

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.1.10>

УДК: 535.23

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКИХ ОБЛАЧНЫХ СЛОЯХ

Чжао Хунли¹, Я.А. Илюшин^{1,2}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, строение 2

²Институт радиотехники и электроники В.А. Котельникова РАН,
125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7

Статья поступила в редакцию 6 ноября 2025 г.

Аннотация. В этой статье исследуются характеристики распространения лазерных импульсов в тонких слоях облаков с использованием методов численного моделирования. Исследование в первую очередь сосредоточено на влиянии микрофизических свойств облаков на поляризацию и передачу лазерных импульсов во время дистанционного зондирования атмосферы. Мы используем двойной подход, включающий как прямое численное решение уравнения переноса излучения, так и моделирование Монте-Карло, изучая сценарии с учетом и без учета эффектов поляризации. Наши результаты раскрывают важные сведения о том, как лазерные импульсы взаимодействуют с облачными слоями, что дает ценные выводы для улучшения методов зондирования атмосферы и дистанционной навигации. Исследование изучает возможность зондирования облачных слоев с помощью горизонтального лазерного зондирования с самолета, оценивая влияние толщины облаков и рассеивающих свойств на поведение как поляризованного, так и неполяризованного света. Кроме того, исследование подчеркивает важность анализа поляризации

в структурировании диффузного поля внутри облаков, что потенциально приводит к разработке новых атмосферных моделей на основе наблюдаемых характеристик распространения. Исследование способствует лучшему пониманию динамики атмосферы и поддерживает развитие методов мониторинга окружающей среды и физики атмосферы.

Ключевые слова: численное моделирование, уравнение переноса излучения, тонкие облачные слои, эффекты поляризации, моделирование Монте-Карло.

Автор для переписки: Чжао Хунли honglizhao123@gmail.com

Введение

К настоящему времени лидары прочно вошли в практику зондирования окружающей среды как с поверхности Земли, так и с летательных и космических аппаратов. Прогресс в радиоэлектронике и приборостроении привел к появлению видеорегистрирующих лидаров, способных фиксировать распределение интенсивности излучения в поле зрения с высокой разрешающей способностью во времени и пространстве. С развитием авиационной техники, в т. ч. с началом массового применения беспилотных летательных аппаратов, открываются новые возможности постановки эксперимента по лидарному зондированию нижней атмосферы. В первую очередь, становятся доступны для использования новые ракурсы освещения и наблюдения (регистрации) рассеяния оптического излучения.

В данной работе проводится теоретическое исследование некоторых из указанных возможностей. Рассматривается зондирование облачных слоев лазерным излучением в горизонтальном направлении, в т.ч. изнутри облачного слоя.

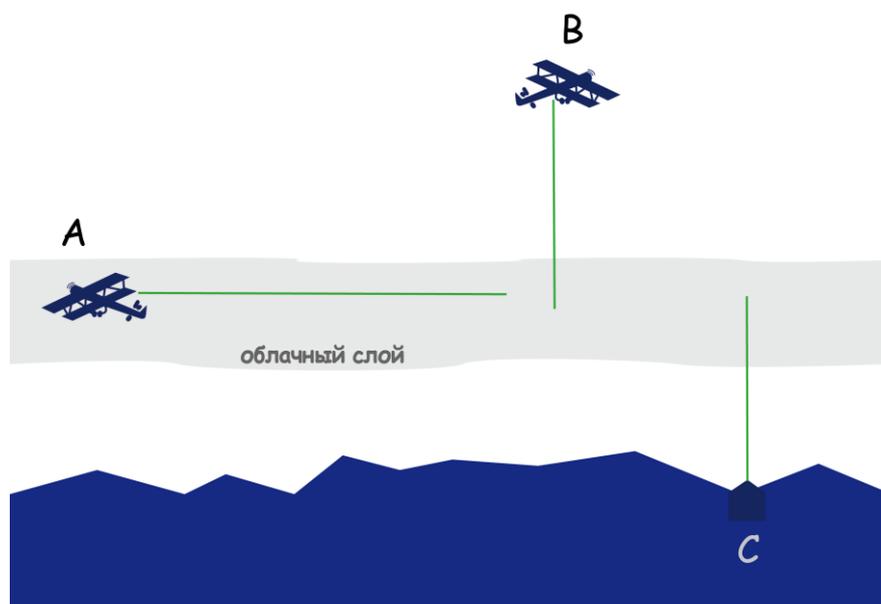


Рис. 1. Лидарное зондирование облачных слоев.
Схематическое изображение экспериментальной установки.

В работах [1-6] рассматривается распространение лазерных импульсов в плоскопараллельном облачном слое при нормальном падении лазерного излучения на поверхность слоя (рис. 1B и C) с поверхности Земли или самолета или космического аппарата. Там же обсуждается практическое применение данной методики. В данной работе мы ограничимся горизонтальными направлениями зондирования (параллельными границам плоскопараллельного слоя облаков, рис. 1A). В нашей работе мы моделируем перенос излучения в облачном слое двумя способами: прямым численным решением уравнения переноса излучения с использованием конечно-разностной схемы в дискретных координатах с учетом поляризации и методом статистического моделирования (Монте-Карло) без учета поляризации. Полученные результаты позволяют сделать вывод о зависимости поля от геометрических и микрофизических параметров слоя облачности и открывают возможность решения обратной задачи, т. е. оценки характеристик среды по данным зондирования.

1. Перенос поляризованного излучения в рассеивающей среде

Пространственное и угловое распределение интенсивности и поляризации излучения в рассеивающей среде подчиняется векторному уравнению переноса излучения (ВУПИ):

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})}{\partial t} + (\boldsymbol{\Omega} \times \nabla) \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \\ = -\varepsilon \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) + \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \hat{\chi}(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}') \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') d\Omega' + \mathbf{e}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\Omega} = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$ – единичный вектор произвольного направления, $\mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \{I, Q, U, V\}$ – вектор параметров Стокса поляризованного излучения, ε – объемный коэффициент ослабления излучения в среде, $\hat{\chi}(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}')$ – матрица рассеяния (Мюллера) среды, $\mathbf{e}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t)$ – функция источников в среде.

Падающий в направлении оси x импульсный световой луч будем считать поляризованным точечным направленным источником:

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = \mathbf{I}_0 \exp(-\varepsilon x) \delta(\boldsymbol{\Omega}) \delta(x - ct) \delta(y) \delta(z), \quad (2)$$

где $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака, \mathbf{I}_0 – состояние поляризации падающего луча. Таким образом, соответствующая функция источника ВУПИ в уравнении (1) записывается в виде:

$$\mathbf{e}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = \frac{\mathbf{I}_0}{4\pi} \exp(-\varepsilon z) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct) \hat{\chi}(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}_0), \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\Omega}_0 = (1, 0, 0)$ – направление падения луча, параллельное к оси x . Моделирование пространственного и углового распределения интенсивности и поляризации излучения в среде проводится путем численного решения уравнения (1) в данной области среды с соответствующими граничными условиями на границах среды.

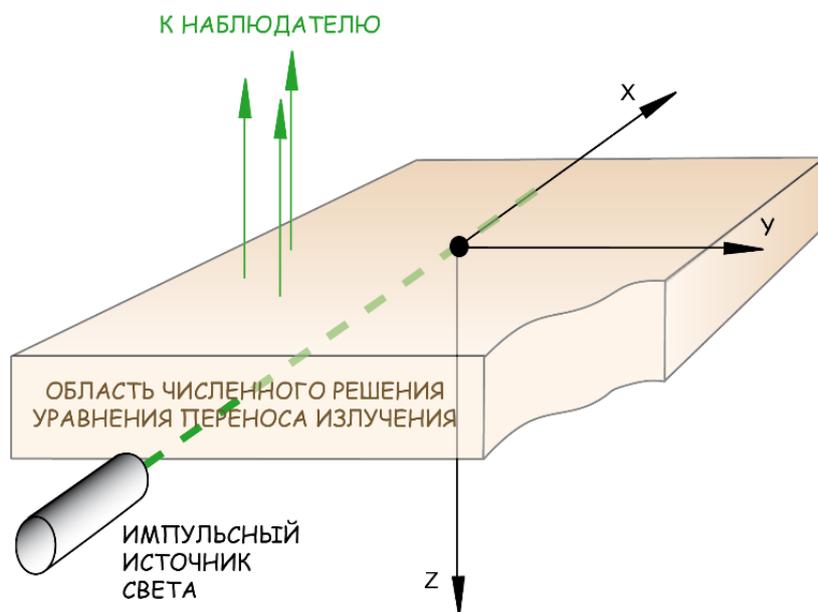


Рис. 2. (В цвете онлайн) Схематическое изображение численного моделирования переноса излучения.

В настоящей работе векторное уравнение переноса излучения в прямоугольной области трехмерной среды (рис. 2):

$$\begin{cases} 0 < x < X \\ 0 < y < Y, \\ 0 < z < Z \end{cases} \quad (4)$$

решалось методом дискретных ординат.

Соответствующее дискретизованное уравнение переноса излучения имеет вид:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{I}_i + \mu_{xi} \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{I}_i + \mu_{yi} \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{I}_i + \mu_{zi} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{I}_i = -\varepsilon \mathbf{I}_i + \sum_{l,j} \hat{x}(\mathbf{\Omega}_i, \mathbf{\Omega}_j) a_j \mathbf{I}_j + \mathbf{e}_i(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где $\mathbf{\Omega}_i = \{\mu_{xi}, \mu_{yi}, \mu_{zi}\}$ – единичный вектор направления, i – узлы сферической квадратурной формулы [7], a_j – квадратурные веса. Дискретизованная функция источников $\mathbf{e}_i(\mathbf{r}, t)$ равна:

$$\mathbf{e}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{I_0}{4\pi} \exp(-\varepsilon z) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct) \hat{x}(\mathbf{\Omega}_i, \mathbf{\Omega}_0). \quad (6)$$

На границах области среды заданы граничные условия нулевой приходящей яркости:

$$I_i \equiv I(\Omega_i = 0), \text{ при } \Omega_i \cdot \mathbf{n} > 0, \quad (7)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор внутренней нормали к границе среды.

Интеграл рассеяния на сфере рассчитывался по квадратурной формуле Гаусса для сферы 29-го порядка точности с 302 узлами [7].

Матрица рассеяния рассчитана для длины волны $\lambda = 532$ нм для модели облака СЗ [8]. Размеры капель воды в облаке подчиняются модифицированному гамма-распределению:

$$n(r) = ar^\alpha \exp(-br^\gamma), \quad 0 \leq r \leq \infty, \quad (8)$$

где n – концентрация капель в см^{-3} , r – радиус капли в мкм, $a = 5,5556$, $b = 1/3$, $\alpha = 8$, $\gamma = 3$. Матрица рассеяния отдельных капель рассчитывалась с помощью алгоритма Т-матрицы [9] для различных значений радиусов, а затем усреднялась согласно статистическому распределению (8). Для длины волны $\lambda = 532$ эта модель дает коэффициент объемного рассеяния $\mu_s = 0,0029 \text{ м}^{-1}$ и параметр анизотропии рассеяния $g = 0,83$.

Уравнение (5) было решено с использованием схемы со встречными разностями [10]. Для решения применялся ранее разработанный код для моделирования переноса поляризованного теплового радиоизлучения в анизотропной среде с дихроизмом [5,11]. Для регуляризации сильной анизотропии фазовых функций рассеяния с большими параметрами g , элементы матриц рассеяния в прямом направлении $\hat{\chi}(\Omega_i, \Omega_i')$ были перенормированы в соответствии со сферической квадратурной формулой, использованной для моделирования, т. е. фазовые функции рассеяния были эффективно закруглены в направлении вперед.

2. Результаты моделирования

Проведенное в данной работе исследование проведено по общей схеме, аналогично [5]. Она предусматривает одновременный анализ численных решений уравнения переноса излучения различных типов. Для нескольких вероятных возможных ситуаций проводится моделирование переноса поляризованного излучения дискретно-ординатным кодом, после чего для поиска возможных закономерностей в зависимостях наблюдаемого распределения поля от исходных параметров модели проводится обширная серия расчетов методом Монте-Карло с последующей интерпретацией результата.

При этом, следуя [5], используется дискретно-ординатное и статистическое решение уравнения переноса излучения с учетом поляризации и без нее соответственно. При этом мы надеемся, что поляризационный анализ позволит структурировать диффузное поле и выделить в нем компоненты с преимущественным типом распространения/рассеяния (баллистическое, малоугловое, диффузное и т. д.), как это было сделано в [5]. При успешной структуризации диффузного поля, возможно, удастся построить на этой основе приближенную аналитическую модель, качественно объясняющую выявленные эффекты в развитии динамики светового поля в домене. Дальнейшую проверку построенной модели предполагается провести в сравнении с численным решением скалярного УПИ методом статистического моделирования (Монте-Карло).

Результаты расчетов численного решения УПИ методом дискретных ординат представлены на рис. 3, 4, 5.

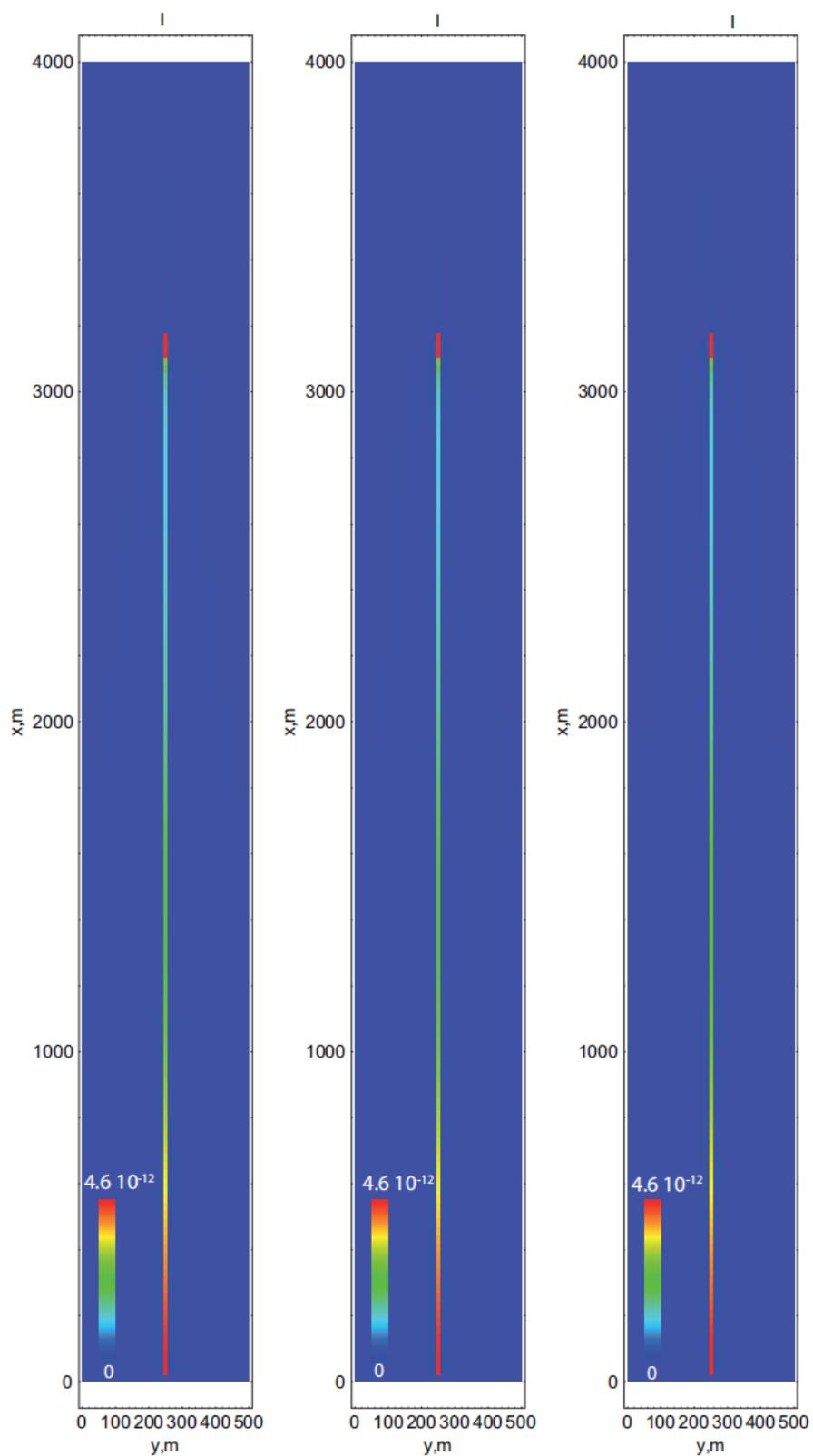


Рис. 3. Пример распространения импульса в облачном слое.

Интенсивность наблюдаемого выходного излучения I (неполяризованное падающее излучение (слева), круговая поляризация падающего излучения $V = 1$ (посередине), линейная поляризация падающего излучения $Q = 1$ (справа)).

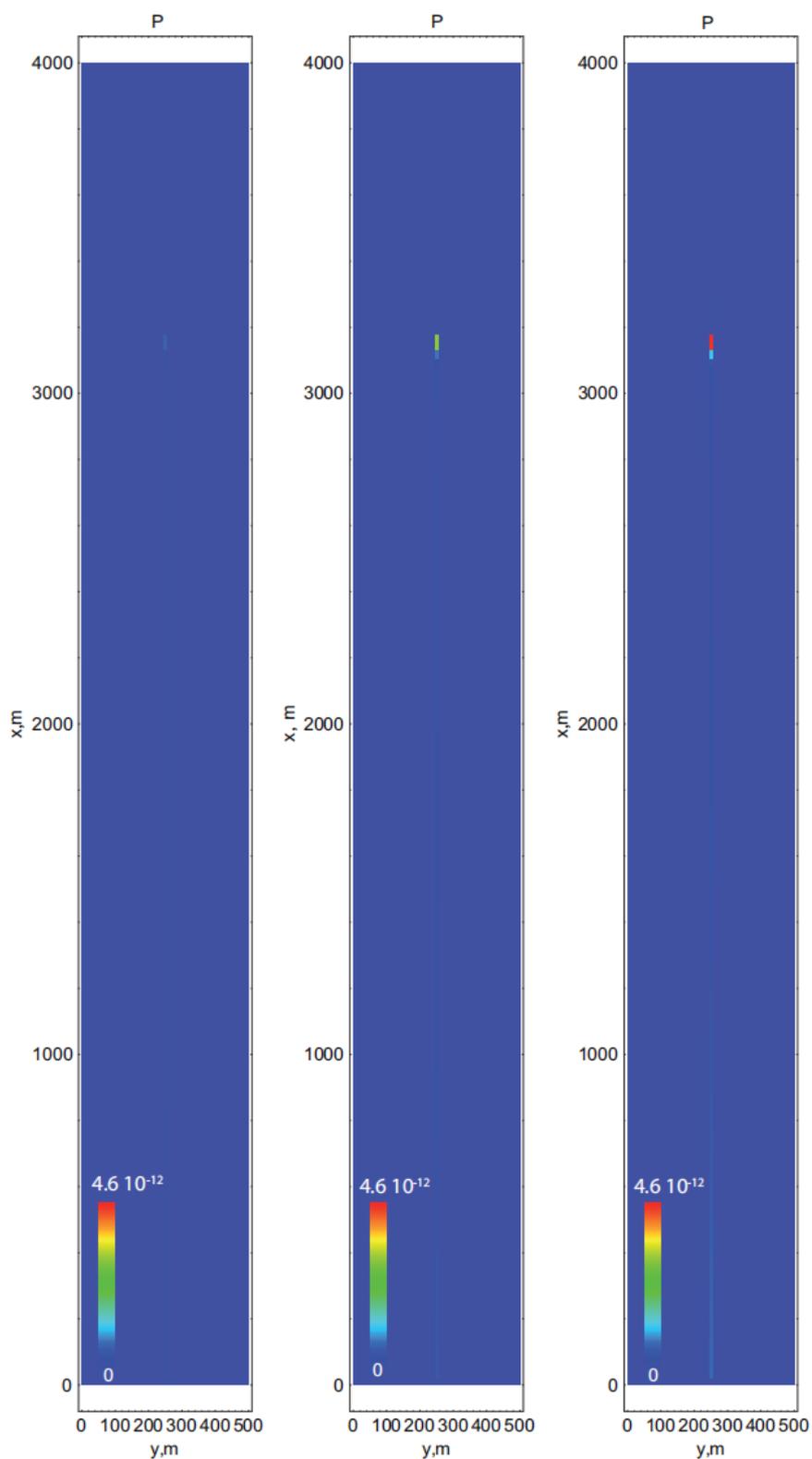


Рис. 4. Пример распространения импульса в облачном слое. Поляризованная часть интенсивности $P = I_p$ (неполяризованное падающее излучение (слева), круговая поляризация падающего излучения $V = 1$ (посередине), линейная поляризация падающего излучения $Q = 1$ (справа)).

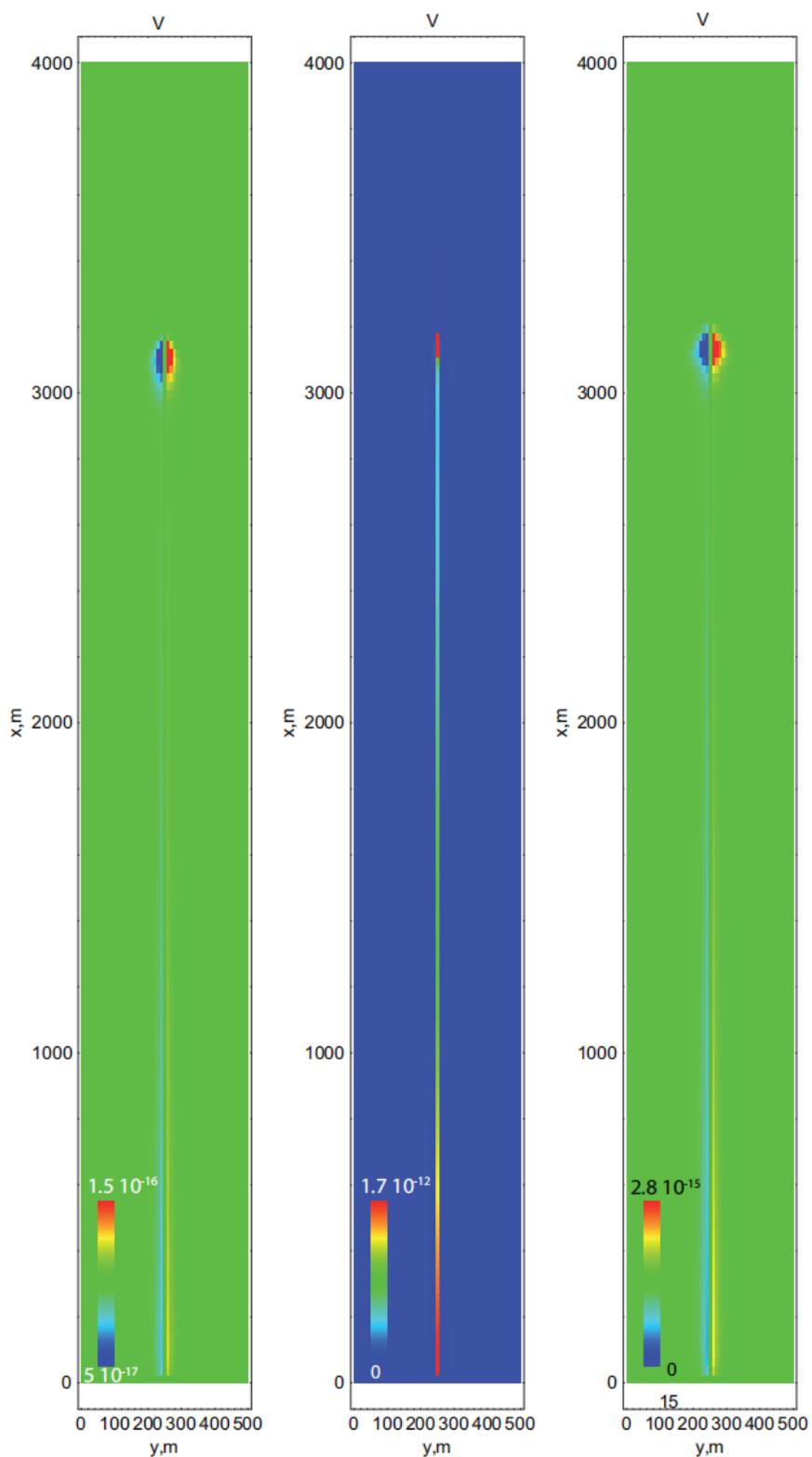


Рис. 5. Пример распространения импульса в облачном слое. Четвертый элемент Стокса V (неполяризованное падающее излучение (слева), круговая поляризация падающего излучения $V = 1$ (посередине), линейная поляризация падающего излучения $Q = 1$ (справа)).

Для различных состояний поляризации падающего излучения от лазерного источника показаны интенсивность I , поляризованная часть интенсивности $P = I_p$ (p – степень поляризации) и четвертый параметр Стокса V излучения, выходящего через поверхность облачного слоя в различные моменты времени. Размер области численного решения УПИ составляет $4000 \text{ м} \times 500 \text{ м} \times 50 \text{ м}$. Импульсное лазерное излучение падает на боковую грань области, параллельную длинной стороне. Для упрощения визуального анализа результатов расчетов интенсивность I и поляризованная часть интенсивности $P = I_p$ показаны в одной цветовой шкале.

Хотя лазерное излучение, как правило, поляризовано, мы также рассмотрели случай неполяризованного падающего излучения.

Аналогично результатам [5], на представленных рисунках видно, что круговая поляризация падающего излучения сохраняется и в наблюдаемом уходящем излучении после многих актов рассеяния в среде, в соответствии с общими законами многократного рассеяния поляризованного излучения, известными ранее (рис. 5). Это касается и линейной поляризации (рис. 4), но в меньшей степени в соответствии с теми же закономерностями.

Характерных структурных элементов в распределении уходящего излучения, таких как динамическое кольцевое гало [5], в рассмотренной ситуации выделить не удаётся. Это ограничивает разработку приближенной аналитической модели.

По этой причине мы непосредственно интерпретируем результаты статистического моделирования переноса излучения без какого-либо их предварительного теоретического модельного описания.

Решение скалярного УПИ без учета поляризации излучения позволяет выявить качественные закономерности в динамике нестационарного поля излучения, несмотря на систематические погрешности, характерные для скалярного УПИ. При этом алгоритм статистического моделирования не характеризуется артефактами, свойственными методу дискретных ординат, и является достаточно производительным, что позволяет проводить большой

объем вычислений за обозримое время и охватывать широкий диапазон параметров исследуемой задачи при анализе.

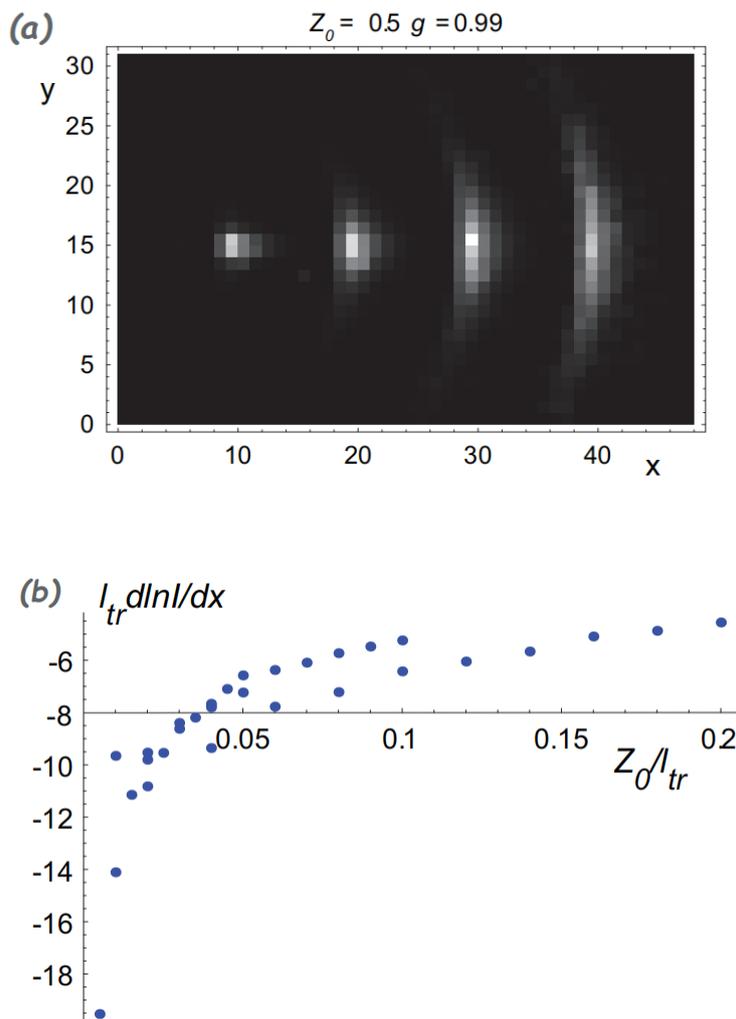


Рис. 6. (а) Пример результатов статистического моделирования переноса излучения в облачном слое. Интенсивность I , выходящая через поверхность плоскопараллельного слоя в различные последовательные моменты времени с равными шагами. Для обеспечения визуального отображения нормализация интенсивности индивидуальна для каждого момента.

(б) скорости спада интенсивности выходного излучения с расстоянием для различной толщины облачного слоя, выявленные в результате статистического моделирования переноса излучения.

Нами проведена большая серия расчетов переноса излучения в плоском слое для заданной конфигурации источника и среды при различных значениях толщины слоя и параметра асимметрии рассеяния g в нем. В расчетах методом Монте-Карло слой предполагается бесконечно широким во всех направлениях, при этом источник излучения находится внутри рассеивающей среды. Типичный

пример результатов расчетов приведен на рис. 6. (а). Он отображает распределение выходной интенсивности по поверхности слоя в несколько различных последовательных моментов времени. Для наглядного отображения на одном графике нормировка яркости индивидуальна для каждого момента.

На рис. 6. (b) показатели экспоненциального затухания выходной интенсивности $d \ln I / d(z / l_{tr})$ с расстоянием нанесены на график в зависимости от толщины облачного слоя в единицах транспортной длины. Можно видеть, что константа затухания зависит в основном от безразмерной нормированной толщины слоя z_0 / l_{tr} в широком диапазоне изменения параметра асимметрии g от 0.9 до 0.99, что соответствует десятикратному изменению транспортной длины. Это позволяет экспериментально измерить толщину облачного слоя, основываясь на наблюдении за уменьшением интенсивности выходного излучения.

Заключение

Исследована возможность зондирования лазерным импульсом облачных слоев в горизонтальных направлениях. Проведено компьютерное моделирование распространения импульса в облачном слое путем прямого численного решения уравнения переноса излучения с учетом поляризации (конечно-разностная схема) и без учета поляризации (статистическое моделирование методом Монте-Карло). Для различных состояний поляризации падающего импульса изучена поляризация поля рассеянного излучения в облачном слое. Проведены численные оценки спада интенсивности рассеянного поля со временем и пройденным расстоянием в зависимости от толщины облачного слоя. Показана возможность оценки толщины облачного слоя по наблюдениям динамики спада интенсивности рассеяния.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [12].

Литература

1. Cahalan R.F., McGill M., Kolasinski J., et al. THOR---Cloud thickness from offbeam lidar returns // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2005. V. 22, N 5. P. 605-627.
2. Polonsky I.N., Love S.P., Davis A.B. Wide-angle imaging lidar deployment at the ARM Southern Great Plains site: Intercomparison of cloud property retrievals // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2005. V. 22, N 6. P. 628-648.
3. Prigarin S.M., Aleshina T.V. Monte Carlo simulation of ring-shaped returns for CCD LIDAR systems // *Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling*. 2015. V. 30, N 4. P. 251-257.
4. Prigarin S.M. Monte Carlo simulation of the effects caused by multiple scattering of ground-based and spaceborne lidar pulses in clouds // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2017. V. 30, P. 79-83.
5. Ilyushin Y.A. Transient polarized radiative transfer in cloud layers: numerical simulation of imaging lidar returns // *JOSA A*. 2019. V. 36, N 4. P. 540-548.
6. Ilyushin Y.A. Dynamic backscattering halo of pulsed laser beams in thin cloud layers // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2019. V. 62, N 3. P. 192-200.
7. Lebedev V.I. Quadrature formulas for the sphere of 25th to 29th order accuracy // *Sibirsk. Mat. Zh.* 1977. V. 18, N 1. P. 132–142.
8. Deirmendjian D. Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. American Elsevier Pub. Co. 1969. 290 p.
9. Moroz A. Improvement of Mishchenko's T-matrix code for absorbing particles // *Applied Optics*. 2005. V. 44, N 17. P. 3604-3609.
10. Robert D.R., Morton K.W. *Difference Methods for Initial-Value Problems* / Bers L., Courant R., Stoker J.J. Interscience Publishers. 1967. 262 p.
11. Ilyushin Y.A., Kutuza B.G. Influence of a spatial structure of precipitates on polarization characteristics of the outgoing microwave radiation of the atmosphere // *Izvestiya - Atmospheric and Oceanic Physics*. 2016. V. 52, P. 74-81.

12. Sadovnichy V., Tikhonravov A., Voevodin V., et al. "Lomonosov": supercomputing at Moscow state university // Contemporary High Performance Computing. 2017. P. 283-307.

Для цитирования:

Чжао Хунли, Илюшин Я.А. Численное моделирование распространения импульсов лазерного излучения в тонких облачных слоях. // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – №. 1. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.1.10>