopic database system updated for IASI direct radiative transfer modeling. // Atmos. Ocean. Opt. 2003. V.16, N 3. P. 256–261. URL: <http://ara.lmd.polytech-nique.fr/geisa>
3. Racette P., Adler R.F., Wang J.R., Gasiewski A.J., Jackson D.M., Zacharias D.S. An airborne millimeter-wave imaging radiometer for cloud, precipitation, and atmospheric water vapor studies // J. Appl. Ocean. Technol. 1996. N 13. P. 610–619.
4. Evans K.F., Evans A.H., Nolt I.G., Marshall B.T. The prospect for remote sensing of cirrus clouds with a sub-millimeter-wave spectrometer // J. Appl. Meteorol. 1999. V. 38. P. 514–525.
5. Vaneck M.D., Nolt I.G., Tappan N.D., Ade P.A.R., Gannaway F.C., Hamilton P.A., Lee C., Evans K.F., Davis J.E., Predko S. Far-infrared sensor for cirrus (FIRSC): An aircraft-based Fourier-transform spectrometer to measure cloud radiance // Appl. Opt. 2001. V. 40, N 13. P. 2169–2176.
6. Sharkov E.A. Passive Microwave Remote Sensing of the Earth: Physical Foundations. New York; Berlin; London; Paris; Tokyo: Springer PRAXIS, 2003. 613 p.
7. URL: http://act.nict.go.jp/thz/en/3/research3_e.html
8. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 298 с.
9. Фейгельсон Е.М. Радиационные процессы в слоисто-образных облаках. М.: Наука, 1964. 229 с.
10. Боровиков А.М., Гайворонский И.И., Зак Е.Г., Костарев В.В., Мазин И.П., Минервин В.Е., Хргиан А.Х., Шметер С.М. Физика облаков / Под ред. А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометиздат, 1961. 459 с.

11. *Мейсон Б.Д.* Физика облаков / Пер. с англ. под ред. В.Г. Морачевского, Е.С. Селезневой. Л.: Гидрометиздат, 1961. 542 с.
12. *Silverman B.A., Sprague E.D.* Airborne Measurements of In-Cloud Visibility // National Conference on Weather Modification of the American Meteorological Society, Santa Barbara, California, 1970.
13. *Warren S.G., Brandt R.E.* Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D14220. DOI: 10.1029/2007JD009744, 2008.
14. *Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С.* Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. М.: Наука, 1976. 282 с.
15. *Lotova G.Z.* Modification of the “double local estimate” of the Monte Carlo method in radiation transfer theory // Russ. J. Number. Anal. Math. Modelling. 2011. V. 26, N 5. P. 491–500.

E.G. Kablukova, B.A. Kargin, A.A. Lisenko, G.G. Matvienko, E.N. Chesnokov. **Numerical statistical simulation of terahertz radiation propagation in cloudiness.**

The numerical estimates of the time distribution of the terahertz LIDAR based on the Novosibirsk Free Electron Laser radiation reflected by the lower cloudiness boundary are obtained by Monte Carlo method taking into account specific initial and boundary geometrical optical conditions, the cloudiness type, and water vapor attenuation along the sensing path. The location signal structure is analyzed as dependent on the multiple scattering background, wavelengths, water vapor concentration in the atmosphere. It is shown that intensity gradient of the reflected signal grows with the attenuation coefficient. Ratios between the contributions of single and multiple scattering in the echo signal structure are estimated depending on the optical depth of sensing.