

МЕХАТРОНИКА

УДК 537.523:538.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО РАЗРЯДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

А.А. Тропина, д.т.н., ХНАДУ

Аннотація. Предложена тепловая модель лазерного разряда в турбулентном сверхзвуковом потоке газа. Проведено численное исследование погрешности метода измерения профилей скорости, основанного на возбуждении молекул азота лазерным импульсом. Показано, что быстрый нагрев газа разрядом вызывает деформацию профилей скорости.

Ключевые слова: численное моделирование, лазерный разряд, тепловая модель, турбулентный поток, профили скорости.

МОДЕЛЮВАННЯ ЛАЗЕРНОГО РОЗРЯДУ В НАДЗВУКОВОМУ ПОТОЦІ ГАЗУ

А.А. Тропіна, д.т.н., ХНАДУ

Анотація. Запропоновано теплову модель лазерного розряду в турбулентному надзвуковому потоці газу. Проведено чисельне дослідження похибки методу вимірювань профілів швидкості, який ґрунтується на збудженні молекул азоту лазерним імпульсом. Показано, що швидкий нагрів газу розрядом викликає деформацію профілів швидкості.

Ключові слова: чисельне моделювання, лазерний розряд, теплова модель, турбулентний потік, профілі швидкості.

SIMULATION OF THE LASER DISCHARGE IN A SUPERSONIC GAS FLOW

A.A. Tropina, Professor, Doctor of Science, KhNAHU

Abstract. A heat model of the laser discharge in a supersonic turbulent gas flow has been developed. A numerical investigation of the error of the method of velocity measurements, which is based on the nitrogen molecules excitation, has been carried out. It is shown that fast gas heating by the discharge causes the velocity profiles deformation.

Ключевые слова: numerical simulation, laser discharge, heat model, turbulet flow, velocity profile.

Введение

Вычислительная газодинамика сегодня – это необходимый и зачастую единственный инструмент для понимания физики турбулентности, механизмов взаимодействия ламинарных и турбулентных потоков, а также механизмов контроля процессами обтекания тел в потоке при различных числах Маха.

В то же время развитие и совершенствование современных вычислительных методов газодинамики невозможны без совершенствования современных экспериментальных методов измерений скорости, особенно в турбулентных сверхзвуковых потоках. Однако при этом вопрос о точности проводимых экспериментов по-прежнему остается актуальным.

Анализ публикаций

К самым известным методам измерения скорости в потоках можно отнести бесконтактный метод цифровой трассерной визуализации (метод PIV- Particle Image Velocimetry). Измерение мгновенного поля скорости потока основано на измерении с помощью рассеянного лазерного излучения перемещения специальных частиц (трассеров), которые добавляются в исследуемый поток газа или жидкости. Основным преимуществом метода является возможность регистрации мгновенных значений скорости в пространстве, что является особенно важным при изучении потоков, содержащих крупномасштабные вихревые структуры [1, 2]. В то же время этот метод обеспечивает существенное разрешение только для достаточно больших изменений скорости.

Для измерений значений или изменений скорости потока на очень малых расстояниях порядка колмогоровского масштаба турбулентности применяются методы, основанные на использовании электронной рамановской флуоресценции, вызванной лазерным разрядом [3]. Среди последних активно развивающихся методов можно отметить так называемый FLEET (Femtosecond Laser Electronic Excitation Tagging) – метод [4], основанный на возбуждении молекул азота фемтосекундным лазерным импульсом и последующим слежением за этими молекулами с помощью камеры. При этом экспериментально отмечается увеличение температуры газа в фокальной области лазера порядка 30 мкм, что может повлиять на точность измерений скорости.

Цель и постановка задачи

Целью данного исследования является оценка влияния быстрого нагрева газа при действии фемтосекундного лазерного разряда на профили скорости в сверхзвуковом потоке.

Основная система уравнений, описывающая нестационарное турбулентное движение газа в рамках $k-\varepsilon$ модели турбулентности, имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0,$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i + p \delta_{ij} - \tau_{ij}) = 0,$$

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} S_{ij} - \rho \varepsilon (1 + 2M_t^2),$$

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} S_{ij} - c_{\varepsilon 2} \frac{\rho \varepsilon^2}{k},$$

$$\tau_{ij} = \rho \overline{u_i u_j}, \tau_{ij} = \tau_{lij} + \tau_{tij},$$

$$\tau_{lij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{S_{mn} \delta_{ij}}{3} \right),$$

где u_j ($j = \overline{1,3}$) – компоненты вектора скорости, τ_{lij} (τ_{tij}) – тензор молекулярных (турбулентных) напряжений, μ_t – турбулентная вязкость, k – кинетическая энергия турбулентности, ε – скорость диссипации турбулентной кинетической энергии, S_{ij} – тензор скоростей деформаций.

Остальные обозначения общепринятые.

Результаты расчетов

Расчеты проводились для случая вертикальной сверхзвуковой струи воздуха (диаметр сопла $d_0 = 30$ мкм, давление на выходе $p_0 = 2$ атм). Во всей области число Маха варьировалось в диапазоне $M = 0,02 \rightarrow 1,9$. Геометрия задачи соответствовала геометрии экспериментальной установки для измерения значений скорости с помощью метода FLEET, изложенного в деталях в работе [4]. Задача решалась в осесимметричной постановке. Размер расчетной области составил $1,5 \text{ см} \times 2,0 \text{ см}$, количество ячеек сетки $4,7 \times 10^5$ при минимальном размере ячейки 1,5 мкм. Детали численного метода приведены в работе [5].

Вычисления проводились в два этапа. На первом шаге решалась стационарная задача расчета поля скоростей вертикальной турбулентной струи без внешнего источника тепла. На следующем шаге рассматривалась нестационарная задача, начальным условием для которой было решение стационарной задачи, а действие фемтосекундного лазерного разряда моделировалось источником

тепла в уравнении теплопроводности следующим образом.

С учетом размеров фокальной области лазера лазерный импульс был промоделирован как нестационарный источник в цилиндрической области высотой $h = 1$ см и радиусом $R_c = 30$ мкм. Для оценки максимальной интенсивности источника тепла использовалось аналитическое решение уравнения теплопроводности при малых числах Фурье $Fo = \chi\tau / R^2$ вида

$$T - T_0 = 2r^2 Fo \cdot Po / R_c^2,$$

где $Po = QR_c^2 / (\lambda \cdot \delta T)$, R_c – радиус цилиндрической области с источником тепла, Q – максимальная интенсивность источника, λ – коэффициент теплопроводности, χ – коэффициент температуропроводности.

В работе [4] отмечается, что в результате действия лазерного импульса шириной $t_p = 120$ фс наблюдается повышение температуры воздуха в зоне разряда на величину $\delta T = 200$ °К. Эти данные позволили оценить максимальную мощность источника Q . С учетом динамики фемтосекундного лазерного разряда временная зависимость теплового источника была смоделирована в виде линейной зависимости от времени до момента $t = t_p / 3$, когда достигалась максимальная интенсивность источника Q . После этого временная зависимость источника тепла предполагалась экспоненциально спадающей до $t = t_p$.

Для проверки правильности вычислений было проведено сравнение полученных расчетных данных с экспериментальными данными о замерах скоростей на разных расстояниях от входного сечения $y / d_0 = 1, 5, 10$, соответствующих расстояниям 1, 5, 10 мм от входного сечения [4].

Результаты сравнения представлены на рис. 1 и демонстрируют хорошее соответствие между расчетными и экспериментальными данными во всей области за исключением точек в сдвиговых слоях.

Одной из причин таких отклонений является возможное влияние коротко-импульсного

ввода энергии при действии фемтосекундного лазерного разряда (который и использовался при проведении измерений скорости) на профили скорости при различных числах Маха.

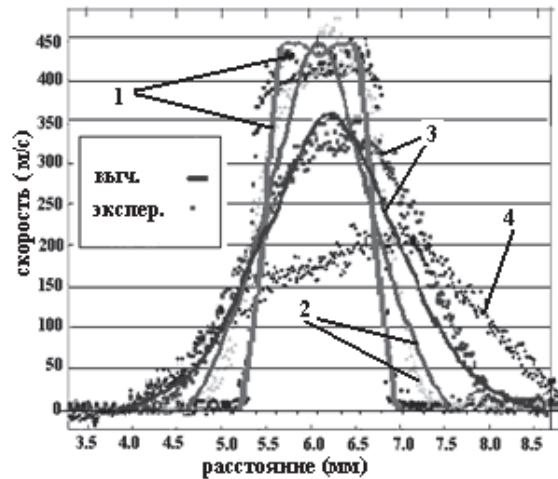


Рис. 1. Средняя скорость потока на разных расстояниях от входного сечения при $t = 0,5$ мкс: 1 – $y / d = 1$; 2 – $y / d = 5$; 3 – $y / d = 10$; 4 – $y / d = 15$. Экспериментальные данные – из работы [4]

В качестве основного параметра, характеризующего такое влияние, был выбран безразмерный параметр β , представляющий собой относительное изменение осевой скорости v_y

$$\beta = abs(v_y - v_y^{stat}) / v_y^{stat},$$

где v_y^{stat} – значение осевой скорости, полученное при решении стационарной задачи.

Сравнивая результаты расчетов параметра β в различных сечениях (кривые 1, 2 на рис. 2) в момент времени $t = 0,5$ мкс, можно отметить, что основные отклонения в значениях скорости наблюдаются как раз в зоне разряда, моделируемого источником вдоль линии $y / D = 1$.

При этом максимальные значения параметра β , а соответственно, и максимальные значения отклонений скорости вследствие этого локализованного ввода энергии находятся в сдвиговом слое, в области на границе между сверхзвуковой струей и окружающим воздухом.

Возникновение подобных искажений профиля скорости при действии фемтосекундного лазерного разряда, вызывающего быстрый нагрев газа, можно объяснить тем фактом, что такое увеличение температуры вызывает появление градиента плотности. Этот процесс, в свою очередь, приводит к различным значениям ускорения газа в различных точках и, как следствие, вызывает увеличение средней скорости сдвига, приводящее к увеличению кинетической энергии турбулентности, что следует из анализа уравнения баланса кинетической энергии турбулентности. Отметим, что полученный результат хорошо коррелирует с известным соотношением о пропорциональности временной зависимости радиуса разряда от среднеквадратичной скорости турбулентных пульсаций вида $\frac{dr}{dt} \cong \sqrt{u^2(t)}$ [6].

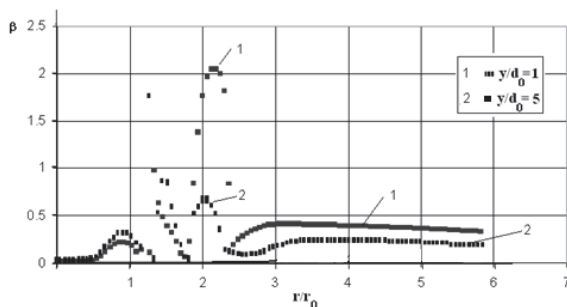


Рис. 2. Относительные отклонения осевой скорости на разных расстояниях от входного сечения при $t = 0,5$ мкс

Следует отметить, что вводимые разрядом возмущения медленно уменьшаются с течением времени и становятся в два раза меньше при $t = 1$ мкс, но по-прежнему велики в районе сдвигового слоя, что необходимо учитывать при обработке данных эксперимента. В то же время подобные контролируемые деформации профиля скорости при действии фемтосекундного лазерного разряда разной интенсивности, а следовательно, и разной величины теплового нагрева газа, могут сами по себе служить основой контроля пограничного слоя с целью достижения безотрывного обтекания тел турбулентным потоком при больших числах Маха.

Выводы

Представлена тепловая модель фемтосекундного лазерного разряда в сверхзвуковом потоке газа. Проведенное сравнение экспериментальных и расчетных значений скорости подтверждает адекватность предложенной модели. Получено, что максимальные отклонения в значениях скорости наблюдаются в сдвиговом слое и являются результатом быстрого нагрева газа при действии разряда.

Литература

1. Kang S. Effects of coincidence window and measuring volume size on laser Doppler velocimetry measurement of turbulence / S. Kang, B. Patil, R.P. Roy // Experiments in Fluids. – 2001. – Vol. 30. – P. 365–370.
2. Nakagawa S. Particle image velocimetry measurements of flow over a wavy wall / S. Nakagawa, T.J. Hanratty // Physics of Fluids. – 2001. – Vol. 13, №11. – P. 3504–3507.
3. Transverse velocity increments in turbulent flow using the RELIFF technique / G. Noullez, W. Wallace, W. Lempert, R.B. Miles, U. Frisch // J. Fluid Mech. – 1997. – Vol. 33. – P. 287–307.
4. Michael J.B. Femtosecond laser electronic excitation tagging for quantitative velocity imaging in air / J.B. Michael, M.R. Edwards, A. Dogariu, R.B. Miles // Applied Optics. – 2011. – Vol. 50, №20. – P. 5158–5162.
5. Тропина А.А. Теоретические основы процессов горения, стимулированных равновесной и неравновесной плазмой электрического разряда: дисс. ... докт. техн. наук: 01.02.05 / А.А. Тропина, 2011. – 368 с.
6. Shneider M.N. Turbulent decay of after-spark channel / M.N. Shneider // Phys. Plasmas. – 2006. – Vol. 13. – P. 07351(11).

Рецензент: Ю.В. Батыгин, профессор, д.т.н., ХНАДУ.

Статья поступила в редакцию 04 ноября 2013 г.