

Научная статья

УДК 523.64

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

ОКОЛОЯДЕРНАЯ АТМОСФЕРА КОМЕТЫ 67Р/ЧУРЮМОВА – ГЕРАСИМЕНКО В МОМЕНТ ВСТРЕЧИ С ЗОНДОМ РОЗЕТТА

В. В. Захаров¹, А. В. Родионов², И. С. Томилин³, Н. Ю. Быков³ □

¹Лаборатория "LIRA" Парижской обсерватории, Парижский университет науки и литературы, Университет Сорбонны, Национальный центр научных исследований

Франции, г. Медон, Франция;

²Российский федеральный ядерный центр –

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
г. Саров Нижегородской области, Россия;

³Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия;

□ nbykov2006@yandex.ru

Аннотация. Проведено моделирование многокомпонентной атмосферы кометы с ядром сложной формы. Геометрия и интегральные параметры газопроизводительности ядра соответствуют условиям кометы 67Р/Чурюмова – Герасименко в момент встречи с зондом «Розетта». Для моделирования применялись как газодинамические методы, предполагающие численное решение систем уравнений Эйлера и Навье – Стокса, так и кинетический подход на базе решения уравнения Больцмана. Проанализирована структура течения в окрестности ядра, выполнена оценка возможности применения газодинамических методов для расчета разреженной атмосферы, проведен анализ необходимости учета поступательно-вращательной неравновесности для интерпретации известных результатов наблюдений.

Ключевые слова: околоядерная атмосфера кометы, комета 67Р/Чурюмова – Герасименко, разреженное течение, численное моделирование

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 24-12-00299 (<https://rscf.ru/projekt/24-12-00299>).

Для цитирования: Захаров В. В., Родионов А. В., Томилин И. С., Быков Н. Ю. Околоядерная атмосфера кометы 67Р/Чурюмова – Герасименко в момент встречи с зондом Розетта // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. Т. 18. № 4. С. 48–60. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

THE NEAR-NUCLEUS ATMOSPHERE OF COMET 67P/CHURYUMOV – GERASIMENKO AT THE MOMENT OF ITS RENDEZVOUS WITH THE ROSETTA SPACE PROBE

V. V. Zakharov¹, A. V. Rodionov², I. S. Tomilin³, N. Yu. Bykov³ □

¹ LIRA, Observatoire de Paris, Université Paris Sciences et Lettres, Sorbonne Université,
CNRS, Meudon, France;



² Russian Federal Nuclear Center All-Russian Research Institute of Experimental Physics,
Sarov, Russia;

³ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia
✉ nbykov2006@yandex.ru

Abstract. The multicomponent atmosphere of a comet with a complex-shaped nucleus has been simulated. The geometry and integral parameters of the gas production of the nucleus correspond to the conditions of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko at the moment of its rendezvous with the Rosetta probe. The simulation was performed using both gas-dynamic methods, which involve numerical solution of the Euler/Navier – Stokes equations, and the kinetic approach based on the solution of the Boltzmann equation. The flow structure in the vicinity to the nucleus was analyzed, the applicability of gas-dynamic methods for prediction of a rarefied atmosphere was assessed, and the importance of considering translational-rotational nonequilibrium for interpreting observational data was analyzed.

Keywords: near-nucleus atmosphere of comet, comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, rarefied flow, numerical simulation

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 24-12-00299 (<https://rscf.ru/project/24-12-00299>)).

For citation: Zakharov V. V., Rodionov A. V., Tomilin I. S., Bykov N. Yu., The near-nucleus atmosphere of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko at the moment of its rendezvous with the Rosetta space probe, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics, 18 (4) (2025) 48–60. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Кометы – это малые тела Солнечной системы с большим содержанием первородного льда, состав которых мог оставаться неизменным с момента их образования в протопланетном диске. Под действием солнечного излучения ядро нагревается, лед сублимирует, и продукты сублимации покидают ядро, истекая в космическое пространство и образуя кометную атмосферу. Исследования состава и структуры кометных ядер дают важную информацию об эволюции Солнечной системы и процессах формирования планет [1, 2].

В отсутствие возможности непосредственного исследования кометного ядра, данные по структуре и составу ядра можно получать лишь на основе информации о динамике, структуре и составе околоядерной атмосферы кометы (комы). Такая информация накапливается благодаря наблюдениям за кометами как с больших расстояний с использованием телескопов, находящихся на поверхности Земли или на околоземных орbitах, так и с относительно малых расстояний (например, с использованием космических зондов).

Получение данных о физических характеристиках ядра посредством измерений состава и параметров околоядерной атмосферы нуждается в физической модели, связывающей процессы внутри и на поверхности ядра с процессами, протекающими в околоядерной атмосфере. Создание такой модели, интерпретация данных наблюдений, а также оптимизация программы наблюдений требует детального понимания структуры комы и закономерностей поведения ее компонентов. С этой целью в настоящей работе рассматривается один из возможных вариантов газовой атмосферы кометы, находящейся на относительно большом расстоянии от Солнца.

Моделирование динамики атмосферы представляет собой нетривиальную вычислительную задачу. В общем случае необходимо рассматривать трехмерные нестационарные процессы в широком диапазоне параметров. Поскольку продукты газопроизводительности ядра истекают в вакуум, течение в атмосфере кометы характеризуется наличием областей неконтинуального и неравновесного течения. Поэтому для описания таких течений необходимо использовать как континуальные модели (уравнения Эйлера, Навье – Стокса), так и кинетические (уравнение Больцмана). Кроме того, для формулировки

граничных условий у поверхности ядра, для континуальных методов требуется решить проблему кнудсеновского слоя (приповерхностный слой, в котором происходит релаксация изначально немаксвелловской функции распределения по скоростям молекул, эмитируемых с поверхности, к равновесной максвелловской функции). Кинетические методы, например метод прямого статистического моделирования Монте-Карло (англ. the Direct Simulation Monte Carlo (DSMC)), позволяющие физически корректно проводить моделирование разреженных и неравновесных течений, намного более трудоемки для вычислений, чем газодинамические методы.

В качестве примера, для моделирования в настоящей работе выбрана комета 67Р/Чурюмова – Герасименко (далее для краткости – 67Р) как наиболее детально изученная в ходе программы Европейского космического агентства «Розетта» [3, 4]. Выбранное гелиоцентрическое расстояние соответствует моменту встречи зонда «Розетта» с кометой, когда газопроизводительность ядра еще далека от максимальной (в перигелии) и полные эмиссии разных компонентов сравнимы.

Цели настоящей работы следующие:

- (i) определение структуры течения в окрестности ядра кометы 67Р на гелиоцентрическом расстоянии порядка 3 а.е.;
- (ii) оценка возможности расчета возникающего течения на базе уравнений Эйлера и/или Навье – Стокса;
- (iii) анализ необходимости учета поступательно-вращательной неравновесности при моделировании динамики атмосферы комет.

Постановка задачи

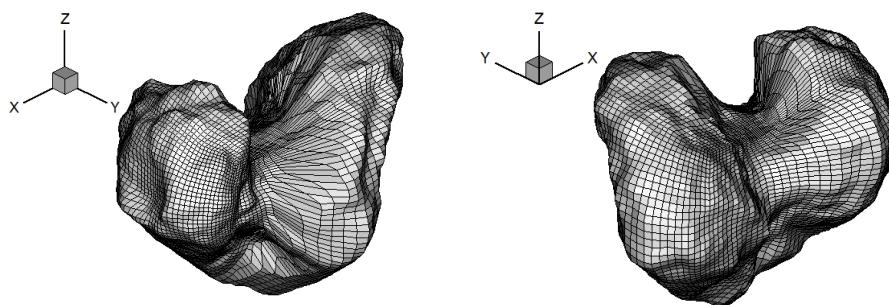


Рис. 1. Модель формы ядра кометы 67Р/Чурюмова – Герасименко “RMOC shape 3”
(показаны 3D-виды на ядро с двух ракурсов вокруг оси Z)

Рассматривается расчетная область, где внутренняя (входная) граница – это поверхность ядра, а внешняя (выходная) – это поверхность сферы с радиусом 35 км, описанная вокруг ядра. Геометрия ядра (рис. 1) соответствует форме “RMOC shape 3” – одной из первых реконструкций ядра кометы 67Р. Эквивалентный радиус этой формы $R_n = 1,7$ км.

Предполагается, что ядро вращается вокруг оси z с периодом вращения 12,4 ч. Рассматриваемая область моделирования имеет протяженность 35 км в радиальном направлении, а характерная скорость течения в области – более 100 м/с, т.е. время пролета молекул от поверхности до внешней границы области моделирования составляет менее 350 с. За это время положение ядра изменяется менее, чем на 3° . Поэтому в данной работе предполагалось, что смена положения Солнца за время установления течения в рассматриваемой области не оказывает заметного влияния на распределение газопроизводительности поверхности и для описания течения в коме используются стационарные решения.

Предполагается, что ядро состоит из смеси льдов воды, моноксида и диоксида углерода (H_2O , CO и CO_2), а также тугоплавких компонентов. Соответствующие льды имеют разные температуры сублимации. Согласно работе [5], лед H_2O находится на поверхности, а льды CO и CO_2 залегают в ядре на некоторой глубине. Таким образом, сублимация молекул воды происходит непосредственно с поверхности кометного ядра, а молекулы моноксида и диоксида углерода диффундируют из глубины ядра.



Модель эмиссии H_2O предполагает, что поверхность кометы покрыта большим числом малоразмерных ледяных участков с интегральной долей f от площади поверхности; в данной работе принято, что $f = 0,033$ и эта доля постоянна по всей поверхности ядра.

Солнечный тепловой поток, приходящийся на единицу освещенной (незатененной) поверхности ядра, следует выражению

$$E_{in} = (1 - A) \cdot c_{sun} \cdot \max(0, \cos \theta) / r_h^2, \quad (1)$$

где A – визуальное альбедо (принималось $A = 0,05$); c_{sun} – поток энергии солнечного излучения на гелиоцентрическом расстоянии $r_h = 1$ а.е., $c_{sun} = 1360 \text{ Вт/м}^2$; θ , рад, – угол между локальной нормалью к поверхности и направлением на Солнце.

Уравнение баланса энергии на ледяной поверхности предполагает, что энергия, падающая на поверхность, расходуется на тепловое излучение и сублимацию молекул H_2O (теплообменом с внутренними слоями ядра и участками поверхности, не покрытыми льдом, пренебрегается):

$$E_{in} = \varepsilon_n \cdot \sigma_B \cdot T_I^4 + L_s \cdot Z_{0,(\text{H}_2\text{O})}, \quad (2)$$

где T_I , К, – температура льда на поверхности кометы; ε_n – коэффициент излучения поверхности ядра, $\varepsilon_n = 0,9$; σ_B , $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$, – постоянная Стефана – Больцмана; $Z_{0,(\text{H}_2\text{O})}$, $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, – массовый поток молекул воды с единичной площади ледяного участка поверхности; L_s , Дж/кг, – скрытая теплота сублимации льда.

Молекулы воды, сублимирующие с поверхности ядра, имеют полумаксвелловское распределение по скоростям (т.е. среднемассовая скорость течения полагается нулевой, а влетающие молекулы имеют компоненту скорости, перпендикулярную к поверхности, – больше нуля). Вследствие межмолекулярных столкновений распределение по скоростям релаксирует (если столкновений достаточно) к равновесному максвелловскому распределению в слое над поверхностью (слой Кнудсена). Для использования континуальных методов необходимо определить параметры газа на верхней границе кнудсеновского слоя. С учетом того, что радиус ядра намного превышает толщину кнудсеновского слоя, в данной работе используется аналитическое решение для плоскопараллельного кнудсеновского слоя, полученное Карло Черчиньяни [6] из решения уравнения Больцмана:

$$Z_{0,(\text{H}_2\text{O})} = \frac{p_s(T_I)}{\sqrt{k_B T_0 / m}} \cdot \sqrt{2} \cdot S \cdot \left\{ \frac{1}{2} - S \sqrt{\frac{T_0}{\pi T_I}} + \left[\left(S^2 + \frac{1}{2} \right) \sqrt{\frac{T_0}{T_I}} - \frac{S\sqrt{\pi}}{2} \right] \text{erfc}(S) \exp(S^2) \right\}; \quad (3)$$

$$\sqrt{\frac{T_0}{T_I}} = \sqrt{1 + \left(\frac{S\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^2} - \frac{S\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \quad (4)$$

где k_B , Дж/К, – постоянная Больцмана; m , кг, – масса молекулы воды; T_0 , К, – температура газа; S – безразмерная скорость на верхней границе кнудсеновского слоя, $S = u_0 / \sqrt{2k_B T_0 / m}$ (u_0 , м/с – скорость); $p_s(T_I)$, Па, – давление насыщенного водяного пара; γ – показатель адиабаты.

Поток молекул воды с поверхности, имеющей ледяные участки и не покрытые льдом, определяется как произведение $f Z_{0,(\text{H}_2\text{O})}$.

Выражения (3) и (4) зависят от параметра, определяющего влияние атмосферы кометы на поток, истекающий с поверхности кометы. В качестве такого параметра используется локальное число Маха у поверхности:

$$M_0 = S \sqrt{2/\gamma} (M_0 \leq 1).$$

Модель эмиссии монооксида и диоксида углерода предполагает, что сублимация льда происходит внутри ядра и молекулы диффундируют из глубины через поры на поверхность. С учетом большой неопределенности (отсутствие данных наблюдений) в

параметрах структуры поверхностного слоя, в данной работе используется простейшая модель, позволяющая качественно воспроизвести интегральные характеристики наблюдаемой активности ядра. Считается, что поток эмиссии складывается из двух частей (в определенной пропорции):

равномерно распределенной по всей поверхности,
пропорциональной падающему солнечному излучению.

Первая часть связана с низкой температурой сублимации CO и CO₂ (у воды она значительно выше). Для сублимации CO, CO₂ температура в поверхностном слое в течение периода вращения остается довольно высокой даже на ночной стороне.

Вторая часть связана с изменением потока сублимации из-за нагрева поверхности, пропорционального падающему солнечному излучению.

Таким образом, величина потока, истекающего с единичной площади поверхности, выражается как

$$Z_J = Q_J \left[\frac{a_{0,J}}{A_{ext}} + \frac{(1-a_{0,J})}{A_{\odot}} \max(0, \cos \theta) \right], \quad (5)$$

где индекс J относится к CO или CO₂; Q_J , кг/с – полный поток компонента J с поверхности кометы (входной параметр модели); A_{ext} , A_{\odot} , м² – общая площадь поверхности и площадь освещенного сечения ядра, соответственно; $a_{0,J}$ – доля эмиссии, равномерно распределенной по поверхности (в данной работе $a_0 = 0,11$).

Модели газовой эмиссии, использованные в настоящей работе, являются простейшими с минимальным числом параметров. Однако способность этих моделей описывать интегральное и качественное изменение газопроизводительности у различных комет подтверждена в ряде работ (см., например, работы [5, 7 – 10]). В работе [5] параметры моделей подгонялись для согласования с данными измерений *in situ* (вдоль траектории зонда) состава и плотности атмосферы, а также изменения полной газопроизводительности ядра. Эти простейшие модели (без учета теплопроводности внутри ядра) позволяют получать удовлетворительное согласие с данными наблюдений для определенного угла между осью вращения ядра и направлением на Солнце, т.е. только для определенного участка траектории кометы и ограниченного временного промежутка.

Начальной поверхностью для решения уравнений Эйлера и Навье – Стокса служит верхняя граница кнудсеновского слоя, толщина которого считается пренебрежимо малой, по сравнению с радиусом ядра, поэтому геометрическое положение этой границы совпадает с поверхностью ядра. Предполагается, что поток эмиссии направлен перпендикулярно от поверхности. По величинам потока эмиссии и температуры, полученным на верхней границе кнудсеновского слоя, и числу Маха M_0 (задано у поверхности) можно вычислить остальные параметры газа (плотность, давление, скорость) для расчета континуальными методами.

На внешней границе области моделирования (сфера радиуса 35 км вокруг ядра) ставилось условие свободного вытекания. Радиальная составляющая скорости – сверхзвуковая, и такое граничное условие является корректным.

При континуальном описании течения, в настоящей работе решается система уравнений Эйлера или Навье – Стокса – Фурье (для вязкой теплопроводной сжимаемой жидкости).

Для расчета уравнений газовой динамики используется схема типа Годунова второго порядка точности, предложенная Родионовым и описанная в работе [11]. Указанная схема имеет отличительную черту: для получения второго порядка точности по пространству используется линейное распределение параметров внутри каждой ячейки (с применением реконструкций-ограничителей Колгана или ван Лира). Второй порядок по времени достигается благодаря использованию процедуры типа предиктор-корректор. Расчеты задач проводятся методом установления по времени, когда стационарное течение находят путем длительного расчета нестационарного течения.

В случае решения уравнений Навье – Стокса их правые части (члены, описывающие процессы вязкости, теплопроводности и диффузии компонентов смеси) аппроксимируются явным образом с использованием центральных разностей. В отличие от решения



уравнений Эйлера, здесь может возникать проблема моделирования сильно разреженной комы, когда диссипативные процессы (правые части уравнений Навье – Стокса) начинают доминировать над конвективными процессами (перетекание вещества между ячейками). В таких случаях расчеты в рамках уравнений Навье – Стокса не приводят к стационарному решению.

Для кинетического описания течения используется метод DSMC [12, 13], который представляет собой стохастический метод решения уравнения Больцмана. Метод DSMC не требует специального выделения кнудсеновского слоя, и значения потока эмиссии и температуры для H_2O следуют из решения уравнения (2), а для CO и CO_2 – из уравнения (5). Вылет молекул с поверхности описывается полумаксвелловской функцией распределения по скоростям, т.е. скорости влетающих молекул соответствуют функции Максвелла с нулевой средней скоростью и имеют только положительную компоненту скорости, перпендикулярную к поверхности.

При моделировании DSMC, для частиц применялась модель твердых сфер переменного диаметра (англ. Variable Hard Sphere (VHS)) и схема столкновений без счетчика времени (англ. no-time-counter (NTC)) [12]. Для описания поступательно-вращательного энергообмена использовалась модель Ларсена – Боргнакке с числом столкновений, необходимым для установления поступательно-вращательного равновесия $\Lambda = 1$. В рассматриваемом температурном диапазоне колебательные степени свободы молекул полагались невозбужденными. Часть β потока молекул, возвращающихся на поверхность ($\beta = f$), конденсировалась, а остальная часть ($1 - \beta$) отражалась диффузно с полной аккомодацией энергии.

Подробное описание параметров (зависимость вязкости от температуры, сечения столкновений и прочее), используемых в газодинамическом и кинетическом моделировании, приведено в работах [14 – 18].

Результаты расчетов и их обсуждение

В настоящей работе рассмотрено газовое течение в окрестности ядра кометы 67Р, когда она находится на гелиоцентрическом расстоянии, равном 3,22 а.е. Предполагается, что Солнце находится в плоскости XZ и направление на Солнце составляет 50° от оси Z (в сторону оси X).

Рис. 2 показывает распределения потоков газовой эмиссии по поверхности ядра кометы. Для заданной модели газопроизводительности, распределения потоков монооксида углерода CO ($Q_{CO} = 2 \cdot 10^{25} \text{ с}^{-1}$) и его диоксида CO_2 ($Q_{CO_2} = 3 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1}$) отличаются на постоянный коэффициент $Q_{CO_2}/Q_{CO} = 0,15$, поэтому на рис. 2 представлено только распределение газового потока монооксида углерода CO. Эмиссия воды H_2O определяется поверхностной сублимацией льда. Интенсивность этой эмиссии очень чувствительна к температуре, поэтому потоки с освещенной и затененной поверхностей отличаются на порядки величины (от 10^{10} до $10^{21} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Потоки эмиссии CO и CO_2 задаются независимо от температуры поверхности в виде суммы двух составляющих:

равномерно распределенной по всей поверхности,
зависящей от освещенности поверхности.

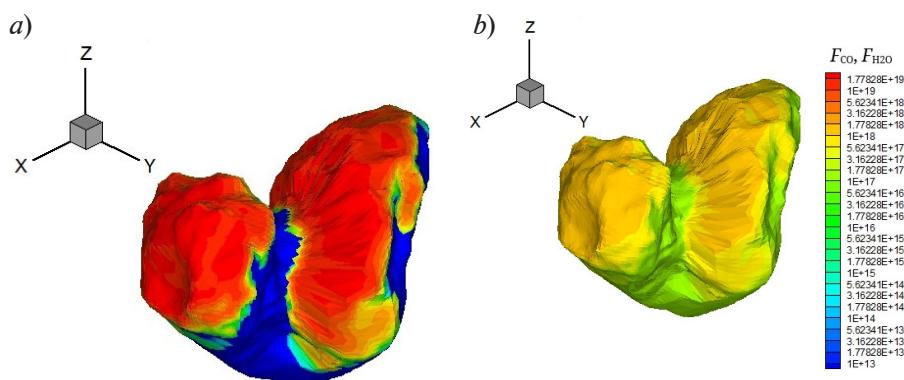


Рис. 2. 3D-изображения распределений по поверхности ядра потоков газовой эмиссии ($\text{в } \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), рассчитанных для воды H_2O (a) и монооксида углерода CO (b)

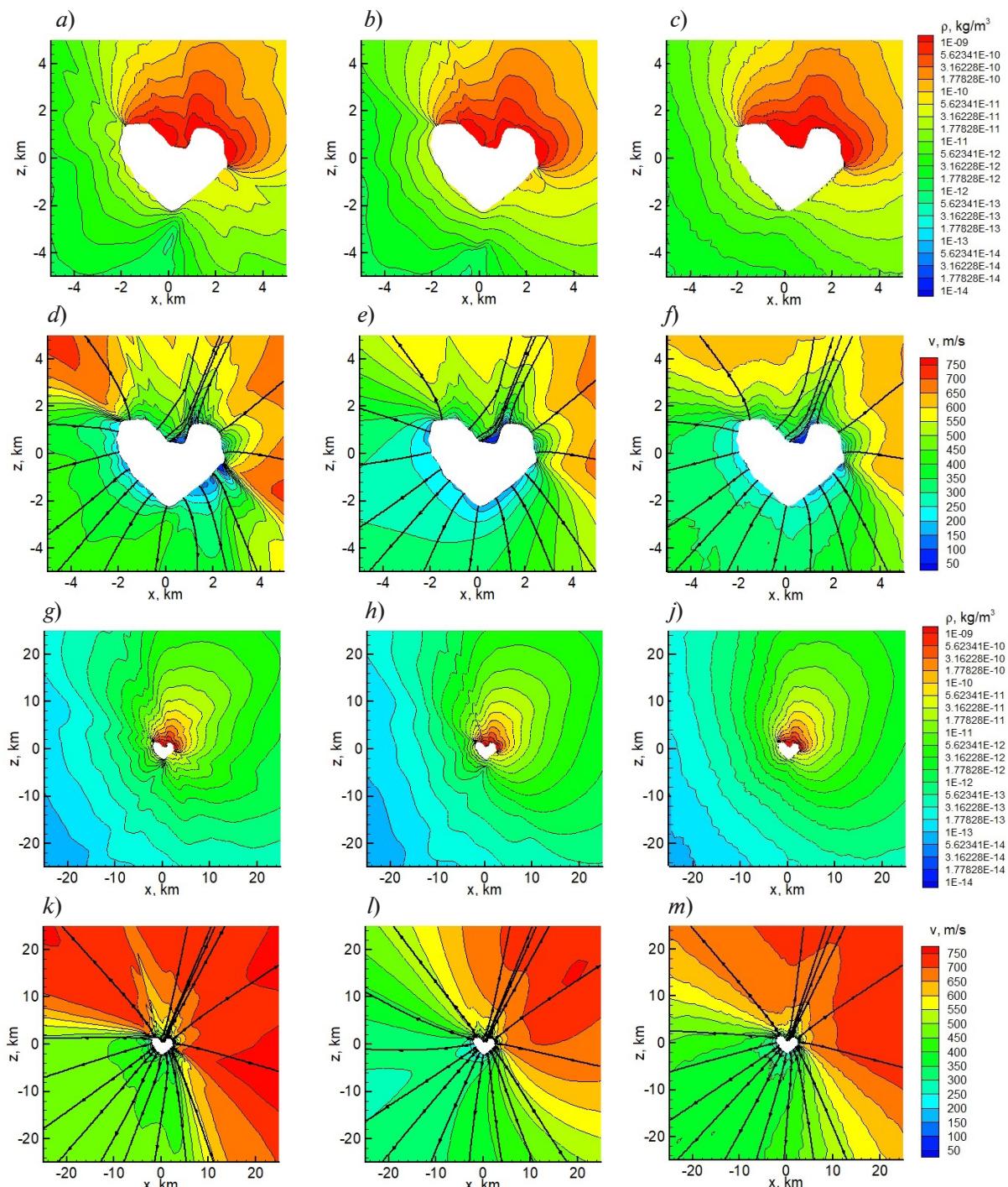


Рис. 3. Изолинии плотности (в $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$) (a – c, g – j) и скорости (в $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$) (d – f, k – m) течения смеси газов (H_2O , CO , CO_2) в плоскости XZ , в окрестности ядра кометы (области до $3R_n$ (a – f) и до $15R_n$ (g – m)), рассчитанных с помощью уравнений Эйлера (a, d, g, k) и Навье – Стокса (b, e, h, l), а также методом DSMC (c, f, j, m)

У этих составляющих значения потоков эмиссии на освещенной и затененной поверхностях сопоставимы:

$$5,0 \cdot 10^{16} - 1,0 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \text{ для CO,}$$

$$7,5 \cdot 10^{15} - 1,5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \text{ для CO}_2.$$

Распределения плотности и скорости (с линиями тока) в плоскости XZ , полученные из решения уравнений Эйлера и Навье – Стокса, а также DSMC показаны на рис. 3 (для областей до $3R_n$ и до $15R_n$).



В окрестности ядра кометы (область менее $5R_n$) имеет место хорошее качественное согласие решений, полученных разными методами (см. рис. 3, *a* – *f*). Решения, полученные методами сплошной среды и в предположении о равновесности течения, показывают более интенсивное расширение и ускорение потока. Кроме того, в результатах, полученных методами сплошной среды, имеются выраженные ударно-волновые структуры. В результатах кинетического моделирования эти структуры отсутствуют или сильно размыты ввиду недостаточной частоты столкновений молекул.

По мере удаления от ядра различия в решениях возрастают. При этом качественное согласие между решением Эйлера и решением, полученным методом DSMC, сохраняется на больших расстояниях от ядра (см. рис. 3, *g* – *m*). Согласно решению уравнений Навье – Стокса, на расстоянии порядка $5R_n$ начинается искусственное торможение потока. Это связано с тем, что сильная разреженность течения приводит к преобладанию диссипативных процессов над конвективными.

Макроскопические параметры течения (плотность, скорость и пр.) – это осредненные значения соответствующих молекулярных величин (среднее число молекул в единице объема, их средняя скорость и т.п.) в течении. Поэтому их можно определять лишь до тех пор, пока имеется достаточное число молекул в самом малом из значимых объемов течения. Уравнения сохранения массы, импульса и энергии в течении можно вывести, пользуясь континуальной и/или кинетической моделью, но эти уравнения не замкнуты, пока касательные (сдвиговые) напряжения и тепловые потоки не выражены через макроскопические величины низшего порядка. Такое условие накладывает ограничение на применение континуальных уравнений. Члены уравнений, отвечающие за перенос (транспортные члены) в уравнениях Навье – Стокса, не отражают рассматриваемого процесса, если градиенты макроскопических переменных становятся настолько велики, что их характерная длина оказывается соизмеримой с длиной свободного пробега молекул между их столкновениями.

Рассматриваемое гелиоцентрическое расстояние и соответствующая ему газопроизводительность ядра кометы порождают весьма разреженное течение уже в непосредственной окрестности ядра. Рис. 4, *a* иллюстрирует распределение числа Кнудсена Kn в поле течения:

$$Kn = \lambda/L, \quad (6)$$

где λ – длина свободного пробега молекул; L – характерный линейный размер течения, определяемый по градиенту плотности, $L = \rho/(dp/dr)$.

На дневной стороне, до расстояния порядка $5R_n$, имеется область с $Kn < 1$; на всей жеочной стороне течения $Kn > 1$. Принято считать, что применимость газодинамических методов на базе уравнений Навье – Стокса и Эйлера ограничена значениями числа Кнудсена: $Kn < 1$ [9, 6]. Однако отметим, что в работах [10, 13, 14] показано, что газодинамические методы могут давать качественно правильные распределения плотности и скорости течения даже при значениях $Kn > 1$.

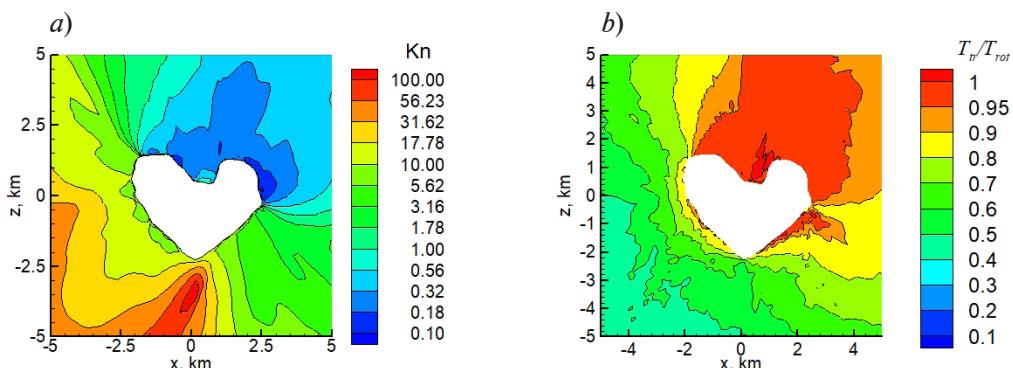


Рис. 4. Изолинии числа Кнудсена (Kn) (*a*) и отношения поступательной температуры к вращательной (T_{tr}/T_{rot}) (*b*) в плоскости *XZ*

Даже при максимально быстром поступательно-вращательном энергообмене, постулированном в расчетах ($\Lambda = 1$), равновесие между поступательными и вращательными степенями свободы молекул (характеризуемое отношением соответствующих температур $T_{\text{p}}/T_{\text{rot}} > 0,9$) сохраняется только на дневной стороне, в области протяженностью в несколько радиусов ядра (рис. 4, *b*). Недостаточная частота столкновений приводит к замораживанию внутренней энергии молекул и, соответственно, к меньшей доле тепловой энергии газа, преобразуемой в поступательное движение, и меньшей интенсивности ускорения потока.

Рис. 5 показывает распределение в течении относительной концентрации молекул H_2O , CO , CO_2 (результат решения методом DSMC). Вследствие значительной разницы в потоках эмиссии H_2O , CO и CO_2 с освещенной поверхности (см. рис. 2), в течении газовой смеси доминирует вода H_2O . На ночной стороне доминируетmonoоксид углерода CO . Наличие эмиссии CO и CO_2 на ночной и затененной сторонах ограничивает расширение H_2O с дневной на ночную сторону и препятствует формированию потока конденсации на неосвещенную поверхность. Относительная концентрация диоксида углерода CO_2 имеет максимум на ночной стороне, но даже там она не превышает 15%. На дневной стороне, около затененных частей поверхности, относительные концентрации H_2O и CO сравнимы (имеют значения около 50%). По мере удаления от ядра кометы вода (компонент с наибольшей общей газопроизводительностью) постепенно занимает доминирующее положение во всей области.

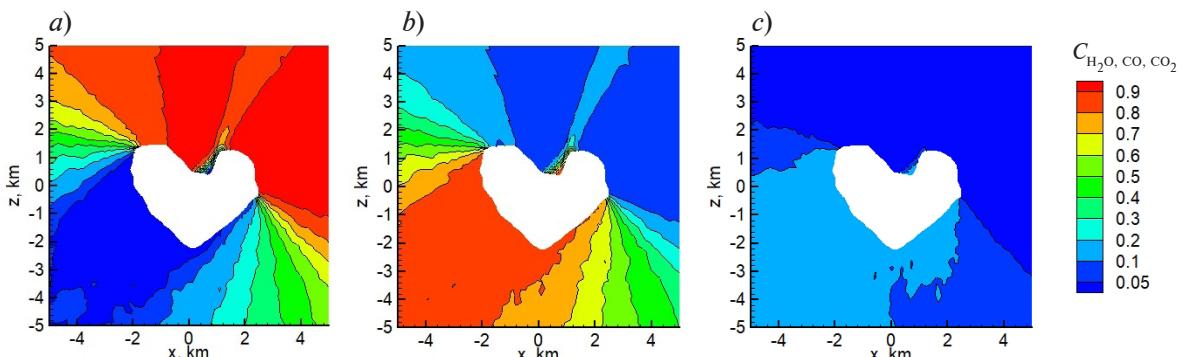


Рис. 5. Изолинии относительной концентрации молекул H_2O (*a*), CO (*b*) и CO_2 (*c*) в течении, полученные методом Монте-Карло

Численное моделирование было выполнено на вычислительном кластере с узлами из Intel Xeon E5-2650 v4 (2,20 ГГц). Без использования распараллеливания решение уравнений Эйлера заняло 3 ч, уравнений Навье – Стокса – 5 ч, расчет методом DSMC – 48 ч.

Заключение

Проведено математическое моделирование газодинамическими и кинетическими методами течения во внутренней атмосфере кометы 67Р/Чурюмова – Герасименко в момент ее встречи с зондом «Розетта». По результатам моделирования можно описать следующий характер протекающих процессов.

Многокомпонентная эмиссия с поверхности ядра сложной формы приводит к формированию в непосредственной окрестности ядра кометы многомерного течения со сложной структурой и областями разного молекулярного состава. Однако уже на расстоянии около $5R_n$ структура течения приближается к течению от точечного источника с переменной угловой интенсивностью, а именно – расширение газа происходит в радиальном направлении с практически постоянной (но зависящей от направления) скоростью.

Распределения плотности и скорости указанного течения, полученные из решения уравнений Эйлера, качественно согласуются с результатами моделирования методом DSMC. Учитывая большую неопределенность параметров эмиссии с поверхности ядра (вследствие отсутствия прямых измеряемых данных) и необходимость многочисленных расчетов для инверсии данных косвенных наблюдений (например, спектрометрии



комы), решения уравнений Эйлера можно использовать для интерпретации наблюдений как наиболее вычислительно эффективные.

Рассматриваемое гелиоцентрическое расстояние (3,2 а.е.) и соответствующая ему газопроизводительность ядра имеют следствием сильную разреженность и неравновесность течения в большей части области моделирования. В расчетах переноса излучения при моделировании вращательных спектров в субмиллиметровом диапазоне важно учитывать поступательно-вращательную неравновесность, так как вращательная температура определяет заселенность энергетических уровней, а поступательная температура определяет частоту столкновений и величину допплеровского сдвига.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomas N. An introduction to comets. Post-Rosetta perspectives (Book Series: Astronomy and Astrophysics Library). Cham, Switzerland: Springer, 2020. 503 p.
2. Еленин Л. В. Кометы Странники Солнечной системы. М.: Эксмо, 2024. 304 с.
3. Gulkis S., Allen M., von Allmen P., et al. Subsurface properties and early activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko // Science. 2015. Vol. 347. No. 6220. P. aaa0709.
4. Sierks H., Barbieri C., Lamy Ph. L., et al. On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko // Science. 2015. Vol. 347. No. 6220. P. aaa1044.
5. Zakharov V. V., Crifo J.-F., Rodionov A. V., Rubin M., Altweig K. The near-nucleus gas coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko prior to the descent of the surface lander PHILAE // Astronomy & Astrophysics. 2018. Vol. 618. October. P. A71.
6. Cercignani C. Strong evaporation of a polyatomic gas // Proceedings of the 12-th International Symposium “Rarefied gas dynamics”. July, 7–11, 1980. Charlottesville (USA); Technical Papers. Part 1. (A82-13026 03-77). New York: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1981. Pp. 305–320.
7. Bieler A., Altweig K., Balsiger H., et al. Comparison of 3D kinetic and hydrodynamic models to ROSINA-COPS measurements of the neutral coma of 67P/Churyumov – Gerasimenko // Astronomy & Astrophysics. 2015. Vol. 583. November. P. A7.
8. Fougere N., Combi M.R., Tenishev V., Rubin M., Bonev B. P., Mumma M. J. Understanding measured water rotational temperatures and column densities in the very innermost coma of Comet 73P/Schwassmann – Wachmann 3 B // Icarus. 2012. Vol. 221. No. 1. Pp. 174–185.
9. Fougere N., Altweig K., Berthelier J.-J., et al. Three-dimensional direct simulation Monte-Carlo modeling of the coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko observed by the VIRTIS and ROSINA instruments on board Rosetta // Astronomy & Astrophysics. 2016. Vol. 588. April. P. A134.
10. Marschall R., Su C. C., Liao Y., et al. Modelling observations of the inner gas and dust coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko using ROSINA/COPS and OSIRIS data: First results // Astronomy & Astrophysics. 2016. Vol. 589. May. P. A90.
11. Родионов А. В. Повышение порядка аппроксимации схемы С. К. Годунова // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1987. Т. 27. № 12. С. 1853–1860.
12. Bird G. A. The DSMC method. North Charleston, USA: CreateSpace Independent Publishing Platform, 2013. 300 p.
13. Bird G. A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows (Oxford Engineering Science Series, No. 42). Oxford, UK: Clarendon Press, 1994. 458 p.
14. Crifo J. F., Lukianov G. A., Rodionov A. V., Khanlarov G. O., Zakharov V. V. Comparison between Navier – Stokes and direct Monte-Carlo simulations of the circumnuclear coma: I. Homogeneous, spherical source // Icarus. 2002. Vol. 156. No. 1. Pp. 249–268.
15. Crifo J. F., Lukianov G. A., Zakharov V. V., Rodionov A. V. Physical model of the coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (Chapfer) // L. Colangelli, E. M. Epifani, P. Palumbo (Eds.). The new Rosetta targets. Observations, simulations and instrument performances. Dordrecht, The Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 2004. Pp. 119–130.
16. Rodionov A. V., Crifo J.-F., Szegö K., Lagerros J., Fulle M. An advanced physical model of cometary activity // Planetary and Space Science. 2002. Vol. 50. No. 11–12. Pp. 983–1024.
17. Crifo J.-F., Loukianov G. A., Rodionov A. V., Zakharov V. V. Navier–Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma II. Homogeneous, aspherical sources // Icarus. 2003. Vol. 163. No. 2. Pp. 479–503.

18. **Zakharov V. V., Rodionov A. V., Loukyanov G. A., Crifo J. F.** Navier – Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma III. Spherical, inhomogeneous sources // *Icarus*. 2008. Vol. 194. No. 1. Pp. 327–346.

REFERENCES

1. Thomas N., An introduction to comets. Post-Rosetta perspectives (Book Ser.: Astronomy and Astrophysics Library), Springer Cham, 2020.
2. Yelenin L., Comets: The Wanderers of the Solar System, Bombora Publishing, Moscow, 2024.
3. Gulkis S., Allen M., von Allmen P., et al., Subsurface properties and early activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko, *Science*. 347 (6220) (2015) aaa0709.
4. Sierks H., Barbieri C., Lamy Ph. L., et al., On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko, *Science*. 347 (6220) (2015) aaa1044.
5. Zakharov V. V., Crifo J.-F., Rodionov A. V., et al., The near-nucleus gas coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko prior to the descent of the surface lander PHILAE, *Astronomy & Astrophysics*. 618 (Oct) (2018) A71.
6. Cercignani C., Strong evaporation of a polyatomic gas, Proc. 12-th Int. Symp. “Rarefied gas dynamics”. July, 7–11, 1980, Charlottesville (USA); Tech. Papers. P. 1. (A82-13026 03-77), AIAA (1981) 305–320.
7. Bieler A., Altweiss K., Balsiger H., et al., Comparison of 3D kinetic and hydrodynamic models to ROSINA-COPS measurements of the neutral coma of 67P/Churyumov – Gerasimenko, *A&A*. 583 (Nov) (2015) A7.
8. Fougere N., Combi M. R., Tenishev V., et al., Understanding measured water rotational temperatures and column densities in the very innermost coma of Comet 73P/Schwassmann – Wachmann 3 B, *Icarus*. 221(1) (2012) 174–185.
9. Fougere N., Altweiss K., Berthelier J.-J., et al., Three-dimensional direct simulation Monte-Carlo modeling of the coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko observed by the VIRTIS and ROSINA instruments on board Rosetta, *A&A*. 588 (Apr) (2016) A134.
10. Marschall R., Su C. C., Liao Y., et al., Modelling observations of the inner gas and dust coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko using ROSINA/COPS and OSIRIS data: First results, *A&A*. 589 (May) (2016) A90.
11. Rodionov A. V., Increase in the order of approximation of a scheme of S. K. Godunov, *USSR Comput. Math. Math. Phys.* 27 (6) (1987) 164–169.
12. Bird G. A., The DSMC method, CreateSpace Independent Publishing Platform, North Charleston, USA, 2013.
13. Bird G. A., Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows (Oxford Engineering Science Series, No. 42), Clarendon Press, Oxford, UK, 1994.
14. Crifo J. F., Lukianov G. A., Rodionov A. V., et al., Comparison between Navier – Stokes and direct Monte-Carlo simulations of the circumnuclear gas coma: I. Homogeneous, spherical source, *Icarus*. 156 (1) (2002) 249–268.
15. Crifo J. F., Lukianov G. A., Zakharov V. V., Rodionov A. V., Physical model of the coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko (Chapter), In book: L. Colangelli, E.M. Epifani, P. Palumbo (Eds.). The new Rosetta targets. Observations, simulations and instrument performances, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands (2004) 119–130.
16. Rodionov A. V., Crifo J.-F., Szegő K., et al., An advanced physical model of cometary activity, *Planet. Space Sci.* 50 (11–12) (2002) 983–1024.
17. Crifo J.-F., Lukianov G. A., Rodionov A. V., Zakharov V. V., Navier–Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma II. Homogeneous, aspherical sources, *Icarus*. 163 (2) (2003) 479–503.
18. Zakharov V. V., Rodionov A. V., Loukyanov G. A., Crifo J. F., Navier – Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma III. Spherical, inhomogeneous sources, *Icarus*. 194 (1) (2008) 327–346.



СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ЗАХАРОВ Владимир Валентинович – доктор физико-математических наук, научный сотрудник Лаборатории “LIRA” Парижской обсерватории, Парижский университет науки и литературы, Университет Сорбонны, Национальный центр научных исследований Франции, г. Медон, Франция.

92195, Франция, г. Медон, Площадь Жюль-Жанссен, 5, CNRS
vladimir.zakharov@obspm.fr
ORCID: 0000-0002-2411-506X

РОДИОНОВ Александр Владимирович – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Российского федерального ядерного центра – Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики, г. Саров Нижегородской области, Россия.

607188, Россия, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, 37
avrodionov@rambler.ru
ORCID: 0000-0002-8123-6298

ТОМИЛИН Илья Сергеевич – ассистент Высшей школы программной инженерии Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
tomilin.is@edu.spbstu.ru
ORCID: 0009-0000-3375-9126

БЫКОВ Николай Юрьевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
nbykov2006@yandex.ru
ORCID: 0000-0003-0041-9971

THE AUTHORS

ZAKHAROV Vladimir V.

LIRA, Observatoire de Paris, Université Paris Sciences et Lettres, Sorbonne Université, CNRS, Meudon, France

5 Place Jules Janssen, Meudon, 92195, France
vladimir.zakharov@obspm.fr
ORCID: 0000-0002-2411-506X

RODIONOV Alexander V.

Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics

37 Mir Ave., Sarov, Nizhny Novgorod Region, 607188, Russia
avrodionov@rambler.ru
ORCID: 0000-0002-8123-6298

TOMILIN Ilya S.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politehnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
tomilin.is@edu.spbstu.ru
ORCID: 0009-0000-3375-9126

BYKOV Nikolay Yu.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politehnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

nbykov2006@yandex.ru

ORCID: 0000-0003-0041-9971

*Статья поступила в редакцию 28.07.2025. Одобрена после рецензирования 26.08.2025.
Принята 27.08.2025.*

Received 28.07.2025. Approved after reviewing 26.08.2025. Accepted 27.08.2025.