



Maps of Flame Dynamics for Premixed Lean Hydrogen-Air Combustion in a Heated Microchannel

A. Alipoor^{1*}, K. Mazaheri²

¹ Department of Mechanical Engineering, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

² Faculty of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

ABSTRACT: In the present work, flame dynamics are extracted for combustion of premixed lean hydrogen-air in a heated microchannel using numerical simulation. In order to simulate the combustion phenomenon at this scale, Navier-Stokes equations along with energy and species conservation equations are considered by formulation of low Mach number and with consideration of detail chemical kinetics. Regarding different conditions, three dynamics is observed in the micro channel including periodic repetitive ignition-extinction, steady symmetric flame and steady asymmetric flame. Effects of different parameters such as inlet velocity, equivalence ratio, and channel width are investigated on the flame dynamics. .

Review History:

Received: 20 Sep. 2018

Revised: 13 Dec. 2018

Accepted: 26 Dec. 2018

Available Online: 9 Apr. 2019

Keywords:

Small-scale combustion

Heated microchannel

Flame dynamics

Numerical simulation

1- Introduction

In recent years, many efforts have been done to develop energy supply systems based on the small-scale combustion. Maruta et al. [1] experimentally investigated the combustion characteristics in a mesoscale combustor. They observed that variation of inlet flow velocity will be affected by the type and location of the flame. Ju et al. investigated the propagation and extinction of propane-air [2] and methane-air [3] in mesoscale by analytical and experimental methods. Pizza et al. reported periodic repetitive ignition-extinction flame, steady symmetric flame, static asymmetric flame, and oscillating and pulsating flames in a Two-Dimensional (2D) channel [4] and the Three-Dimensional (3D) tube [5] by direct numerical simulation approach.

In the present work, the effects of geometrical and flow parameters on microscale combustion dynamics are investigated by numerical simulations with further details. The effects of flow velocity, equivalence ratio, and channel diameter are investigated on the dynamics of periodic repetitive ignition-extinction flame, steady symmetric flame, and steady asymmetric flame.

2- Numerical Method and Governing Equations

In the present work, in order to simulate the combustion in the small-scale, Navier-Stokes equations along with the energy conservation and species conservation equations are solved using low Mach number formulation [5].

Mass conservation:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (1)$$

Momentum conservation:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla p_d + \nabla \cdot (\mu S) \quad (2)$$

where ρ , u and μ are density, velocity vector, and dynamic viscosity, respectively. Stress tensor (S) is expressed as $\nabla u + (\nabla u)^T - \frac{2}{3}(\nabla \cdot u)I$ in which I is the unit matrix.

Energy equation in fluid:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{i=1}^{N_g} h_i \omega_i - \rho \left(\sum_{i=1}^{N_g} c_{p,i} Y_i V_i \right) \cdot \nabla T \quad (3)$$

where λ is the thermal conductivity of the mixture, and c_p and h_i are the thermal capacity and enthalpy of the i^{th} species.

According to the above explanation, it can be said that in flow with a Mach number lower than $\hat{p}_d \ll \hat{p}_t$, the equation of state of the perfect gas is written as follows:

$$p_t = \rho \frac{R}{W} T \quad (4)$$

*Corresponding author's email: a.alipoor@scu.ac.ir



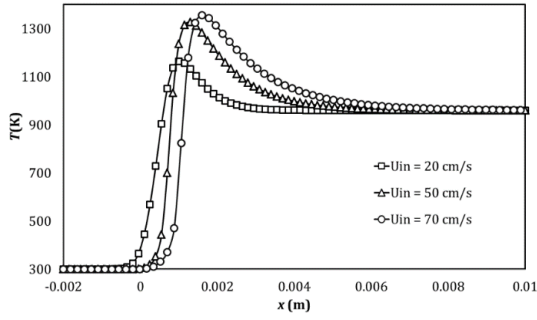


Fig. 1. Flow temperature variations along the channel symmetry line for different inlet velocities

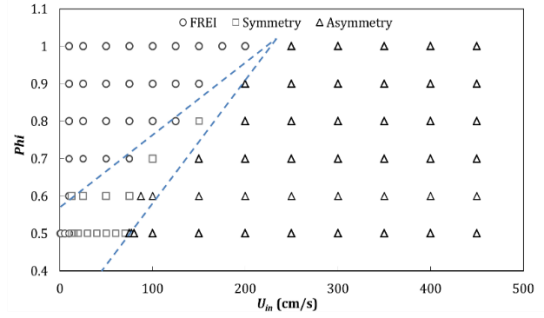


Fig. 3. Flame dynamics diagram-Effect of velocity and equivalence ratio for a channel width of 1 mm

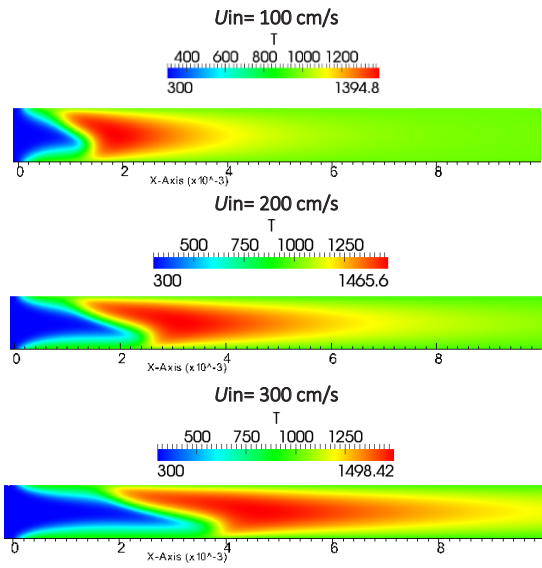


Fig. 2. Temperature contours for different inlet velocities

where \bar{W} and R are the average molecular weight of the mixture and the ideal gas constant, respectively.

Mass conservation equation of i th species:

$$\rho \left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} + u \cdot \nabla Y_i \right) = -\nabla \cdot (\rho Y_i V_i) + \omega_i \quad (5)$$

where ω_i is the rate of reaction of i^{th} chemical species, and Y_i and V_i are the mass fraction and the diffusion velocity vector. D_{mi} is the diffusivity of i^{th} species in the mixture.

One of the common geometries for analysis of small-scale combustion is heated microchannel which has been used in many studies [5-7]. A specific part of the channel is considered as the test section and the temperature of its walls is increased with the use of an external source. The mixture of hydrogen and air enters from one channel side with an equivalence ratio of 0.5 and temperature of 300 K.

The mechanism of 9 species and 27 reactions from Yetter et al. [8] are used for the kinetics of the gas phase, which is shown

in Fig.1. Also, to calculate the molecular diffusion coefficients, the data of Chemkin [9] has been used.

3- Results and Discussion

In the heated microchannel, the temperature of the outer side is risen by external high-temperature source. Regarding different conditions, there exist three specific dynamics for flame: periodic repetitive ignition-extinction dynamics, steady symmetric flame, and steady asymmetric flame. In each dynamics, the effects of inlet flow velocity, equivalence ratio and channel width on the flame dynamics are investigated. The range of 10 to 400 cm/s is considered for inlet flow velocity as well as the range of 0.4 to 1 mm for the channel width and the range of 0.5 to 1 for the equivalence ratio.

The maximum value of the Reynolds number for the predetermined ranges is 212 by considering the value of 0.1887 cm²/s for the kinematic viscosity. Given the calculated value of the Reynolds number, it can be ensured that the flow is laminar and finally the maps of flame dynamics could be presented.

3- 1- Periodic repetitive ignition-extinction dynamics

Near the lower flammability limit, the periodic repetitive ignition/extinction dynamics is observed. Due to the high temperature of the wall (960 K), the flow temperature increases gradually by entering into the channel from 300 K and the reactions will begin. By increasing the intensity of chemical reactions and increasing the flow temperature due to the increase in the reaction rate, the maximum mass fraction of OH radical will shift toward the symmetry line. This distribution propagates toward the downstream and upstream and a wide region of reaction rate is observed throughout the channel. A portion of the flame which moves to the downstream consumes the unburned gases of that region, and another part of the flame which flows to upstream consume its unburned fresh. By moving the flame fronts toward the downstream and upstream, a bifurcation is created between the reaction zones. The downstream part is quickly weakened due to the lack of fuel, but in the upstream part a more resistant is observed due to the existence of fresh fuel-air mixture. However, it has been also influenced by the low-temperature region of the wall, consequently, the reaction rate weakens with time. As long as the inlet flow velocity overcomes the propagation velocity of the flame, the inlet flow will be dominated to the flame and moves it's toward end of the channel. After heating again by walls, the flow

begins again by the next cycle wall.

3- 2- Steady symmetric flame dynamics

By increasing the inlet flow velocity in a channel with a specific width, the periodic repetitive ignition-extinction dynamics disappear and the steady symmetric dynamics are observed.

As the inlet flow velocity increases, the flame front moves the downstream and since the wall temperature value at the downstream is higher than the temperature of the beginning of the channel, the flow has a more chance of preheating, which results in an increase in the flame front temperature.

According to the obtained results, it is observed that the flame front is thicker at lower velocities. By increasing the inlet flow velocity, the thermal thickness of the flame front decreases, and then this amount increases by more increment in the inlet flow velocity. Hence, the descending-ascending behavior for the thermal thickness of the flame front is observed by increasing more in the inlet flow velocity.

3- 3- Steady asymmetric flame

By increasing the inlet flow velocity of flow through a channel with a specific width, the steady symmetric flame becomes unstable due to the flow perturbation and then it will restore in the steady state by forming an asymmetric shape. These flames are arranged at angles greater than or equal to 90° relative to the direction of flow, called upper asymmetric flames or lower asymmetric flames [10]. The effect of the inlet flow velocity on the steady asymmetric flame in channel width of 1 mm and fuel-air mixture with an equivalence ratio of 0.5 is shown in Fig. 2 using temperature contours and mass fraction contours of OH radical. With an increase in the inlet flow velocity from 100 to 300 cm/s, the flame front becomes larger in a way that the point of flame closer to the bottom wall is moved toward the downstream.

By moving the flame front toward the downstream, the surface of the flame front increases, leading to an increase in the rate of heat release and thus rise the temperature. As the flow temperature increases, reactions of the light radicals become more active and the number of light species such as OH increases in the channel. Therefore, the maximum temperature and the mass fraction of OH radical increase by increasing the inlet flow velocity. The temperature distribution on the symmetry line for the different inlet velocities at an equivalence ratio of 0.5 for a channel width of 1 mm is shown in Fig. 2. As the inlet flow velocity increases, the flame front extended, so the location of the flame front (the region between the minimum and maximum value of temperature) is shifted to the downstream symmetry line.

3- 4- Maps of flame dynamics for microscale combustion

The flame dynamics diagrams for variations in the inlet flow velocity, the equivalence ratio for a channel width of 1 mm is shown in Fig. 3. According to the results, it is observed that the amplitude of the flame dynamics is extended with increasing channel width.

4- Conclusions

In the present work, the combustion of hydrogen-air premixed in a heated microchannel has been simulated to observe the flame dynamics. To simulate the combustion phenomenon at this scale, the Navier-Stokes equations with

energy and species conservation equations were considered with the formulation of a low Mach number. The periodic repetitive ignition-extinction dynamics are observed at low velocities near the lower flammability limit. By increasing the inlet flow velocity and balancing between the reaction time scale and fluid residence in channel time scale, a steady symmetric flow is observed in the channel. In this case, the maximum value of temperature and the mass fraction of species are located on the symmetry line of channel. By increasing the inlet flow velocity in a specific channel, the flame moves toward the channel downstream in the symmetry line of the channel and it stretches near the wall. In this case, the surface of the flame front is susceptible to instability and is converted to unstable flame due to the turbulences in the channel. The maps of flame dynamics in small-scale for a hydrogen-air mixture were presented based on three parameters of inlet flow velocity, equivalence ratio, and channel width in a microchannel. According to the obtained results, it is observed that the steady symmetric dynamics are eliminated by increasing the equivalence ratio, channel width, and inlet flow velocity and replaced by steady asymmetric dynamics.

References

- [1] K. Maruta, T. Kataoka, N. Il, S. Minaev, R. Fursenko, and N. Il Kim, Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient, *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(2) (2005) 2429–2436.
- [2] Y. Ju and B. Xu, Theoretical and experimental studies on mesoscale flame propagation and extinction, *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(2) (2005) 2445–2453.
- [3] Y. Ju and B. Xu, Effects of Channel Width and Lewis Number on the Multiple Flame Regimes and Propagation Limits in Mesoscale, *Combustion Science and Technology*, 178(10–11) (2006) 1723–1753.
- [4] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, K. Boulouchos, and A. T. G., Dynamics of premixed hydrogen/air flames in mesoscale channels, *Combustion and Flame*, 155(1–2) (2008) 2–20.
- [5] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, a. G. Tomboulides, and K. Boulouchos, Three-dimensional simulations of premixed hydrogen/air flames in microtubes, *Journal of Fluid Mechanics*, 658 (2010) 463–491.
- [6] H. Nakamura et al., Bifurcations and negative propagation speeds of methane/air premixed flames with repetitive extinction and ignition in a heated microchannel, *Combustion and Flame*, 159(4) (2012) 1631–1643.
- [7] Y. Tsuboi, T. Yokomori, and K. Maruta, Lower limit of weak flame in a heated channel, *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2) (2009) 3075–3081.
- [8] R. A. Yetter, F. L. Dryer, and H. Rabitz, A Comprehensive Reaction Mechanism For Carbon Monoxide/Hydrogen/Oxygen Kinetics, *Combustion Science and Technology*, 79 (1991) 97–128.
- [9] Transport: A Software package for the evaluation of gas-phase, multi component transport properties, (2000).
- [10] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, and K. Boulouchos, Dynamics of premixed hydrogen / air flames in microchannels, *Combustion and Flame*, 152(3) (2008) 433–450.



نقشه‌های دینامیک شعله برای احتراق رقیق هیدروژن-هوا در میکروکانال گرم‌شونده

علیرضا علی‌پور^{۱*}، کیومرث مظاهری^۲

^۱ دانشکده مهندسی، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران.
^۲ دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران.

تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۳۹۷/۰۶/۲۹
بازنگری: ۱۳۹۷/۰۹/۲۲
پذیرش: ۱۳۹۷/۱۰/۰۵
ارائه آنلاین: ۱۳۹۸/۰۱/۲۰

کلمات کلیدی:

احتراق مقیاس کوچک
میکروکانال گرم‌شونده
دینامیک شعله
شبیه‌سازی عددی

خلاصه: در کار حاضر، دینامیک‌های شعله برای احتراق پیش‌آمیخته رقیق هیدروژن-هوا در یک میکروکانال گرم‌شونده با استفاده از شبیه‌سازی عددی استخراج می‌شود. به منظور شبیه‌سازی پدیده احتراق در این مقیاس معادلات نویر-استوکس به همراه معادلات بقای انرژی و بقای گونه با فرمول‌بندی عدد ماخ پایین و با در نظر گرفتن سینتیک جزئی در نظر گرفته می‌شود. با توجه به شرایط مختلف، سه رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، رژیم پایای متقارن و رژیم پایای نامتقارن برای شعله مشاهده می‌شود. فیزیک حاکم بر رژیم‌های مختلف، تاثیر سرعت جریان ورودی، نسبت هم‌ارزی و عرض کانال بر رژیم‌های شعله بررسی می‌گردد. رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در سرعت‌های پایین و در نزدیکی حد شعله‌وری پایین مشاهده می‌شود. با افزایش سرعت جریان ورودی و ایجاد تعادل بین مقیاس زمانی واکنش و مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال، شعله‌ای پایا و متقارن درون کانال مشاهده می‌شود. در این حالت مقدار بیشینه دما و کسر جرمی گونه‌ها بر روی خط تقارن کانال قرار دارد. در ادامه با افزایش سرعت جریان ورودی در یک کانال معین، شعله در ناحیه خط تقارن کانال، به سمت پایین‌دست جریان حرکت می‌کند و در نزدیکی دیوار کشیده می‌شود. در این حالت سطح جبهه شعله مستعد ناپایداری می‌باشد و تحت تاثیر اغتشاشات موجود در کانال، جبهه شعله ناپایدار می‌شود. نقشه‌های رژیم شعله در ابعاد کوچک، برای مخلوط هیدروژن-هوا براساس سه پارامتر سرعت جریان ورودی، نسبت هم‌ارزی و عرض کانال در یک میکروکانال ارائه گردید.

۱- مقدمه

پیشرفت‌های اخیر در زمینه تکنولوژی‌های ساخت باعث شده است که تجهیزات به سمت کوچک شدن میل پیدا کنند. این تجهیزات به منابع تامین انرژی پایدار و مطمئن نیاز دارند. سوخت‌های هیدروکربنی و هیدروژن به علت دانستیه انرژی بالا در آن‌ها می‌توانند کاندیدای مناسبی برای این منظور باشند. در سال‌های اخیر، تلاش‌های بسیاری در جهت توسعه سیستم‌های تامین انرژی بر مبنای احتراق در مقیاس‌های کوچک انجام شده است. احتراق در مقیاس‌های کوچک براساس طول مشخصه محفظه احتراق تعریف می‌شود و چنانچه طول مشخصه محفظه احتراق کمتر از یک میلی‌متر باشد به آن احتراق در مقیاس میکرو گفته می‌شود. از مشخصه‌های احتراق در این مقیاس اندرکنش حرارتی قوی بین شعله و دیوار می‌باشد که باعث ایجاد دینامیک‌های مختلف برای شعله می‌شود.

در کارهای عددی، تجربی و تحلیلی، دینامیک‌های مختلفی

برای احتراق در مقیاس میکرو گزارش شده است که می‌توان به دینامیک‌های خاموشی-اشتعال مکرر، شعله پایای متقارن، شعله پایای نامتقارن و شعله‌های چرخشی و نوسانی اشاره نمود. ماروتا و همکاران [۱]، مشخصه‌های احتراق در یک محفظه مزو را به صورت آزمایشگاهی بررسی نمودند. ایشان مشاهده نمودند که با تغییر سرعت جریان ورودی، مکان شعله و نوع رژیم شعله تغییر می‌کند. براساس نتایج ایشان، چهار رژیم شعله مشاهده گردید که دو رژیم شعله پایدار و دو رژیم شعله ناپایدار بودند. در نزدیکی حد شعله‌وری بالا و حد شعله‌وری پایین، رژیم‌های پایدار و رژیم‌های ناپایدار در بین این دو رژیم پایدار قرار داشتند. جو و زو [۲ و ۳] با استفاده از روش‌های تحلیلی و آزمایشگاهی، انتشار و خاموشی شعله پروپان-هوا [۲] و متان-هوا [۳] را در مقیاس مزو بررسی کردند. ایشان نشان دادند که عرض کانال، سرعت جریان و خواص حرارتی دیوار تاثیر عمده‌ای بر روی انتشار شعله دارد و منجر به ایجاد رژیم‌های مختلف شعله و حدهای خاموشی می‌شوند. ماروتا و همکاران [۱ و ۴]

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: a.alipoor@scu.ac.ir

در کار آزمایشگاهی و تحلیلی برای مخلوط متان-هوا در کانال‌های مستقیم [۱] و کانال U شکل [۴] به وجود رژیم شعله ضعیف و رژیم خاموشی-اشتعال مکرر اشاره نموده‌اند. پیزا و همکاران [۴ و ۵] در شبیه‌سازی عددی مستقیم برای کانال دوبعدی [۵] و لوله سه‌بعدی [۶] دینامیک‌های خاموشی-اشتعال مکرر، شعله پایای متقارن، شعله پایای نامتقارن و شعله‌های چرخشی و نوسانی را مشاهده و گزارش نمودند.

رژیم پایای متقارن و رژیم ناپایای خاموشی/اشتعال مکرر در کار آزمایشگاهی ریچکور و کریستیس [۷] بر روی انتشار شعله متان-هوا در کانال‌های منحنی با قطر داخلی از ۱ تا ۴ میلی‌متر و عدد رینولدز تا ۱۷۰ نیز مشاهده گردید. همچنین ایشان در سال ۲۰۰۹ [۸]، در یک کار آزمایشگاهی، تاثیر نسبت هم‌ارزی و سرعت جریان را بر روی احتراق مخلوط‌های پروپان-اکسیژن و متان-اکسیژن بررسی کردند. نتایج ایشان نشان می‌دهد که برای مخلوط متان-اکسیژن، مرزهای بین رژیم‌های شعله تنها وابسته به نسبت هم‌ارزی می‌باشند و برای نسبت هم‌ارزی ثابت در رینولدزهای متفاوت تقریباً ثابت باقی می‌مانند. در حالی‌که برای پروپان تقریباً به دو پارامتر نسبت هم‌ارزی و عدد رینولدز وابسته هستند [۸].

پیزا و همکاران [۶، ۹-۱۰] با استفاده از شبیه‌سازی عددی مستقیم^۱، احتراق مخلوط رقیق هیدروژن-هوا (با نسبت هم‌ارزی ۰/۵) را در میکروکانال‌های گرم‌شونده به صورت دوبعدی [۹-۱۰] و سه‌بعدی [۶]، بررسی نمودند. در کار عددی ایشان از سینتیک تفصیلی و روابط نفوذ مولکولی برای محاسبه ضرایب نفوذ مولکولی استفاده شد. هدف اصلی پیزا و همکاران، بررسی رژیم‌های موجود در احتراق در مقیاس میکرو و مزو بود. در این کار تاثیر سرعت جریان ورودی و عرض کانال (از ۰/۶ میلی‌متر تا ۷ میلی‌متر) بر رژیم‌های احتراقی بررسی گردید. ایشان رژیم‌های احتراق پایای بدون شعله، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، رژیم پایای متقارن، رژیم پایای نامتقارن و همچنین رژیم‌های گذار نظیر رژیم نوسانی را گزارش نمودند. فن و همکاران [۱۱-۱۳] با توسعه روش‌های آزمایشگاهی، انتشار شعله و پدیده خاموشی-اشتعال مکرر را برای سوخت متان-هوا در کانال‌های کوارتز بسیار نازک بررسی کردند. ماروتا و همکاران [۱۶] براساس تحلیل خطی پایا، نوسانات شعله و مشخصه‌های احتراق پیش‌آمیخته

استوکیومتری متان-هوا را در یک میکروکانال گرم‌شونده بررسی نمودند. ماینوف و همکاران [۱۴] رفتار انتشار شعله پیش‌آمیخته متان-هوا را به صورت تحلیلی با استفاده از معادله یک‌بعدی و غیرخطی مورد مطالعه قرار دادند. ایشان از معادلات شامل مدل نفوذ-حرارتی برای انتشار شعله در کانال با در نظر گرفتن گرادیان دما بر روی دیوار استفاده کردند. نتایج ایشان نشان داد که این مدل توانایی نشان‌دادن پدیده روشنی، خاموشی و نوسانات شعله مشاهده شده در کار آزمایشگاهی را دارد. جکسون و همکاران [۱۵] برای حل تحلیلی فرایند خاموشی اشتعال شعله از مدل جدیدی شامل معادله بقای انرژی برای فاز گازی، واکنش تک مرحله‌ای و همچنین معادله بقای انرژی در جهت محوری برای دیوار استفاده کردند. نتایج ایشان نشان می‌دهد که شعله‌های نوسانی با فرایند خاموشی-اشتعال مکرر هنگامی ایجاد می‌شوند که عدد لوئیس بزرگتر از یک باشد و یا وقتی که اتلاف حرارت وجود داشته باشد.

کردیمف و همکاران [۱۶]، دینامیک شعله‌های پیش مخلوط با عدد لوئیس واحد در کانال‌های دوبعدی با دمای ثابت دیوار را توسط شبیه‌سازی عددی براساس مدل نفوذ-حرارتی و شیمی یک مرحله‌ای بررسی کردند. در کار ایشان تاثیر ارتفاع کانال، دمای دیوار و سرعت ورودی بر روی پایداری و دینامیک شعله بررسی گردید. نتایج ایشان نشان می‌دهد که این مدل ساده شده توانایی نشان دادن بسیاری از دینامیک‌های احتراقی از جمله رژیم خاموشی-اشتعال مکرر را دارد. در یک مطالعه عددی، ناکامورا و همکاران [۱۷] جزییات رفتار پدیده خاموشی-اشتعال مکرر برای مخلوط استوکیومتری متان-هوا را در یک کانال تحت گرادیان دمایی معین بررسی کردند. در این کار برای شبیه‌سازی مخلوط استوکیومتری متان-هوا از مدل یک‌بعدی بر مبنای مدل نفوذ حرارت استفاده شد.

سوبای و همکاران [۱۸] به صورت تجربی و عددی احتراق متان-هوا را در لوله‌ای گرم‌شونده با قطر داخلی ۲ میلی‌متر مورد بررسی قرار دادند. ایشان رژیم‌های احتراقی پایا را در نزدیکی حد شعله‌وری بالا و حد شعله‌وری پایین و همچنین وجود احتراق خاموشی-اشتعال مکرر در ناحیه بین دو شعله پایا را گزارش نمودند. یاموتو و همکاران [۱۹] به بررسی مشخصه‌های احتراقی مخلوط استوکیومتری n هپتان-هوا در یک میکرو راکتور گرم‌شونده پرداختند. شعله‌های نرمال پایدار در سرعت‌های جریان ورودی بالا، شعله‌های ناپایا با خاموشی-اشتعال

1 Direct Numerical Simulation (DNS)

حاضر، تاثیر پارامترهای هندسی و جریان بر دینامیک‌های احتراقی در مقیاس میکرو با استفاده از شبیه‌سازی عددی و با در نظر گرفتن جزئیات بیشتر انجام می‌شود. تاثیر پارامترهای سرعت جریان، نسبت هم‌ارزی و قطر کانال بر دینامیک‌های خاموشی-اشتعال مکرر، شعله پایای متقارن و شعله پایای نامتقارن بررسی می‌شود. در کار حاضر تاثیر دو پارامتر سرعت جریان و نسبت هم‌ارزی بر سرعت انتشار شعله در رژیم خاموشی-اشتعال مکرر بررسی شده است. در بخش مربوط به رژیم پایای متقارن، تاثیر سرعت جریان و روی، نسبت هم‌ارزی، قطر میکرو محفظه بر روی ویژگی‌های احتراقی با استفاده از کانتورهای دما و کسر جرمی رادیکال OH به عنوان نشانگر شعله مورد بررسی قرار می‌گیرد همچنین در این بخش پارامترهای ضخامت شعله و همچنین تاثیر ناحیه پیش‌گرم شدن شعله نیز مورد بررسی قرار می‌گیرد. در بخش مربوط به شعله‌های پایای نامتقارن، تاثیر سرعت جریان ورودی، نسبت هم‌ارزی و قطر کانال با استفاده از کانتورهای دما و کسر جرمی رادیکال OH مورد بررسی قرار می‌گیرد. در ادامه نقشه‌های دینامیک شعله با استفاده از پارامترهای سرعت و نسبت هم‌ارزی برای قطرهای مختلف میکروکانال ارائه شده است.

۲- روش عددی و معادلات حاکم

در کار حاضر، برای شبیه‌سازی احتراق در مقیاس کوچک، معادلات نویر استوکس به همراه معادله بقای انرژی و معادلات بقای گونه‌ها با استفاده از فرمول‌بندی عدد ماخ پایین حل می‌شوند [۶]. بقای جرم:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (1)$$

بقای اندازه حرکت:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla p_d + \nabla \cdot (\mu S) \quad (2)$$

در این روابط، ρ ، u ، μ به ترتیب دانسیته، بردار سرعت و گرانیوی دینامیکی‌اند. تانسور تنش (S) به صورت $\nabla u + (\nabla u)^T - \frac{2}{3}(\nabla \cdot u)I$ بیان می‌شود که I ماتریس واحد است.

مکرر در سرعت‌های میانی و شعله‌های پایای ضعیف در سرعت‌های پایین را مشاهده نمودند. نتایج محاسباتی ایشان نشان می‌دهد که سه قله برای نرخ آزاد شدن حرارت در جهت جریان برای سرعت‌های پایین وجود دارد که توسط نتایج آزمایشگاهی نیز تایید شده است.

شعله‌های پایای متقارن در کارهای مختلفی از جمله کارهای انجام شده توسط ماروتا و همکاران [۱ و ۴]، پیزا و همکاران [۵، ۶، ۱۰، ۲۰] و کردیمف و همکاران [۱۶] گزارش شده است. آزمایشات داگوپلر [۲۱] در یک کانال مستطیلی با ارتفاع ۷ میلی‌متر، شعله‌های نامتقارن را که هم به دیوار بالا و هم به دیوار پایین متصل بودند، نشان داد. ایشان علت این پدیده را حساسیت شعله متقارن به نوسانات محیطی بیان نمودند که منجر به انتقال ساختار شعله متقارن به دو ساختار تصادفی شعله نامتقارن می‌شد. کردیمف و همکاران [۲۲]، بر روی انتشار شعله متان-هوا و پروپان-هوا در یک لوله پیرکس (با قطر داخلی ۲۱/۴ میلی‌متر) تا رینولدز ۱۵۰ آزمایشاتی را انجام دادند. پتچنکو و بایچکوف [۲۳] پایداری شعله درون یک لوله استوانه‌ای را با در نظر گرفتن شرایط آدیاباتیک برای دیواره و اغتشاشات غیرمتقارن درون جریان با استفاده از تحلیل پایداری خطی بررسی نمودند. ایشان مشاهده نمودند که برای شعاع‌های لوله بالاتر از یک مقدار بحرانی که متناسب با طول موج آغازش ناپایداری لاندو-داریوس می‌باشد، اغتشاشات بسیار کوچک بر روی شعله به صورت نمایی رشد می‌کند و در این صورت تنها می‌توان شعله‌های نامتقارن را انتظار داشت. سای [۲۴] انتشار شعله پایا در لوله‌های دو و سه‌بعدی با قطرهای متفاوت را شبیه‌سازی نمود. شبیه‌سازی شامل شرط مرزی دیوار دما ثابت و سینتیک یک مرحله‌ای برای مخلوط متان-هوا در عدد لوئیس واحد بود.

با توجه به کارهای انجام شده در زمینه رژیم‌های شعله در مقیاس میکرو و مزو مشاهده می‌شود که به علت اندرکنش پدیده‌های مختلف در این مقیاس نظیر اندرکنش حرارتی جریان و دیوار رژیم‌های احتراقی متفاوتی ایجاد می‌شود که در کارهای مختلف تحلیلی، آزمایشگاهی و عددی به آن‌ها اشاره شده است. اما با توجه به هزینه محاسباتی بالا، فرض‌های ساده‌کننده‌ای نظیر مدل‌های با دانسیته ثابت، سینتیک یک مرحله‌ای، فرمول‌بندی پایا و استفاده از شرط تقارن در نظر گرفته شده است و تنها در چند کار عددی شاخص شبیه‌سازی‌های نسبتاً کاملی انجام شده است. بر این اساس در کار

$$V_i = V_i^* + V_c \quad (9)$$

که V_i^* از تئوری سینتیک گازها به دست می آید. V_c به عنوان تصحیح کننده بقای جرم کل به صورت رابطه (۱۰) بیان می شود [۶].

$$V_c = -\sum_{i=1}^{N_g} Y_i V_i^*, V_i^* = -\left(\frac{D_{mi}}{X_i}\right) \nabla X_i \quad (10)$$

D_{mi} نفوذ گونه i در مخلوط و $X_i = Y_i W/W_i$ کسر مولی است. برای محاسبه ضریب نفوذ جرمی دوتایی گونه i در گونه j از رابطه چپمن-انسگگ [۲۵] استفاده می شود.

یکی از هندسه های متداول برای بررسی احتراق در مقیاس کوچک، میکروکانال گرم شونده است که در کارهای مختلفی از جمله مراجع [۶، ۱۷، ۱۸] استفاده شده است. همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، در این هندسه بخشی از کانال به عنوان بخش مورد آزمایش در نظر گرفته می شود و دمای دیواره های آن با استفاده از منبع خارجی افزایش داده می شود. در کار حاضر، عرض کانال یک میلی متر و طول کانال ۱۵ میلی متر در نظر گرفته شده است. ۱۰ میلی متر انتهای کانال به عنوان بخش مورد بررسی در نظر گرفته شده است و توزیع دمای نشان داده شده در شکل ۱ بر روی آن قرار گرفته است. به طوری که بر روی یک بیستم ابتدای بخش مورد بررسی کانال، توزیع دما به صورت تانژانت هایپربولیک از دمای ورودی ($T_{in} = 300 \text{ K}$) تا

معادله انرژی در سیال:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla u\right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{i=1}^{N_g} h_i \dot{\omega}_i - \rho \left(\sum_{i=1}^{N_g} c_{p,i} Y_i V_i\right) \cdot \nabla T \quad (3)$$

در این رابطه، λ رسانش حرارتی مخلوط و c_p و h_i به ترتیب ظرفیت حرارتی و انتالپی گونه i ام هستند.

با توجه به آنچه که در بالا گفته شد، می توان بیان کرد که در جریان های با عدد ماخ پایین $\hat{p}_d \ll \hat{p}_t$ است؛ پس معادله حالت گاز کامل به شکل زیر نوشته می شود:

$$p_t = \rho \frac{R}{W} T \quad (4)$$

\bar{W} وزن مولکولی میانگین مخلوط و R ثابت گاز ایده آل است. معادله بقا جرم برای گونه i :

$$\rho \left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} + u \cdot \nabla Y_i\right) = -\nabla \cdot (\rho Y_i V_i) + \dot{\omega}_i \quad (5)$$

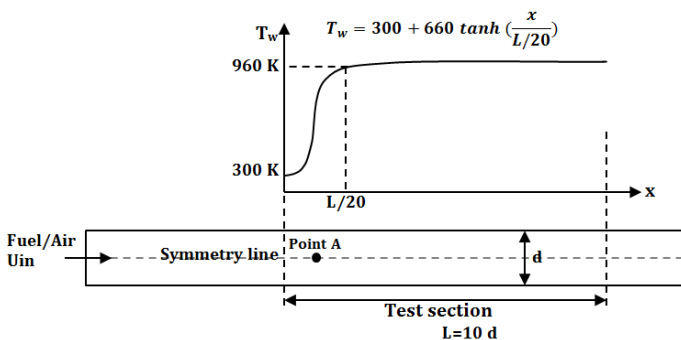
در این رابطه، $\dot{\omega}_i$ نرخ تشکیل و یا از بین رفتن گونه شیمیایی i در اثر واکنش ها، و Y_i ، V_i به ترتیب کسر جرمی و بردار سرعت نفوذی است. که $\dot{\omega}_i$ با استفاده از روابط زیر محاسبه می شود.

$$\dot{\omega}_i = \sum_{j=1}^L v_{ij} q_j \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (6)$$

$$v_{ij} = (v_{ij}'' - v_{ij}') \quad (7)$$

$$q_j = k_{fj} \prod_{i=1}^N [X_i]^{v_{ij}'} - k_{rj} \prod_{i=1}^N [X_i]^{v_{ij}''} \quad (8)$$

v_{ij}' و v_{ij}'' ضرایب استوکیومتری واکنش های رفت و برگشت برای i گونه و j واکنش است و q_j نرخ واکنش برای هر یک از واکنش هاست. سرعت نفوذ گونه ها V_i به صورت زیر محاسبه می شود.



شکل ۱: طرحواره مسئله مورد بررسی به همراه توزیع دمای دیوار [۱۰]

Fig. 1. The schematic of a heated microchannel with wall temperature distribution [10]

برای محدوده‌های بیان شده با در نظر گرفتن ویسکوزیته سینماتیکی برابر با 0.1887 سانتی‌متر مربع بر ثانیه، مقدار 212 می‌باشد. با توجه به عدد رینولدز محاسبه شده می‌توان از آرام بودن جریان اطمینان حاصل نمود و در انتها نقشه‌های دینامیک شعله ارائه می‌گردد.

۳-۱- رژیم خاموشی-اشتعال مکرر

در نزدیکی حد شعله‌وری پایین، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر مشاهده می‌شود. کانتورهای کسر جرمی رادیکال OH برای کانالی با عرض 1 میلی‌متر، سرعت جریان ورودی 10 سانتی‌متر بر ثانیه و مخلوط با نسبت هم‌ارزی 0.5 در شکل ۲ نشان داده شده است. برای سرعت‌های جریان ورودی کم و در نزدیکی حد شعله‌وری پایین، فرایند دوره‌ای از اشتعال و خاموشی برای شعله مشاهده می‌شود. با توجه به این‌که دمای دیوار بالا می‌باشد (960 کلوین)، دمای جریان (300 کلوین) با ورود به کانال به تدریج افزایش می‌یابد. با افزایش دمای جریان واکنش‌ها آغاز می‌گردد (شکل ۲-الف). با شدت گرفتن واکنش‌های شیمیایی و بالاتر رفتن دمای جریان به واسطه افزایش نرخ واکنش، مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال OH به سمت خط تقارن حرکت می‌کند (شکل ۲-ب). این توزیع به سمت پایین دست و بالا دست جریان گسترش می‌یابد و ناحیه واکنشی گسترده‌ای در طول کانال مشاهده می‌شود. بخشی از شعله که به سمت پایین دست جریان حرکت می‌کند گازهای نسوخته در آن بخش را مصرف می‌کند و بخش دیگری از شعله که به سمت بالا دست جریان حرکت می‌کند گازهای تازه نسوخته را مصرف می‌کند (شکل ۲-ج). با حرکت جبهه‌های شعله به سمت پایین دست جریان و بالادست جریان، جدایشی بین ناحیه واکنشی ایجاد می‌شود (شکل ۲-د). بخش پایین دست جریان شعله به علت نبود سوخت به سرعت ضعیف می‌شود اما شعله در بالا دست جریان، از آنجایی که سوخت تازه وارد می‌شود، مقاومت بیشتری دارد. اما از طرف دیگر تحت تاثیر ناحیه دما پایین دیوار قرار می‌گیرد و با گذشت زمان نرخ واکنش تضعیف می‌شود (شکل ۲-و). تا هنگامی که سرعت جریان ورودی بر سرعت انتشاری شعله غلبه می‌کند و جبهه شعله را به سمت پایین دست جریان منتقل می‌کند و نهایتاً جریان ورودی باعث خارج شدن جبهه شعله از کانال می‌شود. بعد از گرم شدن مجدد جریان توسط دیوار سیکل بعدی آغاز می‌گردد.

دمای 960 کلوین و بعد از آن دمای ثابت 960 کلوین است. این توزیع دما براساس مرجع [۱۰] در نظر گرفته شده است. مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی 0.5 از یک سمت کانال وارد می‌شود. جریان ورودی به کانال با دمای 300 کلوین و توزیع یکنواخت برای سرعت در نظر گرفته شده است. شرط عدم لغزش برای سرعت $(u=0)$ و مقدار گرادیان صفر برای گونه‌ها $(\frac{dY}{dn}=0)$ بر روی دیوار تنظیم می‌شود. برای خروجی کانال نیز مقدار گرادیان صفر $(\frac{dY_i}{dn}=0)$ ، $(\frac{\partial T_s}{\partial n}=0)$ و $(\frac{du}{dn}=0)$ برای متغیرها در نظر گرفته می‌شود.

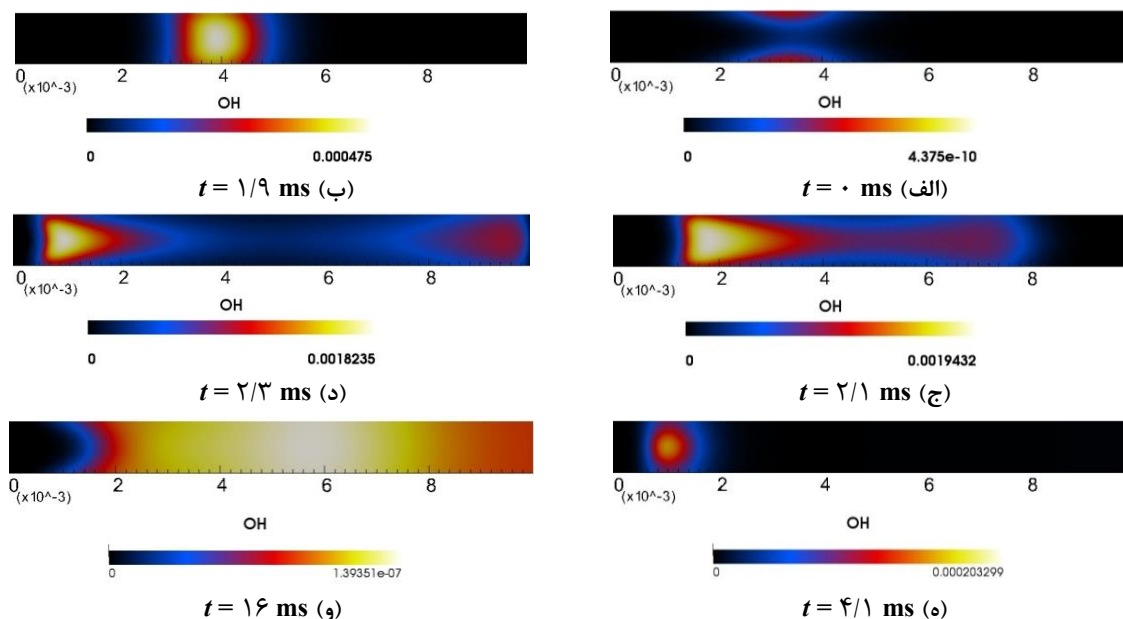
برای سینتیک فاز گازی از مکانیزم ۹ گونه‌ای و 27 واکنشی یتر و همکاران [۲۶] استفاده شده است که در جدول ۱ نشان داده شده است. همچنین، برای محاسبه ضرایب نفوذ مولکولی از اطلاعات انتقال مولکولی نرم‌افزار کمکین استفاده شده است.

برای حل مسئله، از بسته نرم‌افزاری منبع باز اپن‌فوم^۱ و از حلگر ریکتینگ‌فوم^۲ برای شبیه‌سازی جریان‌های واکنشی استفاده می‌شود که البته با توجه به نیازهای مسئله حاضر تغییراتی در آن داده شده است. این تغییرات شامل استفاده از فرمول‌بندی عدد ماخ پایین، محاسبه ضرایب نفوذ مولکولی برای گونه‌های مختلف و افزودن جمله‌های مرتبط با نفوذ مولکولی در معادلات انرژی و بقای گونه‌هاست. اعتبار سنجی کار حاضر و بررسی عدم وابستگی حل به شبکه محاسباتی در کارهای قبلی نویسندگان نظیر مراجع [۲۷-۳۰] انجام شده است.

۳- نتایج

در میکروکانال گرم‌شونده، جداره خارجی کانال تحت تاثیر منبع دما بالای خارجی گرم می‌شود و دمای دیواره‌های خارجی آن افزایش می‌یابد. با توجه به شرایط مختلف سه رژیم مشخص برای شعله مشاهده می‌شود: رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، رژیم پایای متقارن و رژیم پایای نامتقارن. در هر بخش تاثیر سرعت جریان ورودی، نسبت هم‌ارزی و عرض کانال بر روی رژیم‌های شعله بررسی می‌شود. برای سرعت جریان ورودی محدوده 10 تا 400 سانتی‌متر بر ثانیه، برای عرض کانال محدوده 0.4 میلی‌متر تا 1 میلی‌متر و برای نسبت هم‌ارزی محدوده 0.5 تا 1 در نظر گرفته شده است. مقدار بیشینه عدد رینولدز

1 OpenFOAM
2 ReactingFoam

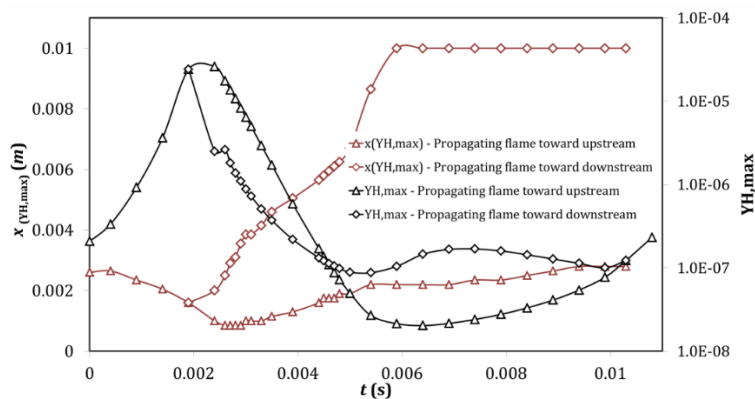


شکل ۲: کانتور کسر جرمی رادیکال OH در زمان های مختلف در رژیم خاموشی-اشتعال مکرر

Fig. 2. Contours of OH radical mass fraction at different times in periodic repetitive ignition-extinction dynamics

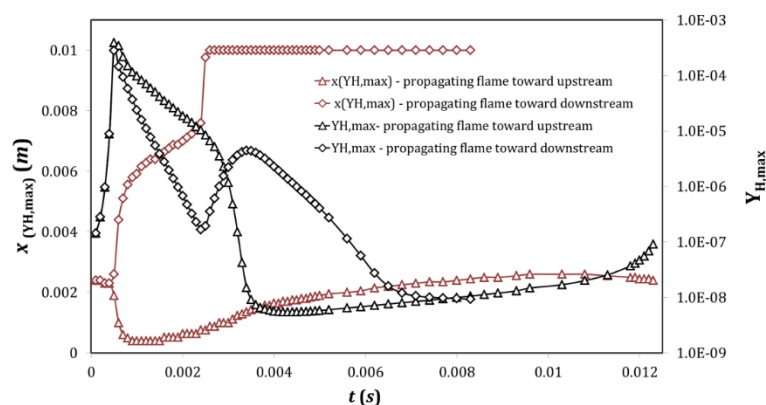
جرمی گونه H در مقیاس خطی می باشد. مدت زمان یک چرخه خاموشی-اشتعال برای سرعت جریان ورودی ۰/۵ سانتی متر بر ثانیه برابر با ۱۰/۸ میلی ثانیه و برای سرعت جریان ورودی ۱۰ سانتی متر بر ثانیه برابر با ۱۲/۳ میلی ثانیه می باشد. با استفاده از نمودار مکان-زمان می توان مقدار سرعت انتشاری جبهه شعله را محاسبه نمود. در سرعت ورودی ۰/۵ سانتی متر بر ثانیه، در ابتدای فرایند اشتعال جریان مشاهده می شود. جبهه شعله با سرعت تقریبی ۷۰ سانتی متر بر ثانیه به سمت بالادست جریان حرکت می کند و در مکان ۱/۶ میلی متر جدایش جبهه شعله اتفاق می افتد. در این حالت مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال H برابر $۱۰^{-۵} \times ۲/۶۱$ می باشد. جبهه شعله در حرکت به سمت بالادست جریان با سرعت تقریبی ۷۰ سانتی متر بر ثانیه تا مکان ۰/۸ میلی متر از ابتدای بخش آزمایش حرکت می کند. در مکان ۰/۸ میلی متر سرعت جبهه شعله به مقدار صفر می رسد و جهت حرکت جبهه شعله معکوس می شود و جبهه شعله با سرعت ۵۰ سانتی متر بر ثانیه به سمت پایین دست جریان حرکت می کند تا هنگامی که به مکان ۱/۹ میلی متر از ابتدای بخش آزمایش می رسد. در زمان های بعد جبهه شعله وارد بخش خاموشی می شود. مقدار بیشینه کسر جرمی به کمترین مقدار خود

۳-۱-۱- تاثیر سرعت جریان ورودی بر سرعت انتشاری جبهه شعله شکل ۳ تغییرات سرعت جبهه شعله در پدیده خاموشی-اشتعال مکرر را با استفاده از نمودار مکان-زمان نشان می دهد. برای بررسی سرعت جبهه شعله، مکان بیشینه رادیکال H به عنوان جبهه شعله در نظر گرفته می شود [۱۰] و تغییرات آن بر حسب زمان بررسی می شود. با در نظر گرفتن تغییرات مکان شعله نسبت به زمان می توان سرعت جبهه شعله را تخمین زد. متغیر دیگری که در شکل های ۳ و ۴ استفاده شده است، مربوط به بیشینه کسر جرمی گونه H می باشد. با استفاده از این متغیر می توان در مورد خاموشی و اشتعال شعله صحبت نمود. براساس پیشنهاد مرجع [۱۰] هنگامی که مقدار بیشینه رادیکال H بیشتر از مقدار $۱۰^{-۷}$ باشد، شعله در حالت روشنی و هنگامی که کمتر از این مقدار باشد شعله در حالت خاموشی قرار دارد. در شکل های ۳ و ۴ تغییرات مقدار بیشینه رادیکال H و مکان آن بر حسب زمان به ترتیب برای سرعت های ورودی ۰/۵ و ۱۰ سانتی متر بر ثانیه نشان داده شده است. برای این تحلیل، یک چرخه پدیده خاموشی-اشتعال مکرر انتخاب و زمان شروع چرخه $t=0$ ms در نظر گرفته می شود تا مقایسه شرایط مختلف امکان پذیر شود. محور بیشینه کسر جرمی رادیکال H در مقیاس لگاریتمی و محور مکان بیشینه کسر



شکل ۳: تغییرات زمانی مقدار بیشینه رادیکال H و مکان آن برای سرعت ورودی ۰/۵ سانتی‌متر بر ثانیه - کانال با عرض ۱ میلی‌متر و نسبت هم‌ارزی ۰/۵

Fig. 3. Time variation of maximum value of H radical mass fraction and its location for an inlet velocity of 0.5 cm/s, a channel diameter of 1 mm, and equivalence ratio of 0.5



شکل ۴: تغییرات زمانی مقدار بیشینه رادیکال H و مکان آن برای سرعت ورودی ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه- کانال با عرض ۱ میلی‌متر و نسبت هم‌ارزی ۰/۵

Fig. 4. Time variation of maximum value of H radical mass fraction and its location for an inlet flow velocity of 10 cm/s, a channel diameter of 1 mm, and equivalence ratio of 0.5

رسیدن شعله به انتهای کانال، شدت واکنش‌ها افزایش می‌یابد. مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال H به ناحیه روشنی وارد می‌شود و تا انتهای چرخه در ناحیه روشنی قرار دارد.

در سرعت جریان ورودی ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه، مدت زمان یک چرخه خاموشی- اشتعال برابر با ۱۲/۳ میلی‌ثانیه می‌باشد. شدت واکنش‌ها در مدت زمان اندکی افزایش می‌یابد و دو شاخه شدن جبهه شعله در مکان ۲/۳ میلی‌متر اتفاق می‌افتد و جبهه شعله با سرعت ۳۶۰ سانتی‌متر بر ثانیه به سمت بالادست جریان حرکت می‌کند و تا مکان ۰/۸ میلی‌متر از ابتدای بخش آزمایش می‌رسد. سپس سرعت جبهه شعله صفر می‌شود و جهت بردار سرعت معکوس

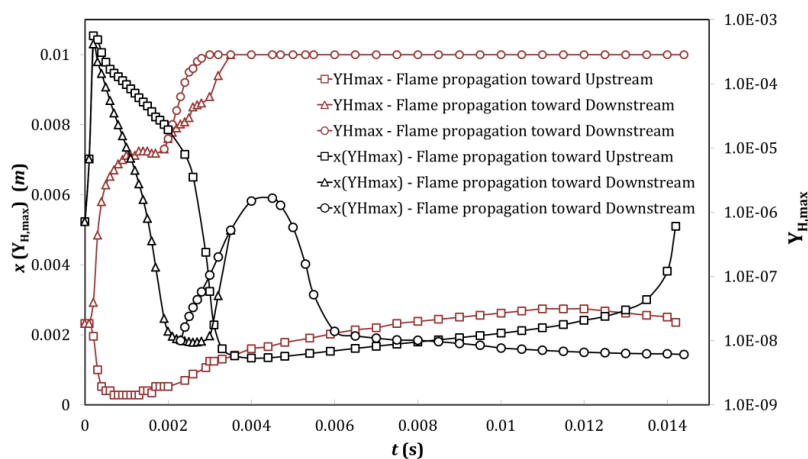
($10^{-8} \times 0.3$) در مکان ۲/۲۲ میلی‌متر می‌رسد. با گذشت زمان و حرکت جبهه شعله به سمت پایین دست جریان، مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال H مجدداً افزایش می‌یابد. در این شرایط سرعت جبهه شعله برابر ۱۳ سانتی‌متر بر ثانیه را دارد و شعله به سمت پایین دست جریان منتقل می‌شود اما شعله همچنان در ناحیه خاموشی قرار دارد. بخش دیگر شعله که به سمت پایین دست جریان حرکت می‌کند، سرعت بیشتری نسبت به شعله در حال حرکت به بالادست جریان دارد، بطوری‌که مقدار سرعت آن در حدود ۱۸۰ سانتی‌متر بر ثانیه می‌باشد و در زمان ۵/۹ میلی‌ثانیه به انتهای کانال می‌رسد. اما در زمان ۴/۶ میلی‌ثانیه جبهه شعله به ناحیه خاموشی وارد می‌شود و مجدداً با

با مقایسه رفتار جبهه شعله برای سرعت‌های جریان ورودی ۰/۵ سانتی‌متر بر ثانیه و ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه مشاهده می‌شود که انتقال جبهه شعله در سرعت جریان ورودی ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه سریع‌تر از سرعت جریان ورودی ۰/۵ سانتی‌متر بر ثانیه اتفاق می‌افتد. مقدار بیشینه رادیکال H در سرعت جریان ورودی ۰/۵ سانتی‌متر بر ثانیه مقدار $10^{-5} \times 2/5$ و در سرعت جریان ورودی ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه برابر با $10^{-4} \times 3/9$ می‌باشد. بنابراین در سرعت جریان ورودی ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه شدت واکنش‌ها افزایش می‌یابد و جبهه شعله سریع‌تر وارد ناحیه خاموشی می‌شود.

۳-۱-۲- تاثیر نسبت هم‌ارزی مخلوط هیدروژن-هوا بر سرعت انتشاری جبهه شعله

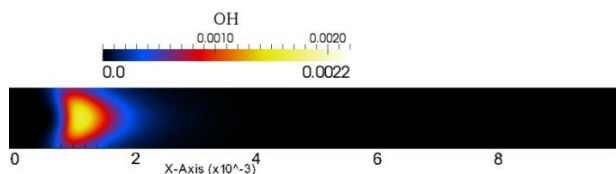
در شکل ۵ تغییرات مکان بیشینه رادیکال H و مقدار بیشینه رادیکال H بر حسب زمان برای نسبت هم‌ارزی ۰/۶ در سرعت جریان ورودی ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه در کانالی با عرض یک میلی‌متر نشان داده شده است. یک چرخه از پدیده خاموشی-اشتعال مکرر انتخاب گردید و زمان $t=0$ در ابتدای چرخه در نظر گرفته شد. مدت زمان انجام یک چرخه روشنی-خاموشی برای نسبت هم‌ارزی ۰/۶ برابر با ۱۴/۲ میلی‌ثانیه می‌باشد که در مقایسه با نسبت هم‌ارزی ۰/۵

می‌شود. جبهه شعله به سمت پایین دست کانال حرکت می‌کند و با سرعت ۲۳ سانتی‌متر بر ثانیه تا مکان ۲/۶ میلی‌متر از ابتدای بخش آزمایش برمی‌گردد. این جبهه شعله در مکان ۱/۴۳ میلی‌متری وارد ناحیه خاموشی می‌شود و سپس در مکان ۲/۳۵ میلی‌متر جبهه شعله مجدداً وارد ناحیه روشنی می‌شود. بخش دیگر جبهه شعله که بعد از جدایش به سمت پایین دست جریان حرکت می‌کند با سرعت ۱۲۰ سانتی‌متر بر ثانیه به انتهای کانال می‌رسد و شدت آن کاهش می‌یابد. اما در انتهای کانال شدت آن افزایش می‌یابد. علت این پدیده را می‌توان این‌گونه بیان نمود که شدت جبهه شعله در حرکت به سمت بالادست کاهش می‌یابد و وارد ناحیه خاموشی می‌شود. بنابراین بخشی از سوخت به صورت نسوخته به پایین‌دست جریان منتقل می‌شود و به جبهه شعله که در انتهای کانال قرار دارد می‌رسد که باعث افزایش نرخ آزاد شدن حرارت و شدت بخشیدن به واکنش‌ها می‌شود بطوری‌که قله مقدار بیشینه رادیکال H برای جبهه شعله در پایین دست جریان هنگامی اتفاق می‌افتد که جبهه شعله در بالادست جریان در ناحیه خاموشی قرار دارد. با گذشت زمان و افزایش مقدار بیشینه رادیکال H در جبهه بالا دست جریان، مقدار بیشینه رادیکال H در جبهه پایین دست جریان کاهش می‌یابد تا هنگامی که چرخه به پایان برسد و چرخه جدید آغاز شود.



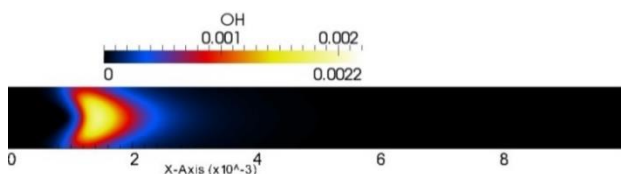
شکل ۵: تغییرات زمانی مکان ماکزیمم رادیکال H و مقدار ماکزیمم رادیکال H برای نسبت هم‌ارزی ۰/۶ (کانال با عرض ۱ میلی‌متر و سرعت جریان ورودی ۱۰ سانتی‌متر بر ثانیه)

Fig. 5. Time variations of H radical maximum location and value for equivalence ratio of 0.6 (channel width of 1 mm and inlet flow velocity of 10 cm/s)



شکل ۶: کانتور کسر جرمی رادیکال OH در کانال با عرض ۱ میلی‌متر و سرعت ورودی ۵۰ cm/s

Fig. 6. Mass fraction contour of OH radical in a channel width of 1 mm and an inlet flow velocity of 50 cm/s



شکل ۷: کانتور کسر جرمی رادیکال OH در کانال با عرض ۱ میلی‌متر و سرعت ورودی ۷۵ cm/s

Fig. 7. Mass fraction contour of OH radical in a channel width of 1 mm and an inlet flow velocity of 75 cm/s

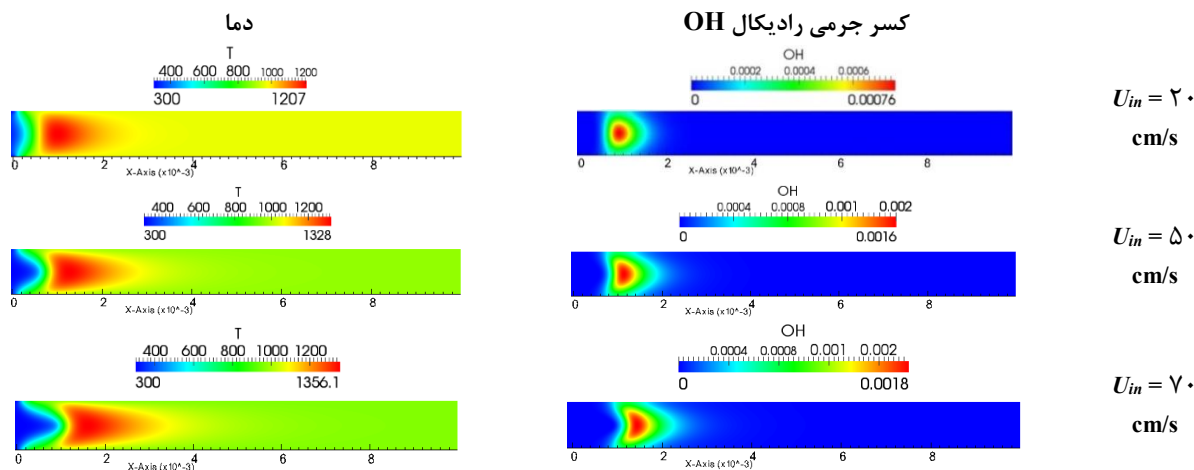
۳-۲-۱- بررسی تاثیر سرعت جریان ورودی بر شعله پایای متقارن در شکل ۸ تاثیر سرعت جریان ورودی بر جبهه شعله پایای متقارن برای کانالی با عرض ۱ میلی‌متر و نسبت هم‌ارزی ۰/۵ نشان داده شده است. برای بررسی تاثیر سرعت جریان ورودی از کانتورهای دما و کسر جرمی رادیکال OH استفاده شده است. برای نسبت هم‌ارزی ۰/۵ در یک کانال با عرض ۱ میلی‌متر، در محدوده سرعت جریان ورودی بین ۲۰ تا ۷۰ سانتی‌متر بر ثانیه می‌توان شعله پایای متقارن را مشاهده نمود. با افزایش سرعت جریان ورودی، مکان شعله به پایین‌دست جریان منتقل می‌شود که ناشی از کاهش مقیاس زمانی جابجایی می‌باشد. برای تمامی حالات نشان داده شده در شکل ۹، مکان مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال OH و دما بر روی خط تقارن قرار دارد. برای رژیم پایای متقارن، با تغییر سرعت جریان ورودی دو رفتار برای جبهه شعله می‌توان مشاهده نمود. شعله‌های قارچی شکل و شعله‌های لاله‌ای شکل. با توجه به شکل ۸ مشاهده می‌شود که در سرعت ورودی ۲۰ سانتی‌متر بر ثانیه جبهه شعله سطحی محدب به سمت مخلوط ورودی (واکنشگرها) دارد. به این شکل از شعله پایای

(۱۲ میلی‌ثانیه)، مقدار ۲/۲ میلی‌ثانیه بیشتر می‌باشد. با افزایش نسبت هم‌ارزی، زمان جدایش جبهه شعله در مقایسه با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ کاهش می‌یابد. بعد از جدایش، بخشی از جبهه شعله که به بالادست جریان حرکت می‌کند تا مکان ۰/۷ میلی‌متر از ابتدای بخش آزمایش می‌رسد و سپس جبهه شعله متوقف شده و در جهت خلاف و به سمت پایین دست کانال حرکت می‌کند تا زمانی که در مکان ۱/۲۴ میلی‌متر از ابتدای بخش آزمایش وارد ناحیه خاموشی می‌شود. بخش دیگر جبهه شعله که به سمت پایین دست کانال حرکت می‌کند در مکان ۶/۹۲ میلی‌متر وارد ناحیه خاموشی می‌شود. اما نکته قابل توجه این است که در مکان ۷/۲ میلی‌متر دو شاخه شدن دیگری در جبهه شعله مشاهده می‌شود. که یک بخش آن با سرعت بیشتر به انتهای کانال می‌رسد و بخش دیگر آن بعد از گذشت مدت زمانی به انتهای کانال می‌رسد و همانطور که در شرایط گذشته مشاهده گردید مقدار بیشینه رادیکال H در انتهای کانال روندی افزایشی دارد که نشان‌دهنده افزایش شدت واکنش‌ها و افزایش نرخ آزاد شدن حرارت می‌باشد.

با مقایسه رفتار جبهه شعله برای نسبت‌های هم‌ارزی ۰/۵ (شکل ۴) و ۰/۶ (شکل ۵) مشاهده می‌شود که انتقال جبهه شعله برای نسبت هم‌ارزی ۰/۶ سریع‌تر از نسبت هم‌ارزی ۰/۵ اتفاق می‌افتد. که این موضوع ناشی از افزایش سرعت سوزش جبهه شعله ناشی از افزایش نسبت هم‌ارزی می‌باشد. بنابراین جبهه شعله سریع‌تر وارد ناحیه خاموشی می‌شود. نکته قابل توجه این است که برای جبهه شعله انتشاری به پایین‌دست جریان در نسبت هم‌ارزی ۰/۶ مجدداً دو شاخه شدن شعله اتفاق می‌افتد.

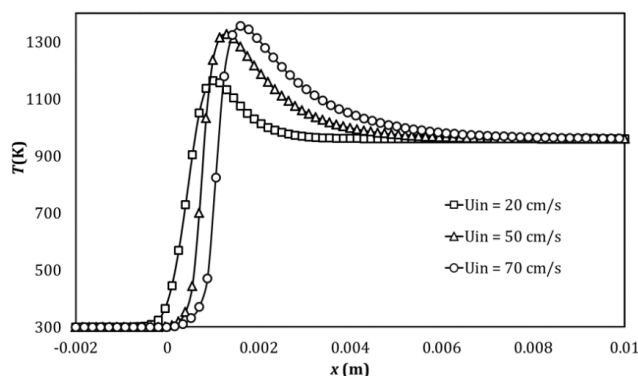
۳-۲- رژیم شعله پایای متقارن

با افزایش سرعت جریان ورودی در یک کانال با عرض معین، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر ناپدید می‌شود و رژیم پایای متقارن مشاهده می‌شود. شکل ۶ نشان دهنده کانتور کسر جرمی گونه OH به عنوان بیانگر جبهه شعله مربوط به شبیه‌سازی کارحاضر برای سرعت جریان ورودی ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه می‌باشد. در شکل ۷ کانتور کسر جرمی رادیکال OH برای سرعت جریان ورودی ۷۵ سانتی‌متر بر ثانیه مربوط به کار حاضر نشان داده شده است.



شکل ۸: کانتور دما (ستون سمت چپ) و کسر جرمی رادیکال OH (ستون سمت راست) برای سرعت های جریان ورودی ۲۰، ۵۰ و ۷۰ سانتی متر بر ثانیه. (کانال با عرض ۱ میلی متر و نسبت هم‌آزبی سوخت و هوا برابر با ۰/۵)

Fig. 8. Temperature contours (left column) and mass fraction of OH radical (right column) for inlet velocities of 20, 50, and 70 cm/s. (Channel width of 1 mm and equivalence ratio of 0.5)



شکل ۹: تغییرات دمای جریان در امتداد خط تقارن کانال برای سرعت‌های ورودی مختلف (کانال با عرض ۱ میلی متر و نسبت هم‌آزبی برابر با ۰/۵)

Fig. 9. Flow temperature variations along the channel symmetry line for different inlet velocities (channel width of 1 mm and equivalence ratio of 0.5)

جریان بیشتر از دمای ابتدای کانال می‌باشد، جریان فرصت بیشتری برای پیش گرم شدن دارد که این موضوع منجر به افزایش دمای جبهه شعله می‌شود. پارامتر دیگری که می‌توان با استفاده از نمودارهای دما بررسی نمود، ضخامت حرارتی جبهه شعله می‌باشد که با استفاده از رابطه

$$\frac{T_f - T_{in}}{\max \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|}$$

محاسبه می‌شود [۳۱]. این رابطه براساس مراجع مختلف بهترین

مقارن، شعله قارچی شکل گفته می‌شود. با افزایش سرعت جریان ورودی، شکل جبهه شعله از حالت محدب خارج می‌شود و شکل مقعر نسبت به مخلوط سوخت-هوای ورودی (واکنشگرها) می‌گیرد. این حالت شعله، شعله لاله‌ای شکل نامیده می‌شود [۲۴] رفتار جبهه شعله با استفاده از نمودارهای دما بر روی خط تقارن برای نسبت هم‌آزبی ۰/۵ و کانال با عرض ۱ میلی متر در شکل ۹ نشان داده شده است. با افزایش سرعت جریان ورودی، جبهه شعله به پایین دست جریان منتقل می‌شود و با توجه به این که دمای دیواره در پایین دست

Table 1. Thermal thickness of the flame front for different inlet velocities (channel width of 1 mm and equivalence ratio of 0.5)

جدول ۱: ضخامت حرارتی جبهه شعله برای سرعت‌های جریان ورودی مختلف (کانال با عرض ۱ میلی‌متر و نسبت هم‌ارزی برابر با ۰/۵)

ضخامت حرارتی جبهه شعله (μm)	سرعت جریان ورودی (cm/s)
۷۶۱	۲۰
۴۴۸	۵۰
۴۸۹	۷۵

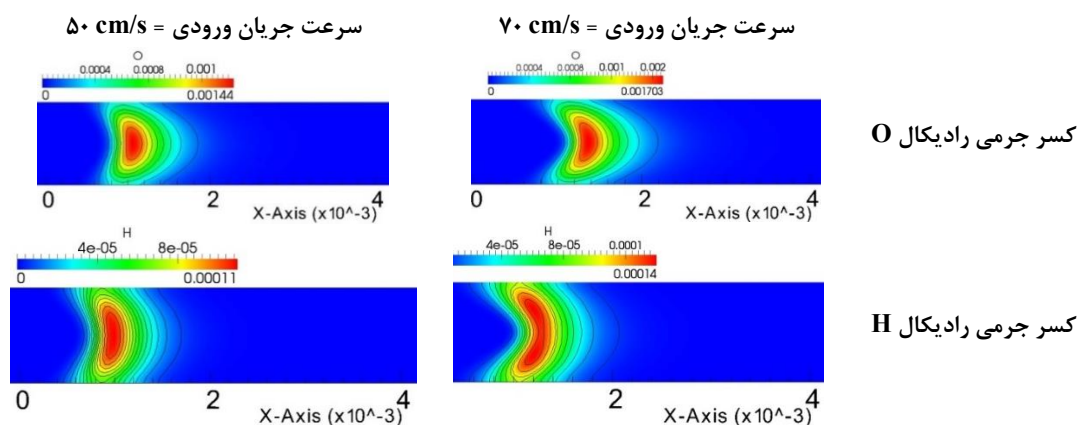
کاهش می‌یابد و مجدداً ضخامت حرارتی جبهه شعله اندکی افزایش می‌یابد.

نکته قابل توجه‌ای که در کانتورهای شعله پایای متقارن دیده می‌شود این است که با افزایش سرعت جریان ورودی مقدار بیشینه کسر جرمی گونه‌های سبک نظیر رادیکال H از خط تقارن کانال منحرف می‌شوند. این رفتار در شکل ۱۰ برای دو سرعت ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه و ۷۰ سانتی‌متر بر ثانیه با استفاده از کانتورهای کسر جرمی دو رادیکال سبک H و O نشان داده شده است.

در سرعت جریان ورودی ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال‌های O و H بر روی خط تقارن قرار دارد اما با افزایش سرعت جریان ورودی تا ۷۰ سانتی‌متر بر ثانیه، مقدار بیشینه

رابطه برای محاسبه اندازه ضخامت حرارتی جبهه شعله تعریف می‌شود. اندازه ضخامت حرارتی جبهه شعله برای سرعت‌های مختلف در جدول ۱ نشان داده شده است.

با توجه به نتایج بدست آمده، مشاهده می‌شود که در سرعت‌های پایین، جبهه شعله ضخیم‌تر می‌باشد. با افزایش سرعت جریان ورودی، ضخامت حرارتی جبهه شعله کاهش می‌یابد و سپس با افزایش بیشتر سرعت جریان ورودی، این مقدار افزایش می‌یابد. بنابراین رفتار نزولی-صعودی برای ضخامت حرارتی جبهه شعله با افزایش سرعت جریان ورودی مشاهده می‌شود. در سرعت‌های جریان ورودی پایین رژیم شعله به رژیم خاموشی-اشتعال مکرر نزدیک می‌شود و از ویژگی‌های رژیم خاموشی-اشتعال مکرر ناحیه واکنشی نسبتاً گسترده می‌باشد. بنابراین در سرعت‌های جریان ورودی پایین ناحیه واکنشی نسبتاً گسترده‌ای مشاهده می‌شود. با افزایش سرعت ورودی و شدت یافتن واکنش‌های مربوط به تجزیه سوخت هیدروژن، دمای جبهه شعله افزایش می‌یابد (شکل ۹). بنابراین واکنش‌های انجام شده در جبهه شعله با شدت بیشتری انجام می‌شوند و مقدار بیشتری از سوخت ورودی در سطح شعله به محصولات تبدیل می‌شود. با افزایش بیشتر سرعت جریان ورودی و افزایش مقیاس زمانی جابجایی، بخشی از سوخت تحت تاثیر دمای دیوار پیش گرم می‌شود و شیب دمای جبهه



شکل ۱۰: کانتور کسر جرمی رادیکال‌های O و H برای سرعت جریان ورودی ۷۰ سانتی‌متر بر ثانیه (ستون راست) و ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه (ستون سمت چپ) - (کانال با عرض ۱ میلی‌متر و نسبت هم‌ارزی برابر با ۰/۵)

Fig. 10. Mass fraction contour of O and H radicals for inlet flow velocity of 70 cm/s (right column) and 50 cm/s (left column) (channel width of 1 mm and an equivalence ratio of 0.5)

جبهه شعله از حالت قارچی شکل به حالت لاله‌ای شکل تبدیل می‌شود. با افزایش عرض کانال، مدت زمان بیشتری برای پیش‌گرم شدن مخلوط سوخت-هوای ورودی توسط دیوار نیاز می‌باشد. بنابراین شکل جبهه شعله از قارچی شکل به لاله‌ای شکل تبدیل می‌شود و مکان جبهه شعله به عقب‌تر رانده می‌شود. اما از آنجایی که نسبت سطح به حجم کانال با عرض بزرگ‌تر، کوچک‌تر می‌باشد بنابراین اتلاف حرارت نیز کمتر می‌باشد و دمای ماکزیمم جبهه شعله افزایش می‌یابد. نمودار دمای جریان بر روی خط تقارن کانال برای عرض‌های کانال مختلف و سرعت ورودی جریان ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه و نسبت هم‌ارزی ۰/۵ نشان داده شده است.

۳-۲-۳- تاثیر نسبت هم‌ارزی بر شعله پایای متقارن

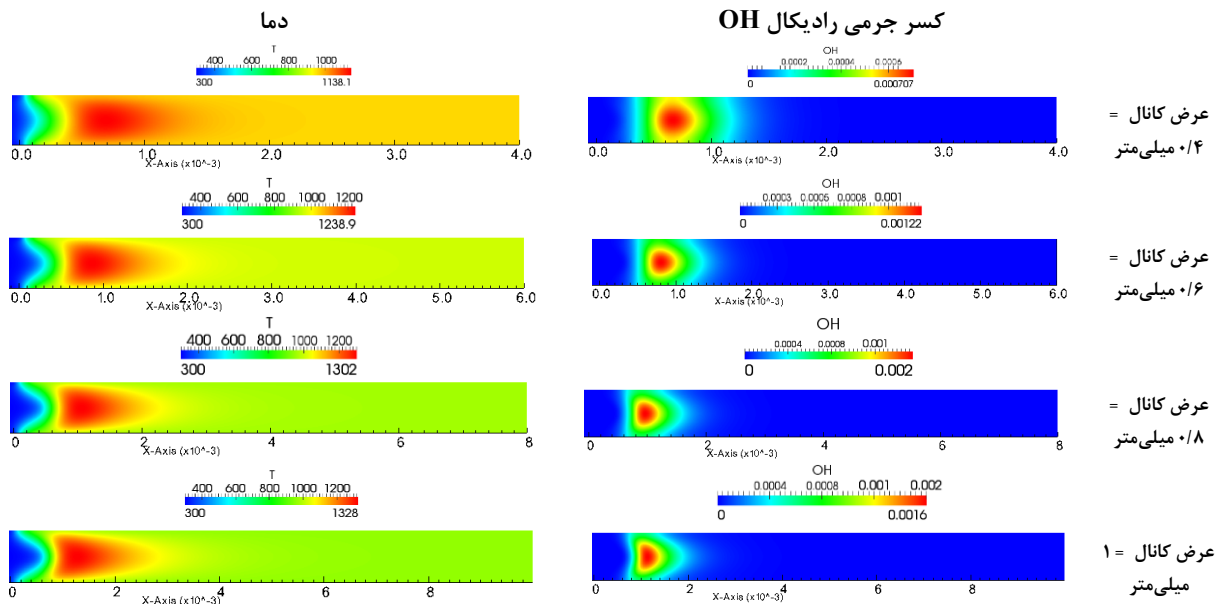
در شکل ۱۲ کانتورهای کسر جرمی رادیکال OH و دما برای کانالی با عرض ۰/۴ میلی‌متر در نسبت‌های هم‌ارزی مختلف نشان داده شده است. با افزایش نسبت هم‌ارزی تا مقدار یک، میزان سوخت در ترکیب افزایش و میزان انرژی آزاد شده از واکنش شیمیایی افزایش می‌یابد.

کسر جرمی رادیکال H از محور خارج شده و به صورت متقارن در دو طرف خط تقارن قرار می‌گیرد. در حالی که مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال O همچنان بر روی محور تقارن قرار دارد. از آنجایی که سرعت نفوذی رادیکال H بیشتر از سایر گونه‌ها می‌باشد. این عامل می‌تواند باعث انحراف گونه H از خط تقارن شود که در بخش مربوط به شعله‌های نامتقارن نشان داده خواهد که این عامل می‌تواند منجر به ناپایدار شدن جبهه شعله و شکل‌گیری جبهه شعله در حالت پایدار نامتقارن شود.

۳-۲-۲- بررسی تاثیر عرض کانال بر شعله پایای متقارن

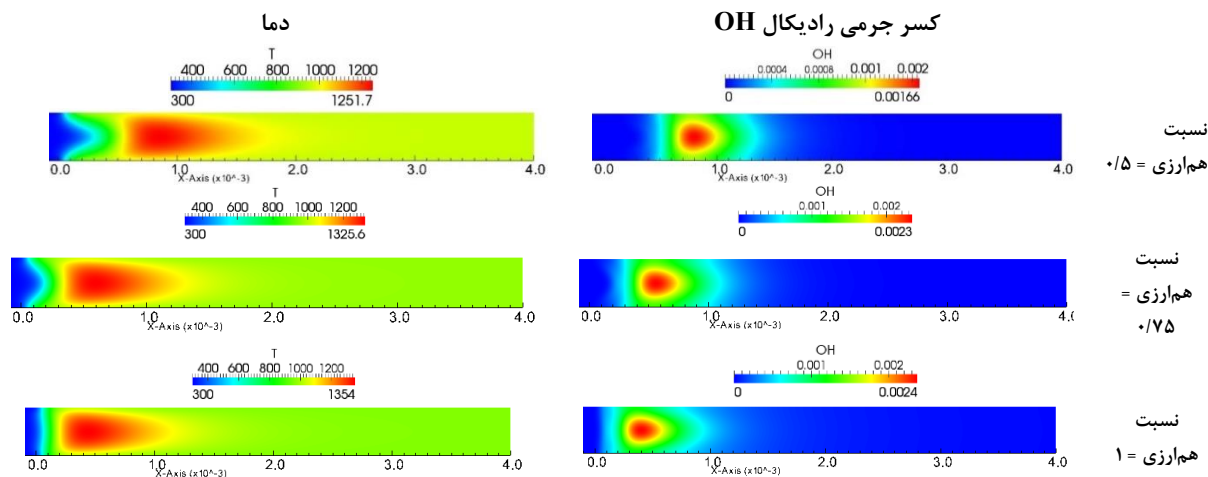
تاثیر عرض کانال بر شعله پایای متقارن با استفاده از کانتورهای دما و کسر جرمی رادیکال OH برای سرعت ورودی ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه و نسبت هم‌ارزی ۰/۵ در شکل ۱۱ نشان داده شده است. در این بررسی کانال‌های با عرض ۰/۴، ۰/۶، ۰/۸ و ۱ میلی‌متر در نظر گرفته شده است.

با توجه به شکل ۱۱ مشاهده می‌شود که با افزایش عرض کانال



شکل ۱۱: کانتور دما (ستون سمت چپ) و کسر جرمی رادیکال OH (ستون سمت راست) برای کانال‌های با عرض مختلف (سرعت جریان ورودی ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه و نسبت هم‌ارزی سوخت-هوا برابر با ۰/۵)

Fig. 11. Temperature Contours (left column) and mass fraction of OH radical (right column) for different channels width (inlet flow velocity of 50 cm/s and fuel-air equivalence ratio of 0.5)



شکل ۱۲: کانتور دما (ستون سمت چپ) و کسر جرمی رادیکال OH (ستون سمت راست) برای نسبت های هم‌ارزی ۰/۵، ۰/۷۵ و ۱ (سرعت جریان ورودی ۱۰۰ سانتی‌متر بر ثانیه و عرض کانال ۰/۴ میلی‌متر)

Fig. 12. Temperature Contours (left column) and mass fraction of OH radical (right column) for equivalence ratios of 0.5, 0.75, and 1 (inlet flow velocity of 100 cm/s and channel width of 0.4 mm)

۳-۳-۳- شعله پایای نامتقارن

در ادامه رژیم‌های شعله، با افزایش سرعت جریان ورودی در یک کانال با عرض معین، شعله پایدار متقارن، تحت تاثیر اغتشاشات موجود در میدان حل ناپایدار شده و در حالت نامتقارن مجدداً به شکل پایدار می‌رسد. در یک سرعت مشخص، با احتمال برابر می‌توان دو ساختار شعله نامتقارن را انتظار داشت [۱۰]. این شعله‌ها با زاویه بیشتر یا کمتر از نود درجه نسبت به جهت جریان قرار می‌گیرند که با نام شعله‌های نامتقارن بالا یا نامتقارن پایین نامیده می‌شوند [۱۰]. در شکل ۱۴ کانتور کسر جرمی رادیکال OH برای سرعت ورودی ۳۰۰ سانتی‌متر بر ثانیه و کانال با عرض ۱ میلی‌متر نشان داده شده است.

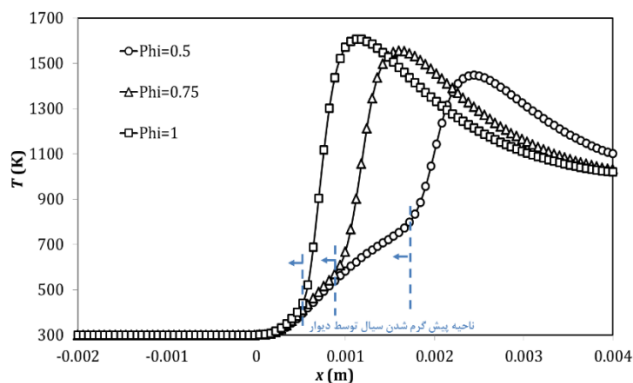
۳-۳-۱- تاثیر سرعت ورودی بر شعله پایای نامتقارن

تاثیر سرعت ورودی جریان بر شعله پایای نامتقارن در یک کانال با عرض ۱ میلی‌متر و سوخت-هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ در شکل ۱۵ با استفاده از کانتورهای دما و کسر جرمی رادیکال OH نشان داده شده است.

با افزایش سرعت جریان ورودی از مقدار ۱۰۰ تا ۳۰۰ سانتی‌متر بر ثانیه مشاهده می‌شود که جبهه شعله کشیده‌تر می‌شود. بطوری‌که

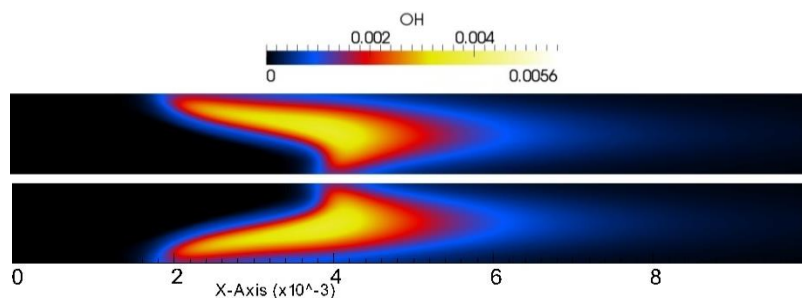
بنابراین مقدار بیشینه دما درون کانال افزایش می‌یابد. با افزایش مقدار بیشینه دما، سرعت سوزش شعله که تابعی از دما می‌باشد نیز افزایش یافته و در نتیجه جبهه شعله به بالا دست جریان و به سمت مخلوط سرد ورودی حرکت می‌کند. به همین دلیل مشاهده می‌شود که سطح جبهه شعله با افزایش نسبت هم‌ارزی، محدب‌تر می‌شود که در کانتورهای کسر جرمی رادیکال OH این پدیده به وضوح مشاهده می‌شود.

در شکل ۱۳ تغییرات دما در امتداد خط تقارن کانال برای نسبت‌های هم‌ارزی مختلف نشان داده شده است. با افزایش نسبت هم‌ارزی مکان جبهه شعله به سمت بالا دست جریان حرکت می‌کند که ناشی از افزایش میزان انرژی آزاد شده از واکنش شیمیایی تحت تاثیر افزایش سوخت می‌باشد. نکته قابل توجه دیگر در این شکل، میزان پیش‌گرم شدن سیال تحت تاثیر دیوار دما بالا می‌باشد. بطوری‌که در نسبت هم‌ارزی ۰/۵ مکان شعله به سمت پایین دست جریان منتقل می‌شود و این انتقال به پایین دست جریان فرصت بیشتری را به سیال برای پیش‌گرم شدن می‌دهد. تحت تاثیر پیش‌گرم شدن سیال مشاهده می‌شود که مقدار بیشینه نمودارها تقریباً به هم نزدیک می‌شوند.



شکل ۱۳: تغییرات دمای جریان در امتداد خط تقارن کانال برای نسبت های هم‌ارزی ۰/۵، ۰/۷۵ و ۱ در سرعت جریان ورودی ۳۰۰ سانتی‌متر و کانال با عرض ۰/۴ میلی‌متر

Fig. 13. variations of Flow temperature along the channel symmetry line for equivalence ratios of 0.5, 0.75, and 1 at the inlet flow velocity of 300 cm/s and channel width of 0.4 mm



شکل ۱۴: کانتر کسر جرمی رادیکال OH برای کانال با عرض ۱ میلی‌متر و سرعت جریان ورودی ۳۰۰ سانتی‌متر بر ثانیه و نسبت هم‌ارزی ۰/۵

Fig. 14. Mass fraction contour of OH radical for a channel width of 1 mm and an inlet flow velocity of 300 cm/s and an equivalence ratio of 0.5

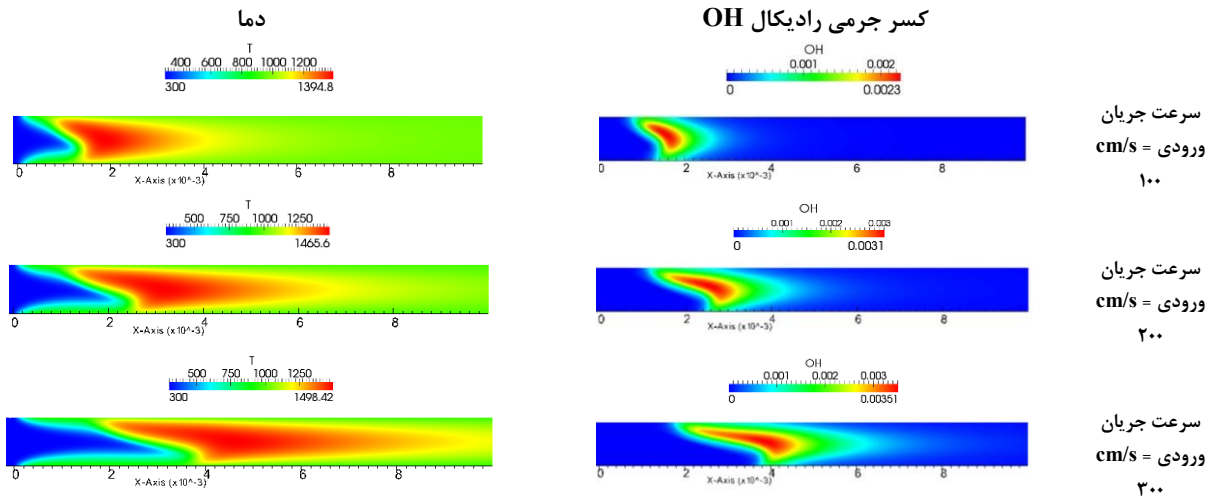
است. با افزایش سرعت جریان ورودی جبهه شعله کشیده‌تر می‌شود بنابراین مکان جبهه شعله (ناحیه بین مقدار کمینه و بیشینه دما) بر روی خط تقارن به پایین‌دست جریان منتقل می‌شود.

۳-۳-۲- تاثیر عرض کانال بر شعله پایای نامتقارن

تاثیر عرض کانال بر شعله پایای نامتقارن با استفاده از کانترهای دما و کسر جرمی رادیکال OH برای مخلوط هیدروژن-هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ و سرعت جریان ورودی ۲۰۰ سانتی‌متر بر ثانیه در شکل ۱۷ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۱۷ مشاهده می‌شود که برای سرعت‌های جریان ورودی پایین، رژیم نامتقارن شعله مشاهده نمی‌شود. در عرض‌های ۰/۴ میلی‌متر و ۰/۶ میلی‌متر برای نسبت

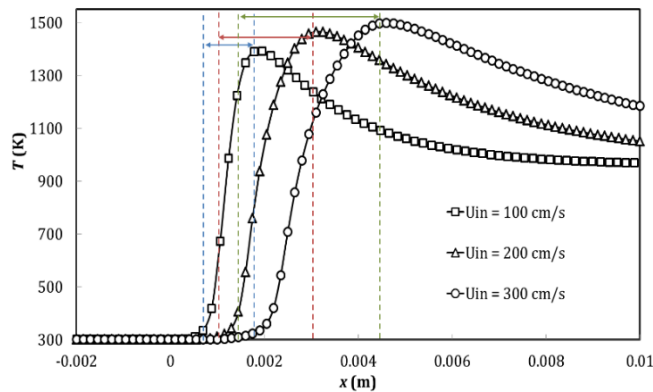
نقطه‌ای از شعله که به دیوار پایین نزدیک‌تر می‌باشد، به سمت پایین‌دست جریان منتقل می‌شود. با کشیده شدن جبهه شعله به پایین‌دست جریان، سطح جبهه شعله افزایش می‌یابد که منجر به افزایش نرخ آزاد شدن حرارت و در نتیجه افزایش دما می‌شود. با افزایش دمای جریان، واکنش‌های مربوط به رادیکال‌های سبک فعال‌تر می‌شوند و میزان گونه‌های سبک نظیر OH در کانال افزایش می‌یابد. بنابراین با افزایش سرعت جریان ورودی، مقدار بیشینه دما و کسر جرمی رادیکال OH افزایش می‌یابد.

برای بررسی کامل‌تر رفتار شعله نامتقارن نمودارهای دما بر روی خط تقارن برای سرعت‌های ورودی مختلف در نسبت هم‌ارزی ۰/۵ برای کانالی با عرض ۱ میلی‌متر در شکل ۱۶ نشان داده شده



شکل ۱۵: کانتور دما (ستون سمت چپ) و کسر جرمی رادیکال OH (ستون سمت راست) برای سرعت های جریان ورودی مختلف- (کانال با عرض ۱ میلی متر و نسبت هم‌ارزی برابر با ۰/۵)

Fig. 15. Temperature Contours (left column) and of OH radical mass fraction (right column) for different inlet velocities (channel width of 1 mm and equivalence ratio of 0.5)

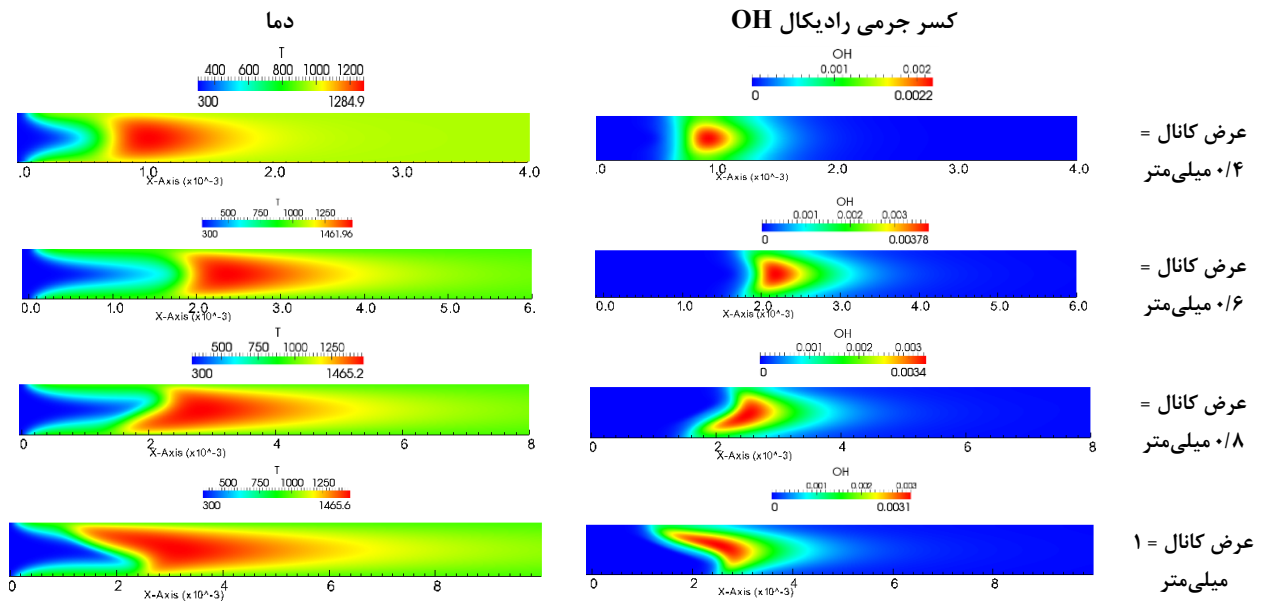


شکل ۱۶: تغییرات دما در امتداد خط تقارن برای سرعت های جریان ورودی مختلف (کانال با عرض ۱ میلی متر و نسبت هم‌ارزی سوخت و هوا برابر با ۰/۵)

Fig. 16. Temperature variations along the symmetry line for different inlet velocities (channel width of 1 mm and equivalence ratio of 0.5 for fuel-air mixture)

برای بیان مشخصه های شعله پایای متقارن و نامتقارن از دو متغیر h_{max} و x_{max} براساس پیشنهاد مرجع [۱۰] استفاده می شود. همانطور که در شکل ۱۸ نشان داده شده است، سطح هم‌تراز نصف مقدار سوخت ورودی به عنوان سطح جبهه شعله تعریف می شود. فاصله دورترین نقطه جبهه شعله از ورودی، نوک شعله نامیده می شود. فاصله نوک شعله تا صفحه پایینی مقدار h_{max} نامیده می شود. همچنین فاصله نوک شعله از ورودی کانال (ورودی بخش آزمایش)

هم‌ارزی ۰/۵ شعله های پایای متقارن مشاهده می شود. در عرض کانال برابر با ۰/۴ میلی متر جبهه شعله، تخت می باشد و در عرض کانال ۰/۶ میلی متر، شعله مقعر به سمت مخلوط های سرد ورودی است (شعله های لاله ای شکل). با افزایش عرض کانال تا ۰/۸ میلی متر شعله های پایا متقارن به شعله های پایای نامتقارن تبدیل می شوند. با افزایش عرض کانال جبهه شعله گسترده تر می شود که در نتیجه ناحیه دما بالا در پشت جبهه شعله نیز گسترده تر می شود.



شکل ۱۷: کانتر دما (ستون سمت چپ) و کسر جرمی رادیکال OH (ستون سمت راست) برای کانال‌های با عرض مختلف - (سرعت جریان ورودی ۲۰۰ سانتی‌متر بر ثانیه و نسبت هم‌ارزی ۰/۵)

Fig. 17. Temperature Contours (left column) and OH radical mass fraction (right column) for different channels width (inlet flow velocity of 200 cm/s and equivalence ratio of 0.5)



شکل ۱۸: تعریف دو متغیر hmax و xmax برای شعله‌های پایای متقارن و شعله‌های پایای نامتقارن

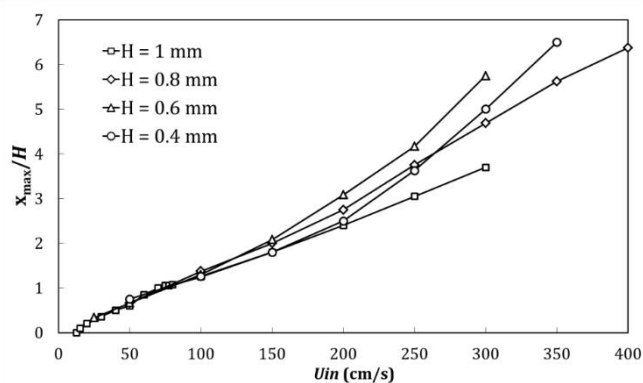
Fig. 18. Definition of the two variables of hmax and xmax for steady symmetric and asymmetric flames

مقدار x_{max}/H برای رژیم‌های متقارن و نامتقارن در نظر گرفته شده است. با استفاده از عدد بی‌بعد x_{max}/H می‌توان مکان جبهه شعله را در کانال‌های مختلف بررسی نمود. با توجه به نتایج بدست آمده برای نسبت هم‌ارزی ۰/۵ مشاهده می‌شود که با افزایش عرض کانال، مکان شعله به پایین‌دست جریان منتقل می‌شود. بطوری‌که با توجه به نمودار مکان - سرعت (شکل ۱۹) در کانال‌های با عرض ۰/۴ میلی‌متر و ۰/۸ میلی‌متر، شعله در مدت زمان کمتری نسبت به کانال‌های ۰/۸ میلی‌متر و ۱ میلی‌متر به پایین‌دست جریان منتقل می‌شود. بنابراین در یک سرعت مشخص مکان جبهه شعله در کانال با عرض ۰/۶ میلی‌متر، بیشترین انتقال را به پایین دست جریان دارد. علت این

x_{max} نامیده می‌شود. برای نسبت هم‌ارزی ۰/۵ مقدار کسر جرمی ورودی برای هیدروژن مقدار ۰/۰۱۴۱۵ می‌باشد، نصف این مقدار (۰/۰۰۷۰۷۵) به عنوان سطح جبهه شعله در نظر گرفته می‌شود. بنابراین در شعله‌های متقارن دورترین نقطه سطح هم‌تراز نصف کسر جرمی هیدروژن بر روی صفحه میانی قرار می‌گیرند. بنابراین h_{max} مقدار ۰/۵ را خواهد داشت و برای شعله‌های نامتقارن این مقدار به مقادیر صفر (دیوار پایین) و یک (دیوار بالا) نزدیک می‌شوند. مقدار x_{max} که نسبت به عرض کانال (H) بی‌بعد شده است. برای کانال‌های با عرض مختلف و در نسبت هم‌ارزی‌های مختلف با تغییر سرعت جریان ورودی در شکل ۱۸ نشان داده شده است.

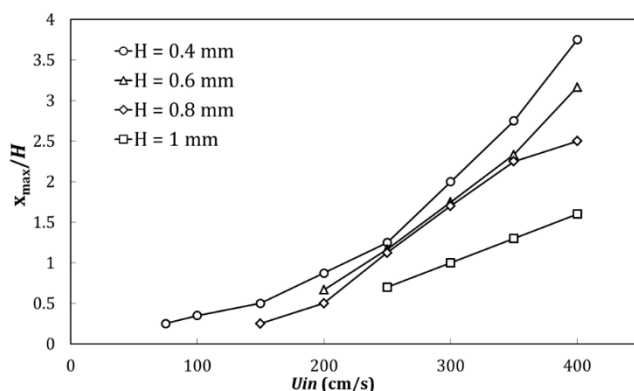
جریان منتقل می‌شود. همانطور که در شکل ۲۰ مشاهده می‌شود، با افزایش نسبت هم‌ارزی تا مقدار ۱ رفتار مکان جبهه شعله نسبت به سرعت جریان ورودی تغییر می‌کند، بطوری‌که در یک سرعت مشخص، با افزایش عرض کانال مکان جبهه شعله به بالا دست جریان منتقل می‌شود. در این حالت به علت افزایش نسبت هم‌ارزی، نرخ حرارت آزاد شده از واکنش‌های شیمیایی افزایش می‌یابد و اتلاف حرارت از محفظه نقش تاثیرگذارتر در مکان شعله خواهد داشت. بنابراین در عرض‌های کمتر، حرارت بیشتری از کانال اتلاف و مکان شعله به پایین دست جریان منتقل می‌شود.

رفتار می‌تواند ناشی از تقابل دو مقیاس زمانی باشد. مقیاس زمانی انتقال حرارت از ناحیه واکنش به دیواره‌ها که منجر به اتلاف حرارت از دیواره‌های کانال می‌شود و دیگری مقیاس زمانی انتقال حرارت از دیواره گرم به مخلوط ورودی که منجر به پیش گرم شدن مخلوط و افزایش نرخ آزاد شدن حرارت می‌شود. با افزایش عرض کانال تا ۰/۶ میلی‌متر، مقیاس زمانی انتقال حرارت از ناحیه واکنش به دیواره‌ها، و از دیواره‌های گرم به مخلوط ورودی افزایش می‌یابد. در نتیجه، شعله در پایین دست جریان منتقل می‌شود. در حالی‌که با افزایش عرض کانال از ۰/۶ میلی‌متر تا ۱ میلی‌متر، به علت افزایش نسبت حجم به سطح محفظه، اتلاف حرارت از محفظه کاهش می‌یابد. در نتیجه گرمای بیشتری در محفظه باقی می‌ماند و مکان شعله به بالا دست



شکل ۱۹: تغییرات متغیر بی‌بعد x_{max}/H با سرعت جریان ورودی برای کانال‌های با عرض مختلف در نسبت هم‌ارزی ۰/۵

Fig. 19. Variation of dimensionless variable x_{max}/H with the inlet flow velocity for channels with different widths in the equivalence ratio of 0.5



شکل ۲۰: تغییرات متغیر بی‌بعد x_{max}/H با سرعت جریان ورودی برای کانال‌های با عرض مختلف در نسبت هم‌ارزی ۱

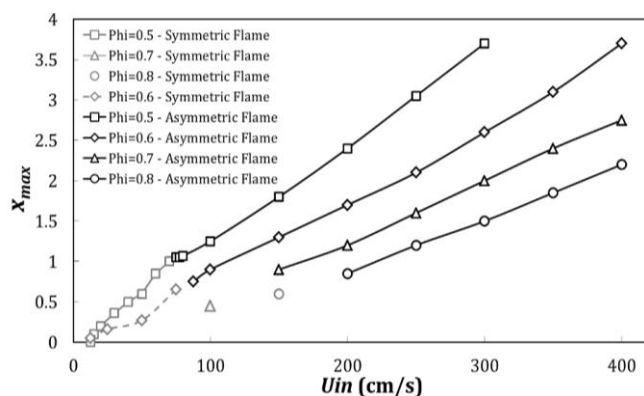
Fig. 20. Variation of the dimensionless variable x_{max}/H with the inlet flow velocity for channels with different widths in the equivalence ratio of 1

زمانی اتلاف حرارت کاهش می‌یابد. بنابراین در یک سرعت جریان ورودی مشخص با افزایش نسبت هم‌ارزی، مکان شعله به ورودی کانال نزدیک‌تر خواهد بود. نرخ افزایش دمای بیشینه شعله با سرعت جریان ورودی برای شعله‌های پایای متقارن بیشتر از شعله‌های پایای نامتقارن می‌باشد. بطوری‌که تغییرات دما با افزایش سرعت جریان ورودی برای شعله‌های پایای نامتقارن تقریباً ثابت می‌باشد.

تغییرات متغیر h_{max} نسبت به سرعت جریان ورودی برای نسبت‌های هم‌ارزی مختلف در شکل ۲۳ نشان داده شده است. در یک نسبت هم‌ارزی معین، مکان نوک جبهه شعله (h_{max}) به سمت دیوار بالا (عدد یک) و یا دیوار پایین (عدد صفر) نزدیک می‌شود.

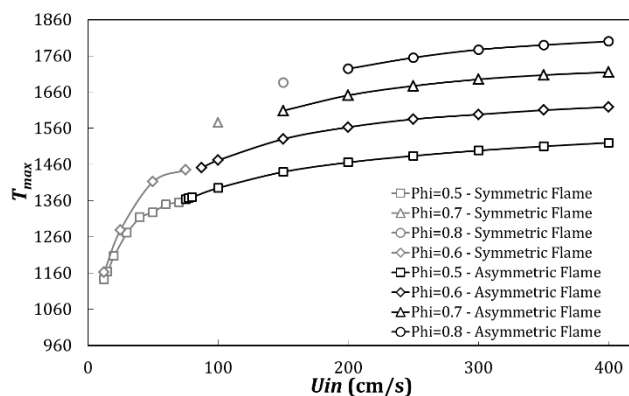
۳-۳-۳- تاثیر نسبت هم‌ارزی بر شعله پایای نامتقارن

تاثیر نسبت هم‌ارزی بر جبهه شعله با استفاده از دو متغیر x_{max} و T_{max} در شکل‌های ۲۱ و ۲۲ نشان داده شده است. خطوط خاکستری نشان‌دهنده شعله پایای متقارن و خطوط سیاه نشان‌دهنده شعله پایای نامتقارن می‌باشد. با توجه به شکل‌ها مشاهده می‌شود که شیب نمودار برای شعله‌های متقارن بیشتر از شعله‌های نامتقارن می‌باشد. بدین مفهوم که با افزایش سرعت جریان ورودی شعله‌های پایای متقارن سریع‌تر به پایین دست جریان منتقل می‌شوند. همچنین با افزایش نسبت هم‌ارزی تا مقدار یک، میزان نرخ آزاد شدن حرارت افزایش می‌یابد و در نتیجه مقیاس زمانی تولید حرارت در مقایسه با مقیاس



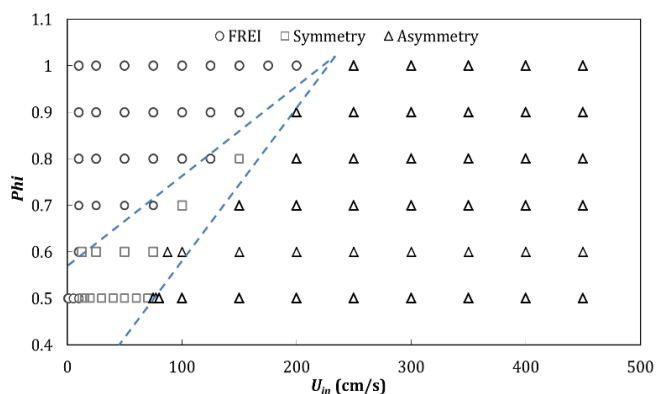
شکل ۲۱: تغییرات x_{max} به سرعت جریان ورودی برای نسبت‌های هم‌ارزی مختلف در کانال با عرض ۱ میلی‌متر

Fig. 21. Variation of x_{max} with inlet flow velocity for different equivalence ratios in a channel with a width of 1 mm



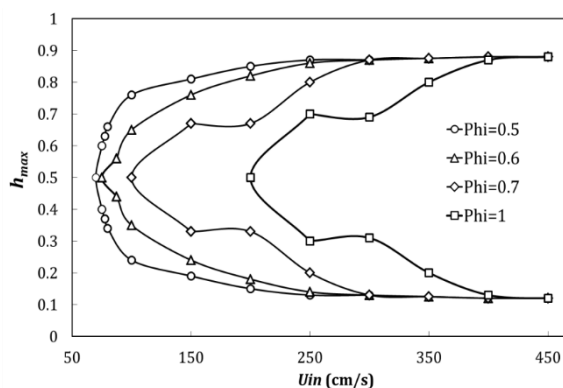
شکل ۲۲: تغییرات T_{max} به سرعت جریان ورودی برای نسبت‌های هم‌ارزی مختلف در کانال با عرض ۱ میلی‌متر

Fig. 22. Variation of T_{max} with inlet flow velocity for different equivalence ratios in a channel width of 1 mm



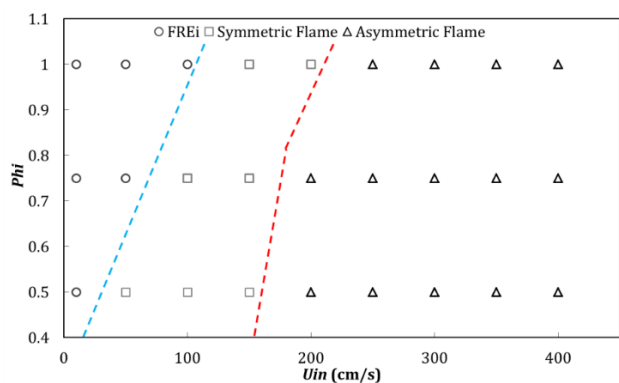
شکل ۲۴: نمودار رژیم‌های شعله-تأثیر سرعت و نسبت هم‌ارزی برای کانال با عرض ۱ میلی‌متر

Fig. 24. Flame dynamics diagram-effect of the velocity and the equivalence ratio for a channel width of 1 mm



شکل ۲۳: تغییرات h_{max} به سرعت جریان ورودی برای نسبت‌های هم‌ارزی مختلف در کانال با عرض ۱ میلی‌متر

Fig. 23. Variation of h_{max} with inlet flow velocity for different equivalence ratios in a channel width of 1 mm



شکل ۲۵: نمودار رژیم‌های شعله-تأثیر سرعت و نسبت هم‌ارزی برای کانال با عرض ۰/۸ میلی‌متر

Fig. 25. Flame dynamics diagram-effect of velocity and equivalence ratio for a channel width of 0.8 mm

سطح به حجم محفظه و در نتیجه اتلاف حرارت بیشتر از محفظه باشد. با افزایش عرض کانال تا ۰/۶ میلی‌متر مشاهده می‌شود که رژیم پایای نامتقارن نیز ظاهر می‌شود. اما همچنان رژیم غالب، رژیم پایای متقارن می‌باشد. در این عرض کانال، با افزایش نسبت هم‌ارزی، ناحیه مربوط به رژیم خاموشی-اشتعال مکرر افزایش می‌یابد که منجر به عقب راندن ناحیه مربوط به رژیم پایای نامتقارن می‌شود. در کانال با عرض ۰/۸ میلی‌متر، ناحیه مربوط به رژیم خاموشی-اشتعال مکرر و رژیم پایای نامتقارن افزایش می‌یابد. بطوری که ناحیه مربوط به رژیم پایای متقارن کاهش می‌یابد. کاهش ناحیه مربوط به رژیم پایای متقارن در کانال با عرض ۱ میلی‌متر همچنان ادامه می‌یابد، تا

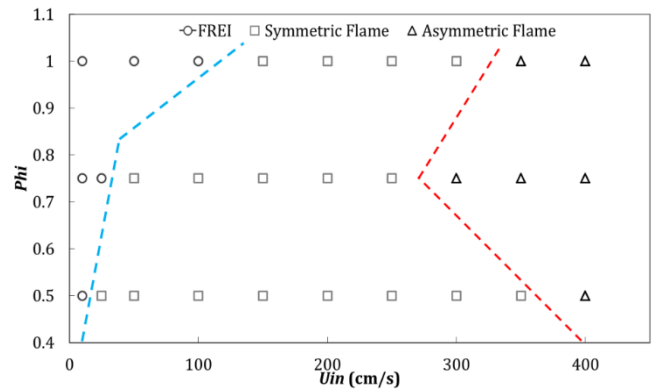
اما مشاهده می‌شود که در یک سرعت ورودی یکسان، با افزایش نسبت هم‌ارزی، مقدار متغیر h_{max} دیرتر به حالت‌های حدی صفر و یک نزدیک می‌شود. به عنوان مثال، در سرعت جریان ورودی ۲۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه، مکان نوک جبهه شعله با افزایش نسبت هم‌ارزی از دیوار دور می‌شود و به خط تقارن نزدیک می‌شود. علت این پدیده همانطور که قبلاً نیز نشان داده شد ناشی از افزایش نرخ آزاد شدن حرارت به علت افزایش نسبت هم‌ارزی می‌باشد که منجر به افزایش دما و در نتیجه افزایش سرعت سوزش شعله می‌شود. با افزایش سرعت سوزش در هندسه میکروکانال، سطح جبهه شعله کاهش می‌یابد و شعله به سمت بالا دست جریان حرکت می‌کند. در نتیجه مکان نوک جبهه شعله به سمت خط تقارن نزدیک می‌شود. اما با افزایش سرعت جریان ورودی و غلبه بر سرعت سوزش مشاهده می‌شود که مکان نوک جبهه شعله تقریباً مکان یکسانی را برای سرعت‌های مختلف دارد.

۳-۴ نقشه‌های رژیم شعله برای احتراق در مقیاس میکرو

در شکل‌های ۲۴ تا ۲۷ نمودارهای رژیم شعله برای تغییرات سرعت جریان ورودی، نسبت هم‌ارزی و عرض کانال نشان داده شده است. با توجه به نتایج ارائه شده مشاهده می‌شود که با افزایش عرض کانال، دامنه رژیم‌های شعله گسترده‌تر می‌شود. در کانال با عرض ۰/۴ میلی‌متر تنها رژیم‌های خاموشی-اشتعال مکرر و رژیم پایای متقارن مشاهده می‌شود. بطوری که رژیم غالب در این محفظه رژیم پایای متقارن می‌باشد. علت این پدیده می‌تواند ناشی از بیشتر بودن نسبت

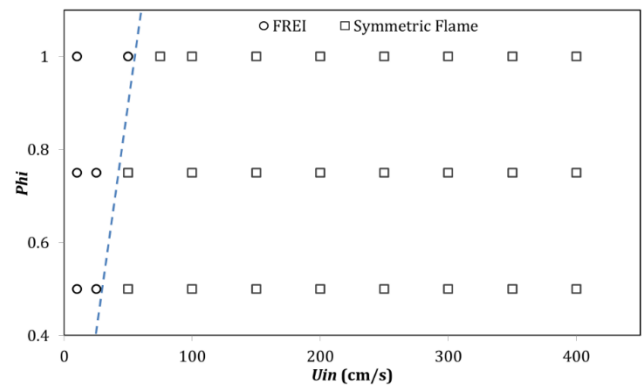
رژیم‌های شعله می‌پردازد. به منظور شبیه‌سازی پدیده احتراق در این مقیاس معادلات نویر-استوکس به همراه معادلات بقای انرژی و بقای گونه با فرمول‌بندی عدد ماخ پایین در نظر گرفته شد. با توجه به این که مکانیزم نفوذ مولکولی، مکانیزم غالب در این مقیاس می‌باشد، ضرایب نفوذ مولکولی به صورت دقیق و با استفاده از روابط فیک و چپمن-انسگگ محاسبه گردید. همچنین در این شبیه‌سازی از سینتیک شیمیایی تفصیلی به منظور شبیه‌سازی احتراق هیدروژن-هوا استفاده گردید.

با توجه به شرایط مختلف، سه رژیم مشخص برای شعله مشاهده می‌شود: رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، رژیم پایای متقارن و رژیم پایای نامتقارن. فیزیک حاکم بر رژیم‌های مختلف، تاثیر سرعت جریان ورودی، نسبت هم‌ارزی و عرض کانال بر روی رژیم‌های شعله بررسی گردید. رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در سرعت‌های پایین و در نزدیکی حد شعله‌وری پایین مشاهده می‌شود. در این رژیم، با توجه به بالا بودن مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال، میزان اتلاف حرارت از محفظه بالا می‌باشد که منجر به خاموشی شعله می‌شود و از سوی دیگر، به علت بالا بودن دمای دیوار، جریان ورودی مجدداً محترق می‌شود و این فرایند به صورت دوره‌ای تکرار می‌شود. با افزایش سرعت جریان ورودی و ایجاد تعادل بین مقیاس زمانی واکنش و مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال، شعله‌ای پایا و متقارن درون کانال مشاهده می‌شود. در این حالت مقدار بیشینه دما و کسر جرمی گونه‌ها بر روی خط تقارن کانال قرار دارد. براساس تحذب شعله نسبت به مخلوط ورودی (واکنشگرها) شعله‌های قارچی شکل و لاله‌ای شکل مشاهده می‌شود. در ادامه با افزایش سرعت جریان ورودی در یک کانال معین، شعله در ناحیه خط تقارن کانال، به سمت پایین دست جریان حرکت می‌کند و در نزدیکی دیوار کشیده می‌شود. در این حالت سطح جبهه شعله مستعد ناپایداری می‌باشد و تحت تاثیر اغتشاشات موجود در کانال، جبهه شعله ناپایدار می‌شود. نقشه‌های رژیم شعله در ابعاد کوچک، برای مخلوط هیدروژن-هوا براساس سه پارامتر سرعت جریان ورودی، نسبت هم‌ارزی و عرض کانال در یک میکروکانال ارائه گردید. با توجه به نتایج بدست آمده مشاهده می‌شود که با افزایش نسبت هم‌ارزی، قطر کانال و سرعت جریان ورودی، رژیم پایای متقارن از بین رفته و رژیم پایای نامتقارن جایگزین آن می‌شود.



شکل ۲۶: نمودار رژیم‌های شعله-تاثیر سرعت و نسبت هم‌ارزی برای کانال با عرض ۰/۶ میلی‌متر

Fig. 26. Flame dynamics diagram-effect of velocity and equivalence ratio for a channel width of 0.6 mm



شکل ۲۷: نمودار رژیم‌های شعله-تاثیر سرعت و نسبت هم‌ارزی برای کانال با عرض ۰/۴ میلی‌متر

Fig. 27. Flame dynamics diagram-effect of velocity and equivalence ratio for a channel width of 0.4 mm

جایی که ناحیه کوچکی در نسبت‌های هم‌ارزی پایین مربوط به رژیم پایای متقارن می‌باشد. بنابراین در حالت کلی می‌توان بیان نمود که با افزایش نسبت هم‌ارزی و افزایش عرض کانال رژیم پایای نامتقارن جایگزین رژیم پایای متقارن می‌شود.

۴- نتیجه‌گیری

مقاله حاضر به بررسی نتایج حاصل از شبیه‌سازی احتراق پیش مخلوط هیدروژن-هوا در میکروکانال گرم‌شونده به منظور مشاهده

- Tomboulides, and K. Boulouchos, Dynamics of premixed hydrogen/air flames in micro channels, *Combustion and Flame*, 155(1) (2008) 2–20.
- [10] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, and K. Boulouchos, Dynamics of premixed hydrogen / air flames in microchannels, *Combustion and Flame*, 152(3) (2008) 433–450.
- [11] Y. Fan, Y. Suzuki, and N. Kasagi, Experimental study of micro-scale premixed flame in quartz channels, *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2) (2009) 3083–3090.
- [12] A. Fan et al., Dynamic Behavior of Splitting Flames in a Heated Channel, *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 45(3) (2009) 245–250.
- [13] Y. Fan, Y. Suzuki, and N. Kasagi, Quenching mechanism study of oscillating flame in micro channels using phase-locked OH-PLIF, *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2) (2011) 3267–3273.
- [14] S. Minaev, K. Maruta, and R. Fursenko, Nonlinear dynamics of flame in a narrow channel with a temperature gradient, *Combustion Theory and Modelling*, 11(2) (2007) 187–203.
- [15] T. L. Jackson, J. Buckmaster, Z. Lu, D. C. Kyritsis, and L. Massa, Flames in narrow circular tubes, *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(1) (2007) 955–962.
- [16] V. N. Kurdyumov, G. Pizza, C. E. Frouzakis, and J. Mantzaras, Dynamics of premixed flames in a narrow channel with a step-wise wall temperature, *Combustion and Flame*, 156(11) (2009) 2190–2200.
- [17] H. Nakamura et al., Bifurcations and negative propagation speeds of methane/air premixed flames with repetitive extinction and ignition in a heated
- [1] K. Maruta, T. Kataoka, N. Il, S. Minaev, R. Fursenko, and N. Il Kim, Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient, *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(2) (2005) 2429–2436.
- [2] Y. Ju and B. Xu, Theoretical and experimental studies on mesoscale flame propagation and extinction, *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(2) (2005) 2445–2453.
- [3] Y. Ju and B. Xu, Effects of Channel Width and Lewis Number on the Multiple Flame Regimes and Propagation Limits in Mesoscale, *Combustion Science and Technology*, 178(10–11) (2006) 1723–1753.
- [4] K. Maruta, J. K. Parc, K. C. Oh, T. Fujimori, S. S. Minaev, and R. V. Fursenko, Characteristics of Microscale Combustion in a Narrow Heated Channel, *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 40(5) (2004) 516–523.
- [5] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, K. Boulouchos, and A. T. G., Dynamics of premixed hydrogen/air flames in mesoscale channels, *Combustion and Flame*, 155(1–2) (2008) 2–20.
- [6] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, a. G. Tomboulides, and K. Boulouchos, Three-dimensional simulations of premixed hydrogen/air flames in microtubes, *Journal of Fluid Mechanics*, 658 (2010) 463–491.
- [7] F. Richecoeur and D. C. Kyritsis, Experimental study of flame stabilization in low Reynolds and Dean number flows in curved mesoscale ducts, *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(2) (2005) 2419–2427.
- [8] C. J. Evans and D. C. Kyritsis, Operational regimes of rich methane and propane/oxygen flames in mesoscale non-adiabatic ducts, *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2) (2009) 3107–3114.
- [9] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G.

- [24] C.-H. Tsai, The Asymmetric Behavior of Steady Laminar Flame Propagation in Ducts, *Combustion Science and Technology*, 180(3) (2008) 533–545.
- [25] S. R. Turns, *An Introduction to combustion : Concepts and Applications*, Second Edi. Mc Graw Hill, 200AD.
- [26] R. A. Yetter, F. L. Dryer, and H. Rabitz, A Comprehensive Reaction Mechanism For Carbon Monoxide/Hydrogen/Oxygen Kinetics, *Combustion Science and Technology*, 79 (1991) 97–128.
- [27] A. Alipoor and M. H. Saidi, Numerical study of hydrogen-air combustion characteristics in a novel micro-thermophotovoltaic power generator, *Applied Energy*, 199 (2017) 382–399.
- [28] A. Alipoor and K. Mazaheri, Combustion characteristics and flame bifurcation in repetitive extinction-ignition dynamics for premixed hydrogen-air combustion in a heated micro channel, *Energy*, 109 (2016) 650–663.
- [29] A. Alipoor, K. Mazaheri, and A. Shamooni, Asymmetric hydrogen flame in a heated micro-channel : Role of Darrieus e Landau and thermal-diffusive instabilities, *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(44) (2016) 20407–20417.
- [30] A. Alipoor and K. Mazaheri, Studying the repetitive extinction-ignition dynamics for lean premixed hydrogen-air combustion in a heated microchannel, *Energy*, 73 (2014) 367–379.
- [31] T. Poinso and D. Veynanye, *Theoretical and Numerical Combustion*, 2nd ed. Edwards, 2005.
- microchannel, *Combustion and Flame*, 159(4) (2012) 1631–1643.
- [18] Y. Tsuboi, T. Yokomori, and K. Maruta, Lower limit of weak flame in a heated channel, *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2) (2009) 3075–3081.
- [19] A. Yamamoto, H. Oshibe, H. Nakamura, T. Tezuka, S. Hasegawa, and K. Maruta, Stabilized three-stage oxidation of gaseous n-heptane/air mixture in a micro flow reactor with a controlled temperature profile, *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2) (2011) 3259–3266.
- [20] G. Pizza, J. Mantzaras, and C. E. Frouzakis, Flame dynamics in catalytic and non-catalytic mesoscale microreactors, *Catalysis Today*, 155(1–2) (2010) 123–130.
- [21] U. R. S. Dogwiler, J. Mantzaras, P. Benz, B. Kaeppli, and R. Bombach, Homogeneous ignition of methane-air mixtures over platinum: Comparison of measurements and detailed numerical predictions, *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, (1998) 2275–2282.
- [22] V. Kurdyumov, E. Fernández-Tarrazo, J.-M. Truffaut, J. Quinard, A. Wangher, and G. Searby, Experimental and numerical study of premixed flame flashback, *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(1) (2007) 1275–1282.
- [23] A. Petchenko and V. Bychkov, Axisymmetric versus non-axisymmetric flames in cylindrical tubes, *Combustion and Flame*, 136(4) (2004) 429–439.