

03

Оптический пульсирующий источник, возникающий при непрерывном сфокусированном подводе лазерной энергии в гиперзвуковой поток воздуха

© С.Ю. Пирогов

Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского,
197082, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: kafedra17@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 8 июня 2012 г.)

В рамках модели невязкого, нетеплопроводного, равновесного, излучающего воздуха выполнено численное исследование пространственно-временных газодинамических структур плазменных образований, создаваемых в гиперзвуковом потоке воздуха с помощью мощного сфокусированного лазерного луча. Проанализированы причины возникновения пульсирующей газодинамической неравномерности, возникающей в области между головной ударной волной и областью интенсивного поглощения лазерного излучения.

В настоящее время хорошо известны и широко обсуждаются нетрадиционные методы управления потоками газов (как внешними, так и внутренними), основанные на создании в них протяженных областей с другими физико-механическими свойствами [1]. Создание таких областей возможно различными способами, одним из которых является подвод энергии любого вида, в том числе и энергии лазерного излучения (ЛИ), с последующим преобразованием ее в тепло. Вид подводимой энергии и способы ее подвода определяют физические особенности таких областей. Выявление и исследование этих особенностей важно для решения ряда фундаментальных и прикладных задач плазменной аэродинамики.

Вопросы импульсно-периодического подвода лазерной энергии к неподвижному и движущемуся с дозвуковой или сверхзвуковой скоростью газу и исследование пространственно-временных структур, формирующихся при таком подводе, рассматривались в ряде теоретических и экспериментальных работ [2–6], однако непрерывный подвод энергии ЛИ в гиперзвуковые потоки изучен в настоящее время недостаточно.

В работе приводятся результаты численного исследования процессов взаимодействия ЛИ с гиперзвуковыми потоками воздуха, выполненного в рамках модели невязкого, нетеплопроводного, равновесного, излучающего воздуха в осесимметричной постановке.

Допущения, определяющие физическую модель газа и поля излучения, обоснованы, исходя из анализа особенностей физических процессов, протекающих при поглощении ЛИ в гиперзвуковом потоке воздуха. Анализ газодинамических процессов показывает, что непосредственно за областью интенсивного поглощения ЛИ и образующимся за ней аэродинамическим следом происходит интенсивный радиальный разлет горячего воздуха, близкий к адиабатическому. Этот процесс определяется в основном силами давления, а роль вязких сил пренебрежимо мала во всей возмущенной области.

При больших температурах порядка 10^4 – 10^5 К, которые достигаются за головной ударной волной в области интенсивного поглощения ЛИ, как показано в [7,8], роль теплопроводного механизма переноса энергии мала по сравнению с механизмом переноса энергии излучением, и им можно пренебречь. Использование модели равновесного воздуха обосновывается тем, что при температурах порядка 10^4 – 10^5 К характерные времена различных релаксационных процессов становятся сравнимыми между собой, а достаточно высокая плотность воздуха обуславливает их значения, намного меньшие характерного газодинамического времени задачи, и способствует установлению состояния, близкого к равновесному. Допущение о локальном термодинамическом равновесии, находясь в тесной связи с выбором модели равновесного воздуха, обосновывается выводами работы [8]. Использовалось диффузионное приближение процесса переноса излучения, в котором поток излучения предполагается пропорциональным градиенту истинной плотности энергии излучения, даже если она сильно отличается от равновесной. Такое приближение, строгое для изотропного поля излучения, качественно правильно отражает картину переноса излучения, даже когда распределение интенсивности по углам сильно анизотропно [8].

Численное исследование светодетонационного режима поглощения ЛИ в воздухе выполнено в рамках модели невязкого равновесного излучающего воздуха. Математическая модель построена на базе системы уравнений газовой динамики, записанных в цилиндрической системе координат [9]:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} = -\frac{1}{y}f_0 + f_1. \quad (1)$$

Система уравнений газовой динамики дополнена уравнениями переноса излучения в квазистационарном диффузионном многогрупповом приближении, которые после обезразмеривания с помощью тех же величин, что

и для уравнений (1), сводятся в каждой группе к одному эллиптическому уравнению для плотности энергии излучения U_k [8]:

$$-\frac{1}{y^p} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{y^p}{3\chi_k} \frac{\partial U_k}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{3\chi_k} \frac{\partial U_k}{\partial x} \right) + \tau_0^2 \chi_k U_k = \frac{4\chi_k \tau_0^2}{c} \frac{\sigma_k T^4}{\rho_\infty U_\infty^3}. \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2)

$$\sigma = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{Bmatrix}, \quad a = \begin{Bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{Bmatrix}, \quad b = \begin{Bmatrix} \rho u \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e + p)v \end{Bmatrix},$$

$$f_0 = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{Bmatrix}, \quad f_1 = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ X \end{Bmatrix},$$

$$e = \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right), \quad X = \operatorname{div}(\mathbf{W}) + Q_{\text{Л}}$$

где x, y — оси цилиндрической системы координат; $\rho, p, \varepsilon, u, v$ — безразмерные плотность, давление, удельная внутренняя энергия газа и проекции скорости на оси x и y соответственно; $c = 2.998 \cdot 10^8$ м/с — скорость света; ν — частота излучения; k — k -я группа разбиения интервала частот, $k = 1, \dots, N_k$; N_k — число групп; U_k — объемная плотность энергии излучения в k -м диапазоне частот; $Q_{\text{Л}}$ — энергия лазерного излучения, поглощаемая в единице объема в единицу времени; W_{xk}, W_{yk} — проекции вектора потока энергии собственного излучения на оси координат соответственно в k -м диапазоне частот; $W_x = \sum_{k=1}^{N_k} W_{xk}$ — поток энергии собственного излучения в направлении оси x во всем интервале частот; $W_y = \sum_{k=1}^{N_k} W_{yk}$ — поток энергии собственного излучения в направлении оси y во всем интервале частот; W — суммарный поток энергии собственного излучения; χ_k — коэффициент поглощения излучения в k -м диапазоне частот, исправленный на вынужденное испускание (групповой коэффициент поглощения).

В уравнении (2) величина σ_k вычисляется по формулам [8]

$$\sigma_k = \sigma(s_k) - \sigma(s_{k-1}),$$

$$s_k = \frac{h\nu_k}{kT},$$

$$\sigma_k(s_k) = \begin{cases} 1.58 s_k^3 (0.333 - 0.125 s_k + 0.016 s_k^2) & \text{при } s_k \leq 2, \\ 1.58 [6.4938 - (s_k^3 + 3s_k^2 + 6s_k + 7.28) \exp(-s_k)] & \text{при } s_k > 2, \end{cases}$$

где ν_k — верхняя граница k -го частотного интервала.

В уравнениях (1), (2) величины x, y, U_k, χ_k, c отнесены соответственно к $L_0, \rho_\infty V_\infty^2, \chi_0, V_\infty$, где L_0 — характерный размер задачи, например, радиус пятна фокусировки лазерного излучения или максимальный радиус обтекаемого тела; χ_0 — коэффициент поглощения излучения определенной частоты при определенной температуре, например, коэффициент поглощения лазерного излучения при температуре полной однократной ионизации воздуха; ρ_∞ — плотность невозмущенного потока воздуха; V_∞ — скорость невозмущенного потока воздуха; $\tau_0 = \chi_0 L_0$ — характерная оптическая толщина задачи для излучения определенной частоты.

Замыкают систему уравнений (1), (2) соотношения

$$p = p(T, \rho); \quad \varepsilon = \varepsilon(T, \rho) \quad \text{и} \quad \chi_k = \chi_k(T, \rho). \quad (3)$$

Система уравнений газовой динамики (1) решалась методом С.К. Годунова совместно с уравнением диффузии излучения (2) и соотношениями (3). Уравнение (2) рассчитывалось методом „ α - β “-прогонки [8].

Для модели равновесного воздуха использовались явные аппроксимации термодинамических функций до температур 20 000 К [10] и приближенная интерполяционная формула для внутренней энергии при более высоких температурах [11]. Для определения поля излучения использовалась девятигрупповая модель коэффициентов поглощения воздуха, составленная на основании данных таблиц работы [12] и расширенная на область высоких частот ($0.015 \leq h\nu \leq 80$ эВ).

Расчеты проводились в цилиндрической области, ось которой совпадала с направлением невозмущенного гиперзвукового потока воздуха с использованием алгоритма [13]. Сфокусированный на оси лазерный луч с длиной волны ЛИ $\lambda = 10.6 \mu\text{м}$ (CO_2 -лазер), интенсивность в котором распределена по закону Гаусса $W_{\text{Л}} = G_0 \exp[-(y/r_p)^2]$ (здесь G_0 — интенсивность лазерного излучения на оси симметрии, r_p — радиус пятна фокусировки), был направлен против направления оси x (рис. 1, 2, 3).

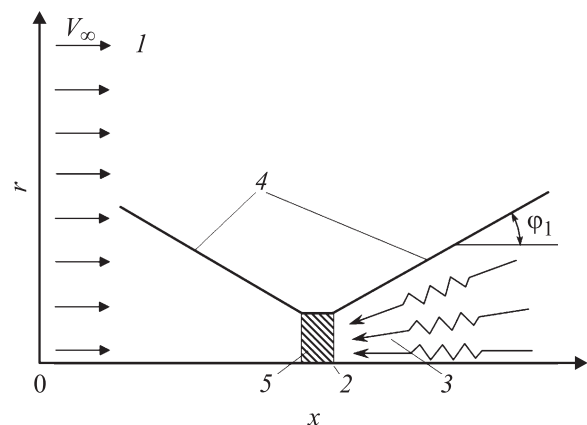


Рис. 1. Схема расчетной области: 1 — гиперзвуковой набегающий поток, 2 — положение фокуса, 3 — сфокусированное лазерное излучение, 4 — граница лазерного луча, 5 — горячая область.

Изменение интенсивности лазерного луча при прохождении области происходит по экспоненциальному закону

$$W_{Л} = G_0 \exp [-(y/r_p)^2] \exp \left[- \int_0^x \chi_{Л} dx \right], \quad (4)$$

где $\chi_{Л}$ — коэффициент поглощения лазерного излучения.

Особенности задания граничных и начальных условий заключались в следующем. На левой границе и во всей расчетной области задавались параметры невозмущенного гиперзвукового потока воздуха, соответствующие стандартной атмосфере на высоте $H = 30$ km. Горячая область температурой не менее 1.7 eV (см. рис. 1, 5), задаваемая в начальный момент времени для иницирования поглощения ЛИ, располагалась соосно расчетной области и имела форму цилиндра с радиусом $r_p = 1.2$ cm, выбранного в качестве масштаба линейных размеров и равного радиусу пятна фокусировки лазерного луча. Удаление фокуса от начала координат — 7.8 cm.

Для уравнений диффузии излучения в каждой группе при задании граничных условий на свободных границах используется предположение об отсутствии падающего извне в расчетную область излучения. Следующие из этого предположения граничные условия имеют вид [9]: на левой границе — $W_{xk} = -c \frac{U_k}{2}$, на правой границе — $W_{xk} = c \frac{U_k}{2}$, на верхней границе — $W_{yk} = c \frac{U_k}{2}$, на оси x — условие симметрии (равенство нулю потоков W_{yk}).

С помощью разработанной математической модели были выполнены расчеты газодинамических структур, возникающих в гиперзвуковом потоке воздуха при числе Маха набегающего потока $M = 10$. Основное внимание при анализе результатов расчета было уделено вопросам детализации структуры плазменных образований в гиперзвуковом, формирующихся при различных углах фокусировки ϕ_1 лазерного луча ($0-30^\circ$) и мощностях ЛИ ($N = 1-30$ MW).

Результаты выполненного исследования подтвердили выводы работы [6] о следующих условиях устойчивой локализации лазерного плазменного образования (ПО) в гиперзвуковых потоках:

- только сфокусированный лазерный луч;
- начальная температура, задаваемая в горячей области, не меньше температуры полной однократной ионизации воздуха ($T \approx 1.7$ eV);
- плотность мощности ЛИ J не ниже пороговой для заданного числа Маха M .

Зависимость пороговой плотности мощности, необходимой для устойчивой стабилизации непрерывного оптического разряда, от числа Маха M приведена на рис. 2. Область, расположенная под кривой, определяет соотношение соответствующих чисел Маха M и плотностей мощности ЛИ J , при которых не возникает

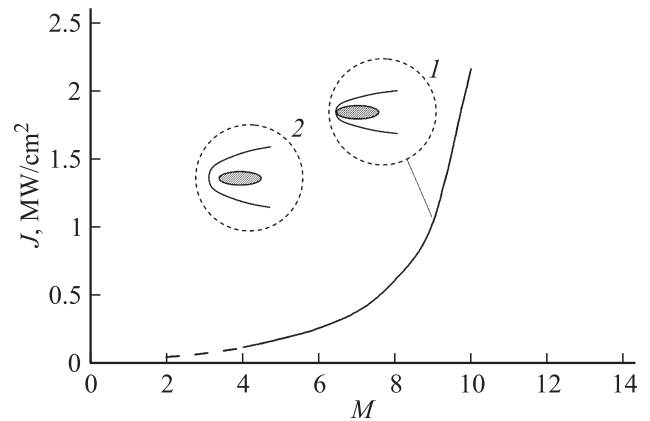


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности мощности J , необходимой для локализации непрерывного оптического разряда в воздухе, от числа Маха M набегающего потока.

устойчивой локализации лазерного ПО. Поглощенной энергии ЛИ недостаточно для образования устойчивого в гиперзвуковом потоке воздуха ПО. Горячую область, которая инициирует поглощение ЛИ в гиперзвуковом потоке, сдувает. На кривой реализуется устойчивая локализация лазерного ПО, при этом возникает режим обтекания ПО с присоединенной ударной волной. В этом случае головная ударная волна перед ПО находится в области фокуса (рис. 2). Область, расположенная над кривой, является областью устойчивой локализации лазерного ПО в гиперзвуковом потоке воздуха, в этой области реализуется режим обтекания ПО с отсоединенной ударной волной (см. рис. 2, 2).

При значениях плотности мощности ЛИ J и чисел Маха M набегающего гиперзвукового потока воздуха, превышающих пороговые, в области за головной удар-

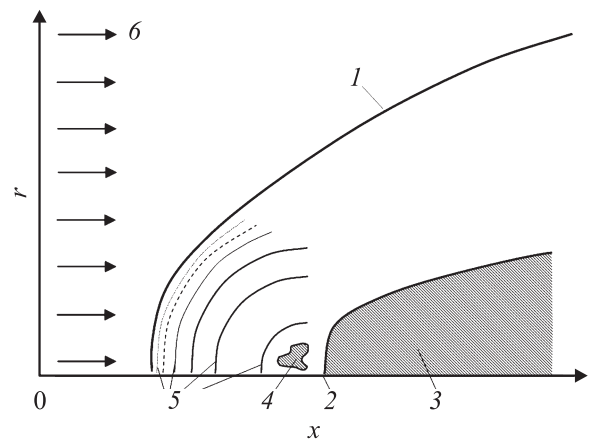


Рис. 3. Схема плазмогазодинамической структуры локализованного в гиперзвуковом потоке оптического разряда: 1 — головная ударная волна, 2 — горячий след за областью интенсивного поглощения ЛИ, 3 — место положения фокуса ЛИ, 4 — периодически возникающий оптический пульсирующий источник, 5 — волны, генерируемые ОПИ, 6 — гиперзвуковой набегающий поток.

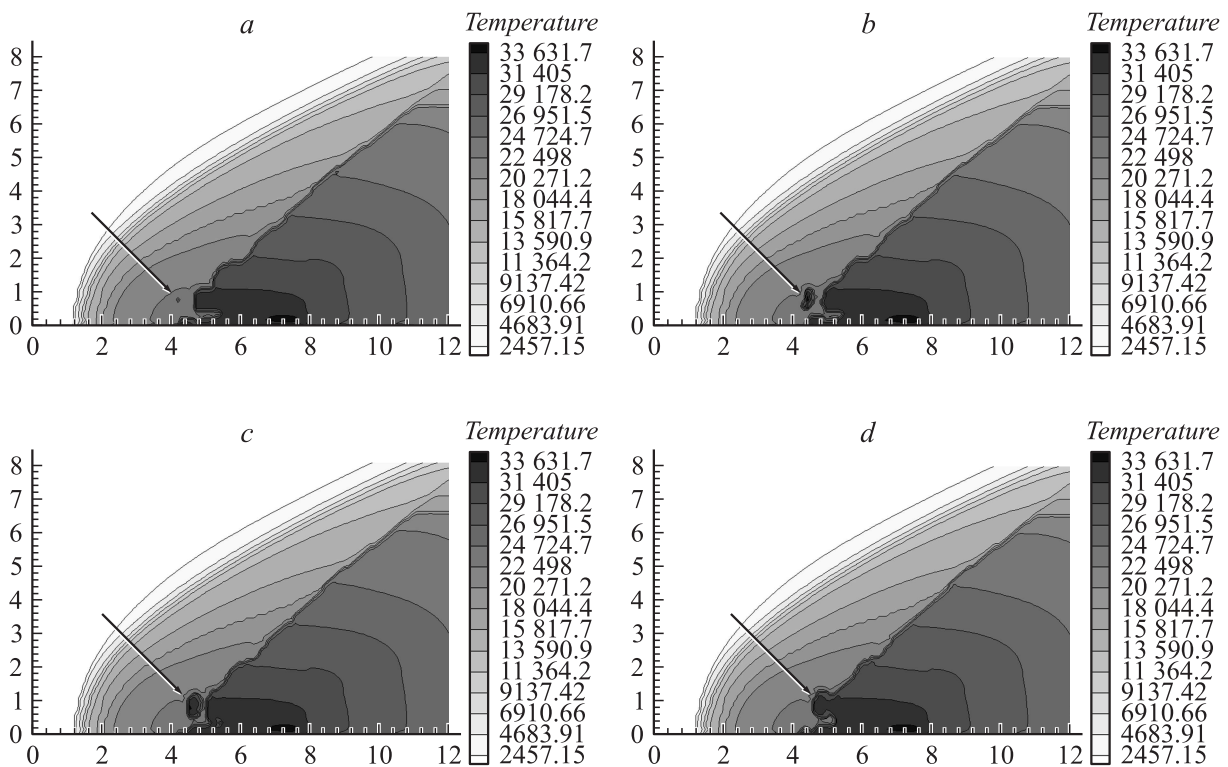


Рис. 4. Результаты численного расчета локализованного в гиперзвуковом потоке воздуха ПО с оптическим пульсирующим источником ($M = 10$, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $J = 3 \text{ MW/cm}^2$): *a* — возникновение ОПИ, *b* — увеличение размеров ОПИ, *c* — начало сноса ОПИ вдоль по потоку, *d* — исчезновение ОПИ.

ной волной перед местом интенсивного поглощения энергии ЛИ (в окрестности фокуса), возникает пульсирующая зона (рис. 3, 4), являющаяся оптическим пульсирующим источником (ОПИ), генерирующим волны (рис. 3, 5), которые объединяются в одну квазистационарную волну низкой частоты. Пример образования и эволюции такой зоны, возникающей при численном расчете, показан на рис. 4 стрелкой. Так как задача решается в цилиндрических координатах, ОПИ будет иметь при пространственном рассмотрении торообразную форму.

Анализ газодинамических картин и картин распределения плотности мощности ЛИ показал, что причиной возникновения ОПИ является перекрытие лазерного луча волной ионизации, периодически движущейся навстречу лучу, с последующим его просветлением, вызванным падением интенсивности ЛИ из-за расхождения луча. Во всех рассмотренных случаях различных углов фокусировки лазерного луча максимум температуры и поглощенной энергии ЛИ находится в области фокуса (рис. 5). При этом количество энергии собственного излучения воздуха и поглощаемой энергии ЛИ сбалансированы. Нарушение этого баланса, вызванное периодическим перекрытием и просветлением лазерного луча, и является причиной возникновения ОПИ.

Следует отметить, что при исследовании процессов светодетонационного поглощения ЛИ в неподвижном воздухе с помощью разработанной математической мо-

дели [14,15], таких явлений не наблюдалось даже при плотности мощности ЛИ в 100 раз больше, чем в примере, представленном на рис. 4.

Появление локальной нестационарной зоны ОПИ, расположенной в передней части ПО и являющейся источником волн возмущения, которые возникают с определенной частотой в области между головной ударной волной и ПО, не оказывает заметного влияния на

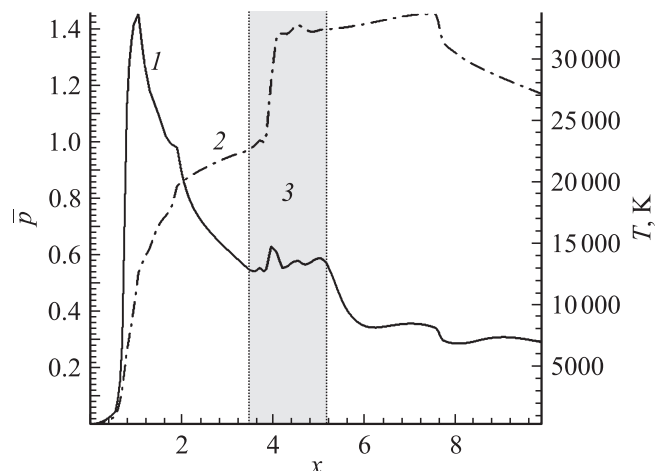


Рис. 5. Распределение коэффициента давления (1) и температуры (2) вдоль оси ПО, 3 — область пульсации газодинамических параметров.

положение и форму головной ударной волны. В то же время основные колебания газодинамических параметров наблюдаются в области за местом фокусировки ЛИ (рис. 5, 3).

Таким образом, полученные результаты исследования пространственно-временных структур, образующихся при непрерывном подводе энергии ЛИ сфокусированным лучом ЛИ, позволили выявить условия возникновения в ПО пульсирующей зоны (пульсирующего оптического источника), порождающего перед собой низкочастотную квазистационарную волну.

Список литературы

- [1] *Chernyi G.G.* // Proceeding of 2-nd WIG Workshop, Norfolk, VA, 24–25, April 1998. P. 1–32.
- [2] *Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н.* и др. // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 10. С. 1754–1761.
- [3] *Дженг С.М., Кифер Д.Р.* // Аэрокосмич. техника. 1989. № 11. С. 109–117.
- [4] *Федорченко А.Т.* // Акустический журнал. 1986. Т. 32. № 2. С. 42–47.
- [5] *Третьяков П., Тупикин А., Яковлев В.* Пространственно-временные масштабы газодинамической структуры сверхзвукового течения с импульсно-периодическим лазерным энергоподводом. Препринт № 9–97. ИТПМ СО РАН. Новосибирск, 1997. 97 с.
- [6] *Юрьев А.С., Рыбка И.В., Цветков О.В.* // Тр. Международной конференции „Фундаментальные исследования в аэрокосмической науке“, 1994. С. 83–85.
- [7] *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
- [8] *Четвертушкин Б.Н.* Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. С. 285–293.
- [9] *Годунов С.К., Забродин А.В., Прокопов Г.П.* // ЖВМ и МФ. 1961. Т. 1. № 6. С. 1020–1050.
- [10] *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука. 1982. 391 с.
- [11] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 688 с.
- [12] Оптические свойства горячего воздуха / Под ред. Л.М. Бибермана. М.: Наука, 1970. 320 с.
- [13] *Белянин Д.Г., Пирогов С.Ю.* // Сборник алгоритмов и программ типовых задач. Вып. 26. ВКА им А.Ф. Можайского. 2007. С. 81–90.
- [14] *Пирогов С.Ю., Юрьев А.С., Белянин Д.Г., Типаев В.В., Филатов А.В.* // ТВТ. 2010. № 1. С. 138–145.
- [15] *Пирогов С.Ю., Юрьев А.С., Белянин Д.Г., Типаев В.В., Филатов А.В.* // ПЖТФ. 2010. Т. 36. № 23. С. 62–69.