

УДК 53.044; 544.03

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ГОРЕНИЯ ГАЗООБРАЗНОЙ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ

Ratan Joarder, Awanish Pratap Singh

*Метод моделирования крупных вихрей применен для понимания лазерного инициирования горения бедной водородно-воздушной смеси в гомогенной изотропной турбулентности. Первоначально взрывная волна от зоны пробоя выносит большую часть смеси, окружающей горячую сердцевину, на высокой скорости, что препятствует формированию зоны горения. Горение начинается, только если сердцевина содержит достаточное количество теплоты, чтобы поддерживать дальнейшую устойчивость пламени.*

**Ключевые слова:** LES, лазерно-индуцированное воспламенение, взрывная волна.

*Введение.* Считается, что использование концентрированного лазерного пучка для инициирования горения химически реактивной смеси имеет некоторые преимущества перед обычным электроискровым зажиганием. Преимуществами могут быть: (а) пространственный и временной контроль искры, (б) возможность зажигания бедной топливной смеси, (в) возможность зажигания топливно-воздушных смесей высокого давления и т.д. Ronney [1] классифицировал процесс лазерного инициирования горения как лазерно-иницированное тепловое воспламенение, лазерно-иницированное фотохимическое воспламенение, лазерно-иницированное воспламенение резонансным пробоем и лазерно-иницированное нерезонансное (искровое) воспламенение. Одноимпульсное лазерное инициирование горения химически реактивных смесей является проблематичным. Было замечено что, несмотря на высокую энергию лазерного импульса (20–150 мДж), вероятность достижения воспламенения и устойчивого пламени в дальнейшем низка [2]. Были также попытки использовать многократные импульсы в том же самом пространстве, чтобы достигнуть эффективного горения [3]. Однако сначала необ-

ходимо найти причины низкой вероятности воспламенения горючей смеси единственным лазерным импульсом.

В данной работе исследовано лазерное инициирование горения бедной водородно-воздушной смеси. Водородно-воздушная смесь выбрана из-за ее высокой реактивности; если единственный импульс соответствующей мощности не в состоянии воспламенить смесь, то же самое справедливо и для других топливно-воздушных смесей.

Исследуемая область инициализируется полем гомогенной изотропной турбулентности (ГИТ). Численные значения распределения давления и температуры, соответствующие лазерно-индуцированному воздушному пробую, расположены в центре этой области. Исследовано развитие лазерной искры в поле гомогенной изотропной турбулентности воздуха и бедной водородно-воздушной смеси.

*Численный метод.* Рассматривается метод конечного объема для решения уравнений Навье–Стокса (Favre-фильтрованный [4]), который также содержит уравнения сохранения. Интегральная форма основных уравнений может быть записана как

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{U} dv + \int_S (\mathbf{H} - \mathbf{F}) \cdot \underline{\underline{\kappa}} ds = \int_S \mathbf{S} dv. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{U}$  и  $\mathbf{S}$  – векторы-столбцы, содержащие консервативные переменные и источники членов, соответственно,  $\mathbf{H}$  – тензор потока второго порядка, содержащий невязкие потоки,  $\mathbf{F}$  – тензор потока второго порядка, содержащий сумму молекулярных вязких потоков и подсеточный масштаб вязких потоков, и  $\underline{\underline{\kappa}}$  – единичная внутренняя нормаль к  $ds$ . Выражения для вышеупомянутых векторов и тензоров также предоставлены Knight et al. [4]. Невязкие потоки дискретизированы в соответствии со всескоростной схемой Li типа Roe [5], которая является модифицированной версией оригинальной схемы Roe. Модификация позволила принять меры против большого численного разброса при небольших масштабах.

Пространственная точность увеличена до третьего порядка с помощью стратегии экстраполяции MUSCL [6] наряду с ограничителем Van Albada [7].

Вязкие потоки дискретизированы в соответствии с центральной разностной схемой Peyret et al. [8] второго порядка точности. Напряжения подсеточного масштаба моделировались сжимаемым расширением [9–11] из модели подсеточного масштаба Smagorinsky [12]. Вектор источников членов  $\mathbf{S}$  возникает из-за химических реакций. Используется модель конечной скорости водородно-воздушной реакции, которая включает 7 реагентов (H, O, H<sub>2</sub>O, OH, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>) и 8 реакций [13]. Краткое описание вычислений источников членов и их неявной обработки с использованием обновлен-

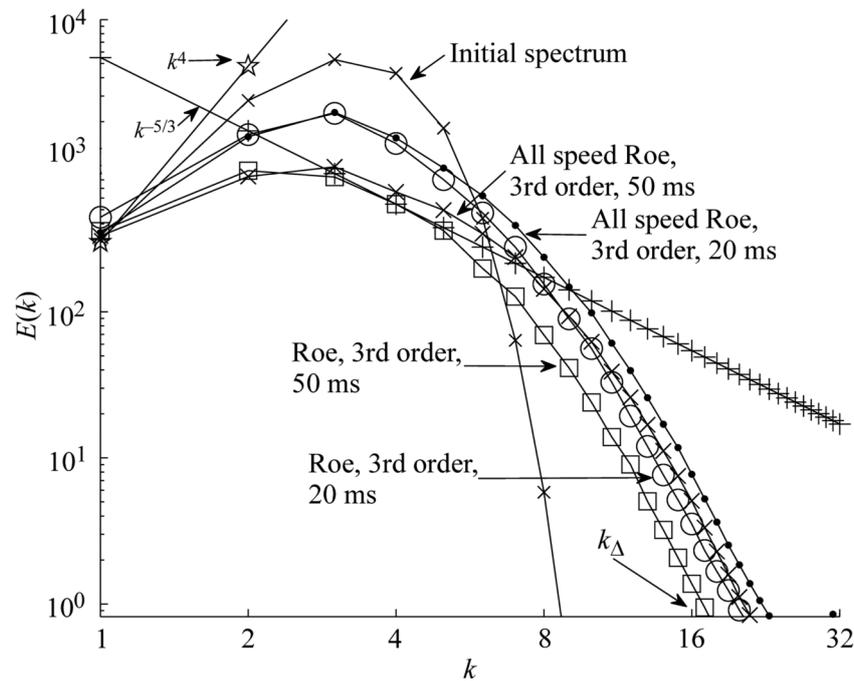


Рис. 1: Спектры турбулентной кинетической энергии в процессе распада гомогенной изотропной турбулентности на  $64^3$  ячейки,  $FGR = 2$ ,  $k_\Delta$  – волновое число обрезки фильтра по  $k$ .

ного уравнения во времени приведены в [14] и [15], соответственно. Интегрирование по времени проводится с использованием малодиссипативного четырехстадийного метода Рунге–Кутты второго порядка точности, приведенного Vreman et al. [16]. Число CFL было 0.1 и 1.0 для потоков с химическими реакциями и без реакций соответственно. Линейный ограничительный фильтр четвертого порядка с одним дополнительным ограничением на производную передаточной функции фильтра [17] и фильтр на сеточное отношение (ФСО) = 2 используется для фильтрации решения методом остатков после 100 итераций. Мы пренебрегаем реакциями подсеточного масштаба (ПСМ), которые, как было установлено, дают предсказание ничтожно малого вклада в поле потока [18]. Область размером  $0.013 \text{ м}^3$ , дискретизированная  $128^3$  точками сетки, была выбрана для численных расчетов химических реакций.

*Верификация кода.* Компьютерная программа была верифицирована путем сравнения полученных результатов с работами, опубликованными в открытой печати, прежде чем программа использовалась для решения данной задачи. Исследовался тестовый случай распада однородной изотропной турбулентности. Флуктуации на-

чальной скорости турбулентности генерировались с использованием исходного кода <http://web.stanford.edu/~hjbac/CBC>, исходя из синтетического спектра турбулентной кинетической энергии [17]:

$$E(k) = \frac{32}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{u_{\text{rms}}^2}{k_0} \left(\frac{k}{k_0}\right)^4 \exp\left(-2\left(\frac{k}{k_0}\right)^2\right). \quad (2)$$

Здесь  $k$  – волновое число,  $u_{\text{rms}} = 100$  m/s (среднеквадратичная скорость турбулентности),  $k_0$  – волновое число, соответствующее пику энергетического спектра, величина

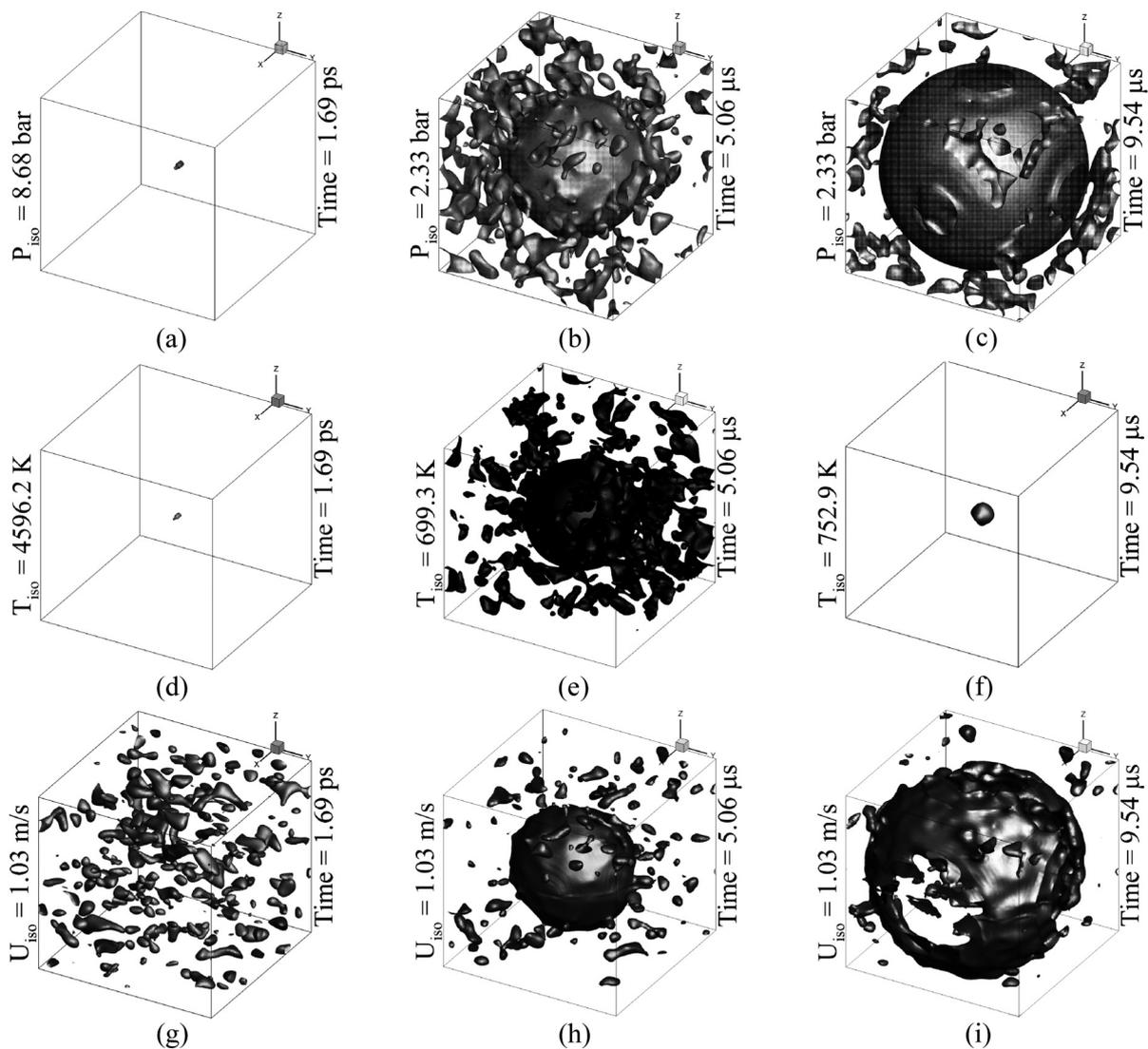


Рис. 2: Изоповерхности давления, температуры и скорости  $U$  ( $x$ -компонента) в различные моменты времени.

которого была принята равной  $3.2 \text{ м}^{-1}$  так, чтобы фильтр обрезки волнового числа  $k_{\Delta}$  оставался большим, чем это значение. ФСО был принят равным 2. Домен размером  $2\pi^3 \text{ м}^3$  дискретизирован  $64^3$  точками сетки. На границы наложены периодические граничные условия. Спектры после 20 мс и 50 мс, а также исходный спектр, показаны на рис. 1, который можно сравнить со спектром на стр. 81 работы [17]. Большой численный разброс оригинальной схемы Roe при небольших масштабах компенсируется представлением всескоростной схемы типа Roe [5]. Закон Колмогорова  $k^{-5/3}$  приблизительно выполняется в процессе распада.

*Эволюция лазерной искры и инициирование горения в ГИТ.* Зона пробоя, созданная концентрированным лазерным лучом, первоначально имеет форму слезинки [19]. Временная эволюция зоны пробоя в неподвижной атмосфере исследовалась во многих работах, например [19–21]. Однако, когда лазерная энергия поступает в горючую смесь, сгенерированную после атомизации и последующего испарения капелек жидкого топлива в камере сгорания газовой турбины, поле потока является чрезвычайно турбулентным. Кроме того, воспламенение смеси и последующее распространение или затухание пламени зависят от турбулентности. В настоящей работе исследовано развитие лазерной искры в турбулентных неактивных и реактивных газах. Исходные данные, а именно, давление и температура в зоне пробоя генерированы путем вращения двумерного профиля этих переменных вокруг его оси симметрии [20, 21]. Здесь энер-

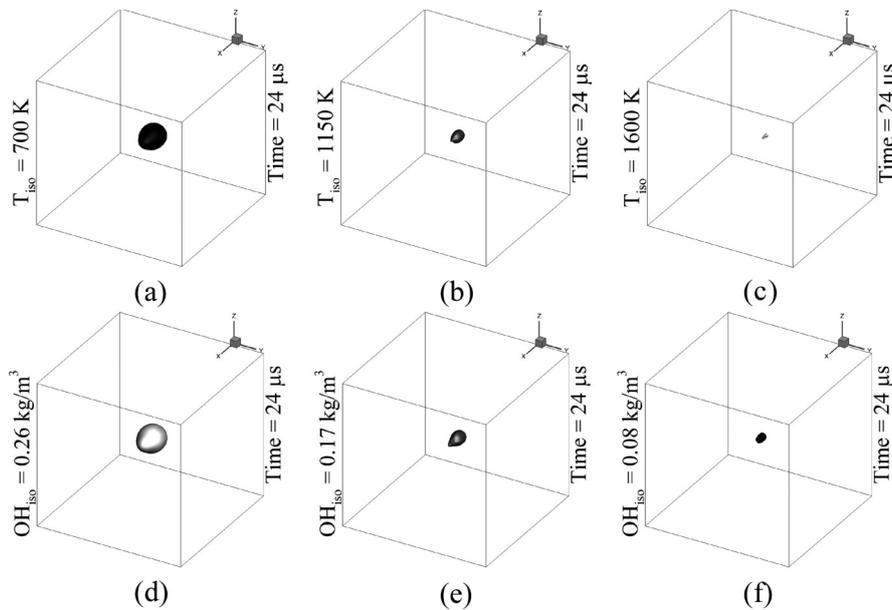


Рис. 3: Изоповерхности температуры и концентрации  $\text{OH}$  на 24-й мкс.

гия лазерного импульса, поглощенная воздухом, составляет 50 мДж. Соответствующее максимальное давление и температура зоны пробоя равны 22.6 бар и 4800 К, соответственно [21]. Зона пробоя расположена в центре куба размером 0.01 м<sup>3</sup>. Величины  $u_{rms}$  и  $k_0$  поля потока поддерживаются равными 1 м/с и 1/10 волнового числа обрезки сетки, соответственно (уравнение 2). Изоповерхности давления, температуры и скоростей в различные моменты времени в процессе развития искры показаны на рис. 2. Важно отметить что, хотя взрывная волна непрерывно расширяется со скачкообразным уменьшением давления поперек нее, расширение высокотемпературной сердцевины области вокруг центра домена прекращается через некоторое время, и эта сердцевина остается в значительно меньшем объеме.

Для исследования лазерного инициирования горения используется исходная газовая смесь  $H_2 + O_2 + 3.76 N_2$ . Изоповерхности температуры и концентрации ОН на 24-й мкс показаны на рис. 3.

*Выводы.* Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Снижение температуры взрывной волны недостаточно для автоматического воспламенения смеси. Химическая реакция сначала начинается в горячей сердцевине. Однако несгоревшая смесь мгновенно отделяется от горячей сердцевины из-за индуцированной направленной наружу радиальной скорости позади взрывной волны. Следовательно, рост изоповерхности ОН/ $H_2O$  или поверхности пламени прекращаются через некоторое время. Когда взрывная волна ослабевает и поток радиальной скорости уменьшается, несгоревшая смесь снова приходит в соприкосновение с горячей сердцевиной и, если температура сердцевины достаточно высока в этот момент времени, происходит автовоспламенение, и начинается лазерное инициирование горения, которое может привести к устойчивому пламени. Здесь не рассматривается направленная средняя скорость потока (как в топливном аэрозоле). В этом случае инициирование горения может отличаться от исследованного процесса.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] P. D. Ronney, *Opt. Eng.* **33**, 510 (1994).
- [2] A. P. Singh, U. P. Padhi, H. Tummalapalli, and R. Joarder, in *Proceedings of the 11th Asia-Pacific Conference on Combustion, Sydney, NSW Australia, December 10–14, 2017* (The University of Sydney, 2017).
- [3] L. Wermer, J. Hansson, and S-k. Im, *Proc. Comb. Inst.* **36**, 4427 (2017).
- [4] D. Knight, G. Zhou, N. Okong'o, and V. Shukla, *AIAA 98-0535* (1998).

- [5] X-s Li, *Int. J. Comp. Fluid Dyn.* **30**, 69 (2016).
- [6] B. Van Leer, *J. Comp. Phys.* **32**, 101 (1979).
- [7] G. D. Van Albada, B. Van Leer, and W. W. Roberts, *Astron. Astrophys.* **108**, 76 (1982).
- [8] R. Peyret and D. T. Taylor, *Computational Methods for Fluid Flow* (Springer, Berlin, 1983).
- [9] J. Deardorff, *J. Fluid Mech.* **41**, 453 (1970).
- [10] A. Ansari and W. Z. Strang, AIAA 96-0684 (1996).
- [11] G. Erlebacher, M. Hussaini, C. Speziale, and T. Zang, *J. Fluid Mech.* **238**, 155 (1992).
- [12] J. Smagorinsky, *Monthly Weather Review* **91**(3), 99 (1963).
- [13] J. S. Evans and C. J. Schexnayder jr., AIAA J. **18**, 188 (1980).
- [14] M-S Liou, B. van Leer, and J-S Shuen, *J. Comp. Phys.* **87**, 1 (1990).
- [15] T. R. A. Bussing and E. M. Murman, AIAA J. **26**, 1070 (1988).
- [16] A. W. Vreman, B. J. Geurts, J. G. M. Kuerten, and P. J. Zandbergen, *Int. J. Num. Meth. Fluids* **15**, 799 (1992).
- [17] W. Deconinck, *Masters Thesis* (University of Toronto, 2008).
- [18] K. Li, L. Zhou, and C. K. Chan, *Chin. J. Chem. Eng.* **22**, 214 (2014).
- [19] I. Dors, C. Parigger, and J. Lewis, AIAA 2000-0717 (2000).
- [20] R. Joarder, G. C. Gebel, and T. Mosbach, *Int. J. Heat Mass Trans.* **63**, 284 (2013).
- [21] R. Joarder, U. P. Padhi, A. P. Singh, and H. Tummalapalli, *Int. J. Heat Mass Trans.* **105**, 723 (2017).

*По материалам международной конференции “Физика и химия горения” (International Conference Combustion Physics and Chemistry), Самара, 2018.*

Поступила в редакцию 19 сентября 2018 г.