

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ НА СИЛУ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРУИ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

И.С. Григорьев

gipo@telebit.ru

АО «НПО ГИПО», Казань, Российская Федерация  
КНИТУ-КАИ, Казань, Российская Федерация

---

### Аннотация

Цель работы — изучить влияние рассеяния в модели газовой струи на угловую зависимость силы излучения. В качестве основного метода расчета использован метод Монте-Карло. Наряду с методом Монте-Карло применено прямое численное решение уравнения переноса излучения в нерассеивающей среде, известное как метод дискретных направлений или *Ray-Tracing Method*. Полученные с использованием двух методов результаты сопоставлены при расчете нерассеивающей среды в целях верификации решения по схеме Монте-Карло. Выполнен расчет среды с возрастающим значением локального коэффициента рассеяния. Показано значительное влияние процессов рассеяния на перераспределение энергии излучения с поверхности объекта. Расчетный алгоритм реализован на архитектуре *CUDA C*. Использование аналитических моделей струй (например, по теории Абрамовича) и результатов расчетов в пакетах вычислительной газодинамики дает возможность рассчитывать значения силы излучения для широкого класса объектов

### Ключевые слова

*Метод Монте-Карло, рассеяние, трассировка луча, струя, сила излучения, массивно-параллельные вычисления, CUDA, летательный аппарат*

Поступила 03.12.2019

Принята 27.01.2020

© Автор(ы), 2020

---

**Введение.** Задача расчета угловой зависимости силы излучения актуальна для оценки излучения струй продуктов сгорания различных типов двигателей. В ИК-области спектра яркость факела много больше яркости обшивки летательного аппарата, поэтому аккуратный расчет угловой зависимости яркости и силы излучения струи имеет большое значение в задаче моделирования детектирования сигнала от таких целей. В двигателях ракет на твердом топливе в струе происходит вторичное догорание топлива, что во многих случаях приводит к образованию большого числа частиц, рассе-

ивающих излучение. В то время как излучение нерассеивающей среды может быть рассчитано непосредственно по дискретной форме уравнения переноса излучения для нерассеивающей среды, расчет с учетом рассеяния представляет значительные трудности. Единственным методом, не требующим упрощения формы индикатрисы рассеяния и с помощью которого можно рассчитать рассеяние произвольного порядка, является метод Монте-Карло. Процесс распространения света можно рассматривать как случайную марковскую цепь столкновений фотонов с веществом, которые приводят либо к рассеянию, либо к поглощению фотонов. Метод Монте-Карло заключается в моделировании траекторий этой цепи и вычислении статистической оценки для искомых функционалов. В настоящей работе использован прямой метод Монте-Карло, в рамках которого прослеживается траектория всех фотонов, испущенных внутри расчетной области. Наиболее подробно вопросы моделирования по различным модификациям метода Монте-Карло, в частности по обратному и взаимному методам, изложены в [1–4]. Вопрос использования прямого метода Монте-Карло рассмотрен в [5], где также представлены результаты расчета силы излучения ракетных струй. Метод Монте-Карло использован в [6] для расчета излучения факела твердотопливной ракеты на больших высотах. Исследование рассеяния внешнего излучения газовым турбулентным потоком с частицами никеля выполнено в [7]. Расчет распределения объемной плотности энергии излучения в окрестности поверхности летательного аппарата, обтекаемого гиперзвуковым потоком, приведен в [8], при этом рассеяние не рассматривалось, а геометрия задачи позволяла провести сравнение расчета по алгоритму Монте-Карло с точным решением по методу плоского слоя. Вопросы использования оптических моделей в задаче расчета излучения плазмы методом Монте-Карло перечислены в [9].

*Цель работы* — определение качественного влияния процессов рассеяния излучения внутри осесимметричной струи на угловую зависимость силы излучения.

Задачи работы:

- 1) реализация алгоритма Монте-Карло с использованием параллельных вычислений на видеокарте;
- 2) проверка вычислений по алгоритму Монте-Карло путем сравнения результатов расчетов для нерассеивающей среды методами Монте-Карло и прямого решения уравнения переноса излучения.

**Используемые модели и приближения.** Аналогично [8] в представленном исследовании приведено сравнение результатов расчетов методами Монте-Карло и прямого решения уравнения переноса излучения

для нерассеивающей среды. Поля температуры и давления получены в пакете вычислительной газодинамики для задачи истечения из сопла в осесимметричной постановке, проведено усреднение численного решения на новой равномерной сетке, размер которой можно задать произвольным. В результате такой процедуры расчетная область представлена в виде ячеек с постоянными оптическими характеристиками. В качестве рассеивающих частиц использованы псевдочастицы с изотропной (сферической) индикатрисой рассеяния, концентрация которых распределена по объему пропорционально распределению температуры при значении на срезе сопла  $10^8 \text{ м}^{-3}$ . Изменение коэффициента рассеяния осуществлено за счет изменения сечения рассеяния частиц в диапазоне значений  $0 \dots 70 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ . Выполнена серия расчетов с увеличением коэффициента рассеяния посредством изменения общего для всей расчетной области значения сечения рассеяния. Предполагается, что дополнительного поглощения эти псевдочастицы не вносят, что позволяет оценить влияние рассеяния на перераспределение энергии излучения по сравнению со случаем нерассеивающей среды. Поглощение частицами легко можно учесть, если располагать информацией об их геометрических и оптических свойствах. Поскольку в настоящей работе основной целью является отработка алгоритма расчета уравнения переноса излучения с рассеянием и принципиальная оценка влияния процессов рассеяния на перераспределение энергии, вещества с конкретными оптическими и геометрическими свойствами не рассматриваются.

Стационарное уравнение переноса излучения в приближении когерентного рассеяния записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_\lambda(s, \mathbf{\Omega})}{\partial s} + [k_\lambda(s) + \sigma_\lambda(s)] J_\lambda(s, \mathbf{\Omega}) = \\ = \eta_\lambda(s) + \frac{\sigma_\lambda(s)}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \gamma_\lambda(s; \mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}) J_\lambda(s, \mathbf{\Omega}') d\Omega'; \\ \eta_\lambda = k_\lambda J_\lambda^{black}, \end{aligned}$$

где  $J_\lambda$  — спектральная интенсивность излучения, Вт/ср/м<sup>2</sup>/мкм;  $s$  — физическая координата вдоль луча;  $\mathbf{\Omega}$  — единичный вектор направлений;  $k_\lambda$  — спектральный объемный коэффициент поглощения, м<sup>-1</sup>;  $\sigma_\lambda$  — спектральный объемный коэффициент рассеяния, м<sup>-1</sup>;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $\eta_\lambda$  — спектральная излучательная способность единицы объема, Вт/ср/м<sup>3</sup>/мкм;  $\gamma_\lambda(s; \mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega})$  — спектральная индикатриса рассея-

ния с нормировкой  $\int_{\Omega'=4\pi} \gamma_\lambda(\mathbf{r}, \Omega', \Omega) d\Omega' = 4\pi$ ;  $\Omega'$  — единичный вектор,

характеризующий направление распространения теплового излучения, падающего на элементарный физический объем с координатой  $s$  и рассеиваемого им с вероятностью  $\gamma_\lambda(s; \Omega', \Omega)$ ;  $J_\lambda^{black}$  — спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела.

В приближении нерассеивающей среды решение уравнения переноса для линии визирования, пересекающей расчетный объем, имеет вид

$$J_\lambda(s, \Omega) = J_\lambda^0 \exp \left[ -\int_0^s k_\lambda(s') ds' \right] + \int_0^s \eta_\lambda(s') \exp \left[ -\int_{s'}^s k_\lambda(s'') ds'' \right] ds', \quad (1)$$

где  $J_\lambda^0$  — спектральная интенсивность излучения на границе расчетной области.

Для интегрирования уравнения переноса излучения по спектру электромагнитных длин волн использована групповая модель [5], в рамках которой выполнено усреднение оптических свойств в узком спектральном интервале  $g$ :

$$J_g(s, \Omega) = J_g^0 \exp \left[ -\int_0^s k_g(s') ds' \right] + \int_0^s \eta_g(s') \exp \left[ -\int_{s'}^s k_g(s'') ds'' \right] ds';$$

$$J(s, \Omega) = \sum_g J_g(s, \Omega);$$

$$k_g = \frac{1}{g} \int k_\lambda d\lambda, \quad \eta_g = k_g \int J_\lambda^{black} d\lambda.$$

Здесь  $J_g$  — интенсивность излучения, Вт/ср/м<sup>2</sup>. Далее рассмотрена струя при отсутствии внешней подсветки ( $J_g^0 = 0$ ). Поверхность представлена набором полигонов  $\Sigma$  с площадью поверхности  $S_\Sigma$ . Под силой излучения  $F$  понимают интеграл от направленной излучательной способности  $F_\Sigma$  поверхности, испускающей это излучение, по площади поверхности. Соответствующие выражения имеют вид

$$F_\Sigma(\Omega_\Sigma) = J_\lambda(s, \Omega_\Sigma) \langle \Omega_\Sigma, \mathbf{n}_\Sigma \rangle S_\Sigma =$$

$$= \int_0^s \eta_g(s') \exp \left[ -\int_{s'}^s k_g(s'') ds'' \right] \underbrace{ds' \langle \Omega_\Sigma, \mathbf{n}_\Sigma \rangle S_\Sigma}_{dV}; \quad (2)$$

$$F(\bar{\mathbf{r}}_{observer}) = \sum_\Sigma F_\Sigma(\Omega_\Sigma).$$

Здесь  $\Omega_\Sigma$  — направление от полигона  $\Sigma$  на приемник излучения;  $\mathbf{n}_\Sigma$  — нормаль к полигону  $\Sigma$ ; скобками  $\langle \rangle$  обозначено скалярное произведение;  $dV$  — элемент объема струи вдоль направления  $\Omega_\Sigma$ ;  $F(\bar{\mathbf{r}}_{observer})$  — зависимость, показывающая, что интеграл от направленной излучательной способности по излучающей поверхности зависит от положения приемника излучения  $\bar{\mathbf{r}}_{observer}$ . Следует отметить, что в основе трассировки луча лежит величина  $\eta_g dV$  размерностью Вт/ср (при использовании групповой модели). К такой же величине, но другим путем приходим, используя метод Монте-Карло.

В методе Монте-Карло за основу берется величина излучательной способности единицы объема, проинтегрированная по элементарному объему и полному телесному углу. Эта величина определяет мощность  $P_g^q$ , испускаемую элементарным объемом  $V_q$  ячейки  $q$  произвольной формы (нижний индекс обусловлен принятой моделью интегрирования по длине волны излучения). Ввиду изотропности излучения абсолютно черного тела и постоянства величин в пределах элементарного объема  $P_g^q$ , Вт, находится как

$$P_g^q = V_q 4\pi\eta_g^q.$$

Эта энергия делится на определенное число пакетов (фотонов), которые испускаются из данного объема изотропно и из равномерно распределенной внутри объема точки пространства. Чем большее число пакетов используется, тем статистически точнее будет результат. После испускания каждый пакет перемещается внутри расчетной области, непрерывно теряя энергию в каждой текущей ячейке согласно локальному значению коэффициента поглощения. Моделирование длины свободного пробега по рассеянию проводится в соответствии с моделью кусочно-постоянной среды, при которой случайным образом моделируется значение оптической толщины по рассеянию. Затем с учетом кусочно-постоянных свойств среды находится соответствующая этой оптической толщине геометрическая длина перемещения, на которую смещается пакет в направлении, соответствующем локальной индикатрисе рассеяния, до следующего акта рассеяния. Траектория каждого пакета прослеживается до тех пор, пока он не покинул расчетную область, либо его энергия не стала меньше некоторого значения.

Число пакетов, испускаемых каждым элементарным объемом, должно быть пропорциональным одновременно распределению мощности во всем расчетном объеме и распределению мощности в каждом элементарном

объеме по спектру длин электромагнитных волн, представленному набором спектральных интервалов  $g$ . Чтобы удовлетворить указанному условию, число пакетов по элементарным объемам распределялось следующим способом. Для всех спектральных интервалов  $g$  принималось фиксированным число пакетов  $N_{\min}$ , испускаемых элементарным объемом с наименьшей для  $g$  энергией  $P_g^{\min(q)}$ . Тогда энергия каждого пакета в интервале  $g$  есть  $E_g^{\min} = P_g^{\min(q)} / N_{\min}$ , а число таких пакетов в каждой ячейке  $q$  —  $N_g^q = N_{\min} P_g^q / P_g^{\min(q)}$ . По мере движения по объему каждый пакет непрерывно теряет энергию, если текущее значение энергии пакета становится меньше  $10^{-4} E_g^{\min}$ , то отслеживание его траектории прекращается.

На поверхности объекта происходит регистрация покинувших расчетную область пакетов. Для этого на каждом полигоне  $\Sigma$  поверхности строится локальная сферическая система координат, на которой задается дискретизация направлений  $d\Omega$ . Направление каждого пакета записывается в одно из дискретных направлений на полусфере и таким образом в каждом секторе проводится суммирование поступающей из внутреннего объема энергии с формированием полной энергии  $E_{\Sigma}^{d\Omega}$  в секторе  $d\Omega$ . Тогда можно перейти к единицам Вт/ср посредством соответствующего деления  $E_{\Sigma}^{d\Omega} / d\Omega$ . Фактически, полученная величина есть направленная излучательная способность  $F_{\Sigma}$ , суммирование по всем полигонам с выбором в каждом полигоне сектора, соответствующего направлению на приемник излучения, дает значение, аналогичное (2).

Следовательно, в методе Монте-Карло используется решение уравнения переноса излучения при отсутствии рассеяния во всех промежутках между актами рассеяния. Это обуславливает стандартизированную реализацию обоих алгоритмов, использующих одинаковый набор функций. В то же время и принципиальное различие в способе получения выходной величины (направленной излучательной способности) дает возможность применять указанные методы для проверки корректности их реализации по отдельности.

**Геометрическая реализация.** Граница струи аппроксимирована параболой  $y(x)$ . Использована сетка следующего типа (рис. 1): вдоль оси  $X$  разбиение равномерное, и оно равномерно в каждом сечении  $x = \text{const}$  с уровня  $y = 0$  до границы  $y(x)$ .

Ввиду осевой симметрии распределения температуры и концентраций примеси предположено, что излучение от струи также осесимметрично.

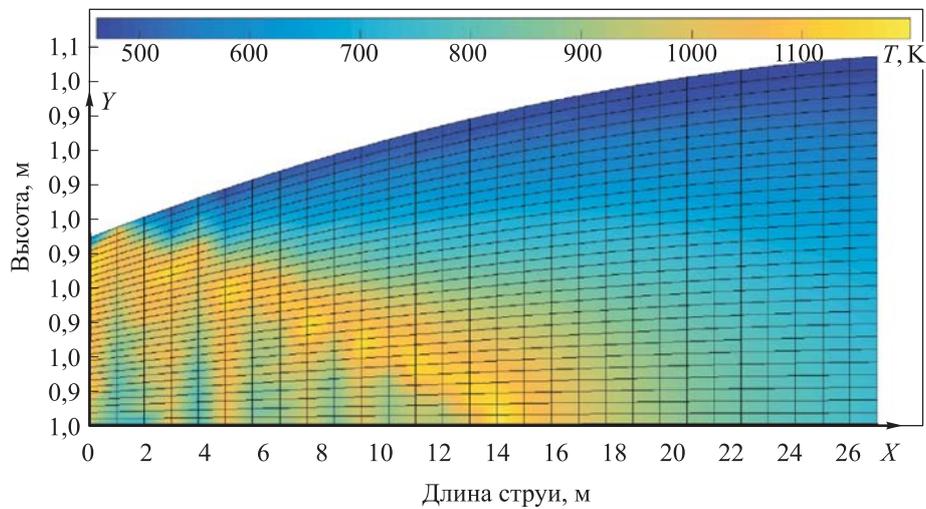


Рис. 1. Расчетная область

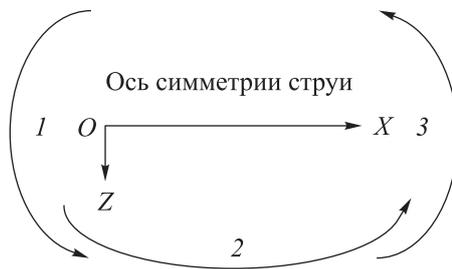
Поэтому энергия ячейки  $P_g^q$  с координатами  $[x_i \leq x < x_{i+1}, y_i \leq y < y_{i+1}]$  рассчитывается в полном кольце  $\varphi = 2\pi$  цилиндрической системы координат, координата начала пакета в ячейке  $q$  распределена равномерно в кольце  $[x_i \leq x < x_{i+1}, y_i \leq y < y_{i+1}, 0 \leq \varphi < 2\pi]$ . Для сетки такого типа объем ячейки  $V_q$  в сегменте  $d\varphi$  так же, как и площадь элемента поверхности  $S_\Sigma$  в сегменте  $d\varphi$ , рассчитывается аналитически. При регистрации покидающих расчетный объем пакетов в точке вылета строится локальная сферическая система координат. Ввиду осевой симметрии излучение в заданном направлении  $d\Omega$  для поверхности кольца  $S_\Sigma(x_i, x_{i+1}, d\varphi)$  в этой системе координат не зависит от угла  $\varphi$ . Поэтому осуществляется усреднение внутри  $d\Omega$  посредством суммирования энергии вылетающих пакетов при каждом значении угла  $\varphi = [0; 2\pi)$  и последующего умножения полученной величины на  $d\varphi / (2\pi)$ .

Шаг фотона внутри ячеек рассчитан следующим образом. Пересечение траектории фотона с плоскостями  $x = \text{const}$  определено аналитически, и если точка пересечения принадлежит текущей ячейке, то полученное расстояние принималось за шаг, в противном случае за шаг принималась толщина ячейки между параболическими поверхностями. Таким образом, шаг фотона внутри сетки пропорционален текущему размеру ячейки.

**Реализация алгоритма параллельных вычислений на архитектуре CUDA.** Расчеты проведены на видеокарте *NVIDIA GeForce GTX 950* с индексом вычислительной способности (compute capability) 5.2. Использована

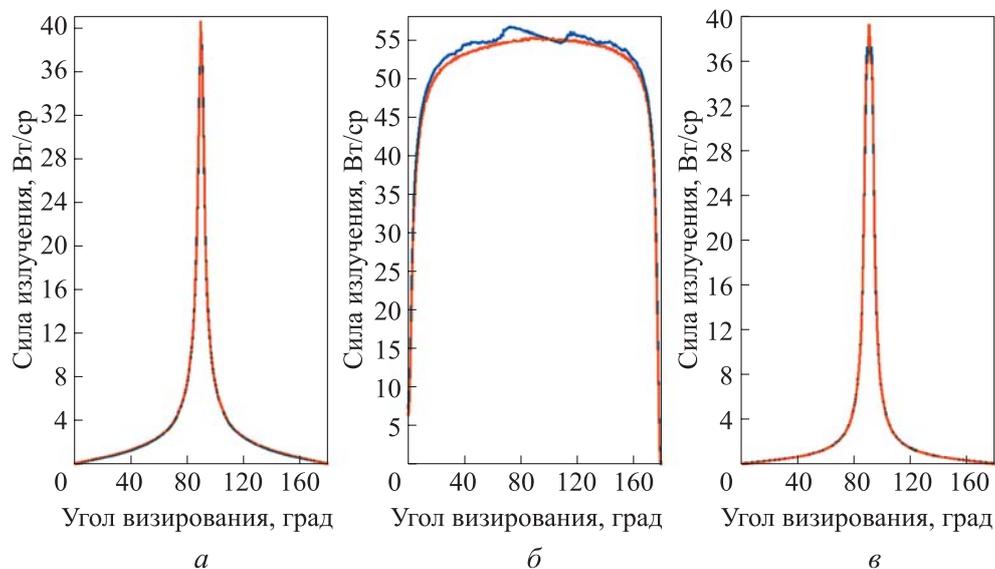
архитектура *CUDA* — программно-аппаратная архитектура параллельных вычислений, которая позволяет существенно увеличить вычислительную производительность вследствие использования графических процессоров фирмы *NVIDIA*. На стороне CPU (центральное процессорное устройство) в последовательном режиме рассчитывается спектральный диапазон  $g$ . Внутри этого диапазона последовательно обходятся ячейки  $q$ , внутри которых в параллельном режиме на GPU (графическое процессорное устройство) рассчитываются траектории пакетов и осуществляется запись матриц выходных значений. При реализации использовано два генератора случайных чисел. Первый генератор *CURAND\_RNG\_PSEUDO\_DEFAULT* вызывался на стороне CPU. С его помощью в памяти GPU генерировались массивы случайных чисел, применяемых для позиционирования начальной точки траектории фотона внутри объема  $q$  и задания направляющего вектора перемещения, различные для каждой ячейки  $q$ . Вторым генератором *curandState* вызывался на стороне GPU и использовался для генерации направляющего вектора после рассеяния в цикле отслеживания траектории фотона непосредственно внутри вычислительного ядра. Расчеты выполнялись в пределах одного спектрального диапазона  $g$ , ширина которого составляла 0,05 мкм (4,40...4,45 мкм). Расчетная область состояла из  $29 \times 29$  ячеек в плоскости  $XY$ . Значение максимальной энергии среди ячеек 1,24794 Вт, минимальной энергии 0,002728 Вт. Это означает, что максимальное число разыгрываемых пакетов будет в 457,3822 раза больше  $N_{\min}$ . Следует отметить, что данные на равномерной сетке были получены путем усреднения данных на реальной расчетной сетке, содержащей  $50 \times 270$  точек. Увеличение степени дискретизации увеличивает разность минимального и максимального значений энергии по ячейкам. Однако было выявлено, что результаты расчетов на сетке  $29 \times 29$  и на сетке  $29 \times 49$  отличаются несильно. Для возможности выделения большей памяти непосредственно под числа разыгрываемых фотонов расчеты выполнялись на сетке  $29 \times 29$  ячеек.

**Результаты.** В расчетах отслежено формирование угловой зависимости силы излучения  $F(\vec{r}_{observer})$  при изменении положения наблюдателя относительно струи независимо для трех образующих ее поверхностей. Поверхность 1 соответствует плоскости  $x = 0$ , сила излучения формируется на круге области начала струи; поверхность 2 — боковой поверхности струи, сила излучения образуется на параболоиде вращения; поверхность 3 — плоскости  $x = L$  ( $L$  — длина струи), сила излучения формируется на круге конечного сечения струи. Схема расчетов приведена на рис. 2.



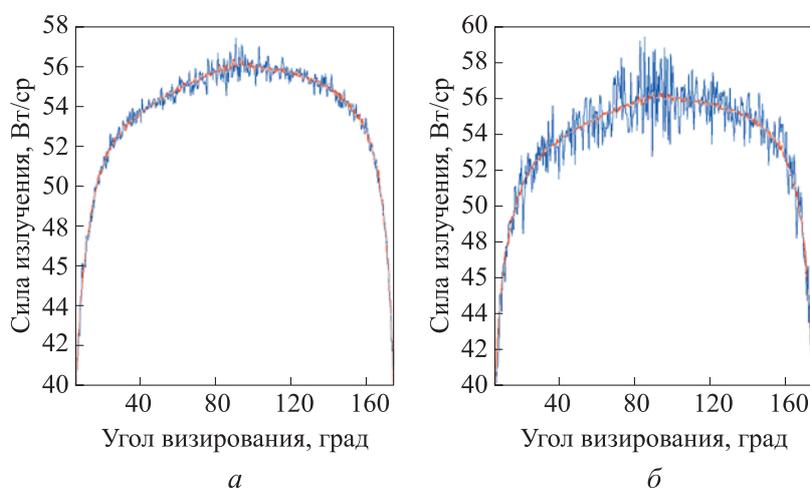
**Рис. 2.** Схема способа обхода поверхностей при построении угловых зависимостей силы излучения

Излучающими компонентами газовой фазы являются вода и углекислый газ. Коэффициенты поглощения получены из базы данных *HITRAN* [10], их значения при различных значениях температуры табулированы. Средний по расчетному объему коэффициент поглощения газовой фазы составляет  $0,02 \text{ м}^{-1}$ . Отметим корректность расчетной схемы по методу Монте-Карло сравнением с расчетом по дискретной форме уравнения для нерассеивающей среды (1) (рис. 3). Здесь  $N_{\min} = 1600$  (число пакетов в ячейке с максимальной энергией  $7,3181 \cdot 10^5$ ).



**Рис. 3.** Сравнение угловых зависимостей силы излучения для методов трассировки луча (кривые синего цвета) и Монте-Карло (кривые красного цвета) для поверхностей 1 (а), 2 (б) и 3 (в) (см. рис. 2)

Построенные кривые демонстрируют хорошее соответствие двух расчетных методов. Влияние значения  $N_{\min}$  на гладкость получаемого решения показано на рис. 4.



**Рис. 4.** Сравнение относительно числа  $N_{\min} = 1600, 100$  (а) и  $N_{\min} = 1600, 10$  (б) для методов трассировки луча (кривые синего цвета) и Монте-Карло (кривые красного цвета)

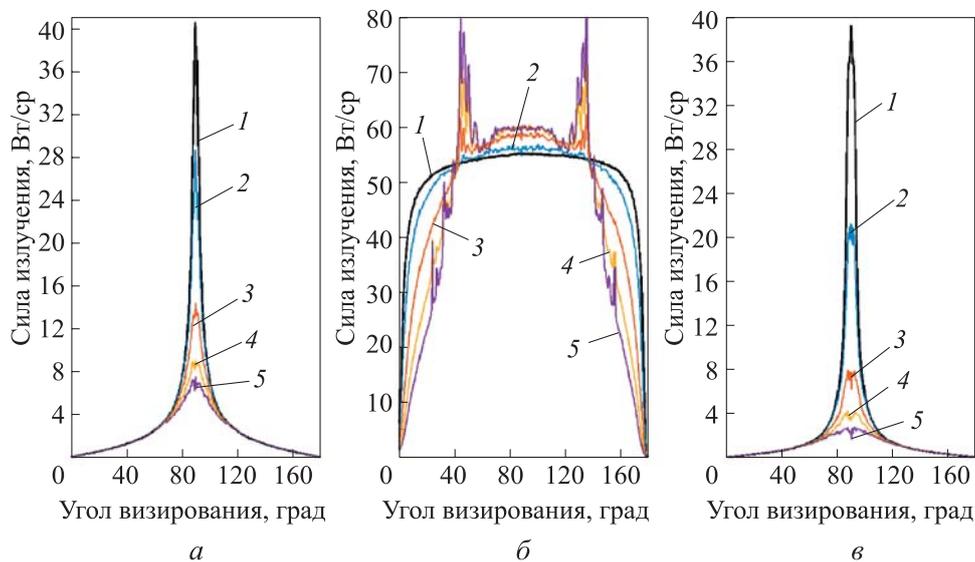
После проверки правильности работы алгоритма методом Монте-Карло при расчете переноса излучения в нерассеивающей среде проведены вычисления с учетом рассеяния. Концентрация рассеивающих частиц распределялась по расчетным ячейкам пропорционально их температуре. После этого модулировалось общее для всех ячеек значение сечения рассеяния. Определялись средние значения коэффициентов рассеяния и поглощения

$$\bar{k} = \sum_q k_q \eta_q / \sum_q \eta_q, \quad \bar{\sigma} = \sum_q \sigma_q \eta_q / \sum_q \eta_q$$

и параметр  $n = \bar{\sigma} / \bar{k}$ , связанный с альбедо однократного рассеяния  $\omega$  соотношением  $\omega = n / (n + 1)$ . Это означает, что чем больше  $n$ , тем ближе по характеристикам среда к идеально рассеивающей ( $\omega = 1$ ). В расчетах число актов рассеяния на каждый фотон ограничивалось 25 000. Если по истечении этого числа актов рассеяния фотон не успел выйти за пределы границ области, то его траектория обрывается (полагается, что он поглотился средой). Такое значение продиктовано вычислительной необходимостью, однако в расчетной практике регистрировались фотоны, испытывавшие в среде более 70 000 актов рассеяния. Соответствующие результаты расчетов представлены на рис. 5 и являются основным результатом исследования.

Увеличение показателя рассеяния в среде способно существенно влиять на распределение излучаемой энергии с поверхности струи. При силь-

ном рассеянии максимум силы излучения с поверхностей 1 и 3 падает на 83 и 95 % соответственно. На боковой поверхности 2 наблюдается увеличение силы излучения на 9 % при значениях угла  $70...110^\circ$  и на 39 % при значениях угла  $45$  и  $135^\circ$ . Изменение угловой зависимости силы излучения при увеличении показателя рассеяния для поверхности 2 качественно согласуется с соответствующим поведением угловой зависимости из [11], где приведены результаты расчетов силы излучения осесимметричных струй продуктов сгорания ракетных двигателей. Поскольку в [11] пиков при  $45$  и  $135^\circ$  не наблюдается, их появление можно связать с использованием изотропной индикатрисы рассеяния.



**Рис. 5.** Влияние показателя рассеяния на изменение угловой зависимости силы излучения для поверхностей 1 (а), 2 (б) и 3 (в):

1 —  $n = 0$ ; 2 —  $n = 2,7$ ; 3 —  $n = 10,5$ ; 4 —  $n = 22,3$ ; 5 —  $n = 34,3$

График времени работы программы при расчете силы излучения методом Монте-Карло приведен на рис. 6. Общее время работы программы включает в себя последовательный цикл обхода расчетных ячеек на CPU, обмен данными между памятью CPU и GPU и собственно время расчета на GPU.

Анализ производительности работы программы с помощью *NVIDIA Visual Profiler* показал достаточно низкие показатели: *compute utilization* 12 %, *achieved occurance*  $\approx 5$  %. Такие значения основных показателей производительности обусловлены тем, что при наличии большого числа копирования данных между памятью CPU и видеокарты не использова-

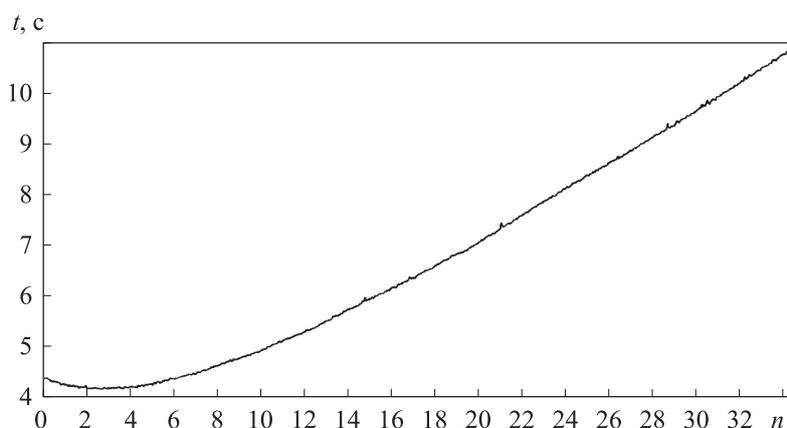


Рис. 6. Время расчетов при увеличении кратности рассеяния

лись механизмы асинхронного копирования. Несмотря на это, полученная схема позволила достаточно быстро (по сравнению с вычислениями только на центральном процессоре) провести вычисления. Кроме необходимости усовершенствования механизмов работы с памятью, скорость вычислений также можно повысить, уменьшая значение  $N_{\min}$ .

**Заключение.** Составлена схема решения уравнения переноса излучения с рассеянием по методу Монте-Карло, верифицированная по методу трассировки луча на задаче расчета нерассеивающей среды. Сопоставление двух методов показало правильность реализации метода Монте-Карло. Полученная схема может быть использована при решении задачи излучения при наличии рассеивающих частиц с конкретными оптическими характеристиками. Возможность использования как аналитических моделей струй (например, по теории Абрамовича), так и результатов расчетов в пакетах вычислительной газодинамики позволяет выполнять расчет силы излучения для широкого класса объектов. Прослежено влияние увеличения показателя рассеяния при использовании изотропной индикатрисы рассеяния на изменение угловой зависимости силы излучения: получен существенный спад силы излучения при визировании в сопло, а также перераспределение энергии излучения с образованием двух пиков при  $45^\circ$  и  $135^\circ$  в период визирования боковой поверхности. При сравнении метода прямого решения уравнения переноса излучения без рассеяния и метода Монте-Карло следует отметить, что скорость расчетов в первом методе выше. Однако найденная сила излучения зависит от положения наблюдателя и при построении угловой зависимости каждый раз необходимо осуществлять новый расчет. В то же время при ис-

пользовании метода Монте-Карло вследствие задания локальной сетки дискретных направлений над каждым полигоном поверхности записывается матрица сразу для всех возможных положений наблюдателя, при построении угловой зависимости достаточно просто правильно выбрать элементы матрицы.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Tessé L., Lamet J.-M. Radiative transfer modelling developed at Onera for numerical simulations of reactive flows. *Aerospace Lab*, 2011, iss. 2.  
URL: <https://aerospacelab.onera.fr/Radiative-Transfer-Modeling-Developed%20>
- [2] Farmer J.T., Howell J.R. Comparison of Monte Carlo strategies for radiative transfer in participating media. *Adv. Heat Transfer*, 1998, vol. 31, pp. 333–429.  
DOI: [https://doi.org/10.1016/S0065-2717\(08\)70243-0](https://doi.org/10.1016/S0065-2717(08)70243-0)
- [3] Modest M.F. Radiative heat transfer. Academic Press, 2003.
- [4] Tessé L., Dupoireux F., Zamuneret B., et al. Radiative transfer in real gases using reciprocal and forward Monte Carlo methods and a correlated- $k$  approach. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2002, vol. 45, iss. 13, pp. 2797–2814.  
DOI: [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(02\)00009-1](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00009-1)
- [5] Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004.
- [6] Binauld Q., Lamet J.-M., Tessé L., et al. Numerical simulations of radiation in high altitude solid propellant rocket plumes. *Acta Astronaut.*, 2019, vol. 158, pp. 351–360.  
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2018.05.041>
- [7] Farbar E., Boyd I.D., Moghadam-Esmaily M. Monte Carlo modeling of radiative heat transfer in particle-laden flow. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 2016, vol. 184, pp. 146–160. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2016.07.007>
- [8] Bonin J., Mundt C. Full three-dimensional Monte Carlo radiative transport for hypersonic entry vehicles. *J. Spacecr. Rockets*, 2019, vol. 56, iss. 1.  
DOI: <https://doi.org/10.2514/1.A34179>
- [9] Scoggins J.B., Lani A., Riviere Ph., et al. 3D radiative heat transfer calculations using Monte Carlo ray tracing and the hybrid statistical narrow band model for hypersonic vehicles. *47th AIAA Thermophysics Conf.*, 2017.  
DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2017-4536>
- [10] Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., et al. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 2009, vol. 110, iss. 9-10, pp. 533–572. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.02.013>
- [11] Суржиков С.Т. Пространственная модель спектральной излучательной способности светорассеивающих струй продуктов сгорания. *ТВТ*, 2004, т. 42, № 5, с. 760–771.

[12] Wang W., Li S., Zhang Q., et al. Infrared radiation signature of exhaust plume from solid propellants of different energy characteristics. *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 26, iss. 3, pp. 594–600. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cja.2013.04.019>

[13] Soufiani A., Taine J. High temperature gas radiative properties of statistical narrow-band model for H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> and CO, and correlated-K model for H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub>. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 1997, vol. 40, iss. 4, pp. 987–991. DOI: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(96\)00129-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(96)00129-9)

[14] Lamet J., Rivière Ph., Perrin M., et al. Narrow-band model for nonequilibrium air plasma radiation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 2010, vol. 111, iss. 1, pp. 87–104. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.07.010>

[15] Niu Q., He Z., Dong S. IR radiation characteristics of rocket exhaust plumes under varying motor operating conditions. *Chinese J. Aeronaut.*, 2017, vol. 30, iss. 3, pp. 1101–1114. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cja.2017.04.003>

**Григорьев Иван Сергеевич** — инженер-программист 3-й категории отдела приборов авиационной разведки, навигации и фоноцелевых исследований АО «НПО ГИПО» (Российская Федерация, 420075, Казань, ул. Н. Липатова, д. 2); аспирант кафедры радиоэлектронных и квантовых устройств КНИТУ-КАИ (Российская Федерация, 420111, Казань, ул. К. Маркса, д. 10).

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Григорьев И.С. Моделирование влияния процессов рассеяния на силу излучения высокотемпературной струи методом Монте-Карло. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2020, № 5 (92), с. 28–43. DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-5-28-43>

**SIMULATION OF THE SCATTERING PROCESS EFFECT  
ON HIGH-TEMPERATURE JET RADIATION INTENSITY  
BY THE MONTE CARLO METHOD**

I.S. Grigorev

[gipo@telebit.ru](mailto:gipo@telebit.ru)

**JSC “Research and Manufacturing Association “State Institute of Applied Optics”,  
Kazan, Russian Federation  
Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev,  
Kazan, Russian Federation**

**Abstract**

The purpose of the paper was to study the scattering effect in the gas jet model on the angular dependence of the radiation intensity. Along with the Monte Carlo method used as the main calculation method, we applied a direct numerical solution of the equation of

**Keywords**

*Monte Carlo method, scattering, ray tracing, jet, radiation intensity, massively parallel computing, CUDA, aircraft*

radiation transfer in a non-scattering medium, known as the discrete directions method, or Ray-Tracing Method. We compared the results obtained using the two methods when calculating a non-scattering medium in order to verify the solution according to the Monte Carlo scheme. Furthermore, we calculated the medium with an increasing value of the local scattering coefficient. Findings of research show the significant effect of scattering processes on the redistribution of radiation energy from the surface of the object. The computational algorithm is implemented on the CUDA C architecture. The use of analytical jet models, e.g. according to Abramovich's theory, and the results of calculations in the computational gas dynamics packages makes it possible to calculate the values of the radiation intensity for a wide class of objects

Received 03.12.2019

Accepted 27.01.2020

© Author(s), 2020

## REFERENCES

- [1] Tesse L., Lamet J.-M. Radiative transfer modelling developed at Onera for numerical simulations of reactive flows. *Aerospace Lab*, 2011, iss. 2.  
Available at: <https://aerospacelab.onera.fr/Radiative-Transfer-Modeling-Developed%20>
- [2] Farmer J.T., Howell J.R. Comparison of Monte Carlo strategies for radiative transfer in participating media. *Adv. Heat Transfer*, 1998, vol. 31, pp. 333–429.  
DOI: [https://doi.org/10.1016/S0065-2717\(08\)70243-0](https://doi.org/10.1016/S0065-2717(08)70243-0)
- [3] Modest M.F. Radiative heat transfer. Academic Press, 2003.
- [4] Tessé L., Dupoireux F., Zamuneret B., et al. Radiative transfer in real gases using reciprocal and forward Monte Carlo methods and a correlated- $k$  approach. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2002, vol. 45, iss. 13, pp. 2797–2814.  
DOI: [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(02\)00009-1](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00009-1)
- [5] Surzhikov S.T. Teplovoe izluchenie gazov i plazmy [Thermal radiation of gases and plasma]. Moscow, BMSTU Publ., 2004.
- [6] Binauld Q., Lamet J.-M., Tessé L., et al. Numerical simulations of radiation in high altitude solid propellant rocket plumes. *Acta Astronaut.*, 2019, vol. 158, pp. 351–360.  
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2018.05.041>
- [7] Farbar E., Boyd I.D., Moghadam-Esmaily M. Monte Carlo modeling of radiative heat transfer in particle-laden flow. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 2016, vol. 184, pp. 146–160. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2016.07.007>
- [8] Bonin J., Mundt C. Full three-dimensional Monte Carlo radiative transport for hypersonic entry vehicles. *J. Spacecr. Rockets*, 2019, vol. 56, iss. 1.  
DOI: <https://doi.org/10.2514/1.A34179>

- [9] Scoggins J.B., Lani A., Riviere Ph., et al. 3D radiative heat transfer calculations using Monte Carlo ray tracing and the hybrid statistical narrow band model for hypersonic vehicles. *47th AIAA Thermophysics Conf.*, 2017.  
DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2017-4536>
- [10] Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., et al. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 2009, vol. 110, iss. 9-10, pp. 533–572. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.02.013>
- [11] Surzhikov S.T. Three-dimensional model of the spectral emissivity of light-scattering exhaust plumes. *High Temp.*, 2004, vol. 42, no. 5, pp. 763–775.  
DOI: <https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000046675.90866.a0>
- [12] Wang W., Li S., Zhang Q., et al. Infrared radiation signature of exhaust plume from solid propellants of different energy characteristics. *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 26, iss. 3, pp. 594–600. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cja.2013.04.019>
- [13] Soufiani A., Taine J. High temperature gas radiative properties of statistical narrow-band model for H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> and CO, and correlated-K model for H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub>. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 1997, vol. 40, iss. 4, pp. 987–991.  
DOI: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(96\)00129-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(96)00129-9)
- [14] Lamet J., Rivière Ph., Perrin M., et al. Narrow-band model for nonequilibrium air plasma radiation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 2010, vol. 111, iss. 1, pp. 87–104.  
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.07.010>
- [15] Niu Q., He Z., Dong S. IR radiation characteristics of rocket exhaust plumes under varying motor operating conditions. *Chinese J. Aeronaut.*, 2017, vol. 30, iss. 3, pp. 1101–1114. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cja.2017.04.003>

**Grigorev I.S.** — Programmer Engineer, Department of Aerial Reconnaissance Devices, Navigation and Specific Research, JSC “Research and Manufacturing Association “State Institute of Applied Optics” (N. Lipatova ul. 2, Kazan, 420075 Russian Federation); Post-Graduate Student, Department of Radioelectric and Quantum Devices, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev (K. Marksa ul. 10, Kazan, 420111 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Grigorev I.S. Simulation of the scattering process effect on high-temperature jet radiation intensity by the Monte Carlo method. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2020, no. 5 (92), pp. 28–43 (in Russ.).  
DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-5-28-43>