مجله مهندسی مکانیک مدرس، خرداد ۱۳۹۳، دوره ۱۴، شماره ۳، ص‌ص ۹۴-۱۰۲

ماهنامه علمی پژوهشی

مهندسی مکانیک مدرس

mme.modares.ac.ir

دینامیک رژیم‌های شعله در احتراق رقیق هیدروژن-هوا در مقیاس میکرو

علیرضا علی‌پور[۱]، کیومرث مظاهری[۲*]، علی شمعونی‌پور[۳]

۱- دانشجوی دکترا، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران
۲- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران
۳- کارشناس ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران
* تهران، صندوق پستی ۱۱۱-۱۴۱۱۵، kiumars@modares.ac.ir

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل
دریافت: ۲۱ مرداد ۱۳۹۲
پذیرش: ۲۶ مهر ۱۳۹۲
ارائه در سایت: ۲۱ اردیبهشت ۱۳۹۳

کلید واژگان:
احتراق در مقیاس میکرو
رژیم خاموشی-اشتعال مکرر
رژیم پایا متقارن
رژیم پایای نامتقارن
شبیه‌سازی عددی

چکیده

در کار حاضر، رژیم‌های مختلف برای انتشار شعله پیش آمیخته رقیق هیدروژن-هوا در یک کانال در مقیاس میکرو برای سرعت‌های ورودی مختلف بررسی شده است. مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ به یک کانال با دیوارهایی با شرط مرزی دمای غیر یکنواخت وارد می‌شود. با تغییر سرعت ورودی، سه رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، پایای متقارن و رژیم پایای نامتقارن را در این هندسه نشان می‌دهد. در نزدیکی حد شعله‌وری پایین، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر ناشی از عدم برقراری تعادل بین مقیاس زمانی واکنش و مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال مشاهده می‌شود. در این رژیم، جریان تحت تاثیر دمای دیوار مشتعل می‌شود و تحت تاثیر دمای جریان خاموش می‌شود. با افزایش سرعت ورودی رژیم‌های پایای متقارن مشاهده می‌شوند که ناشی از برقراری تعادل بین مقیاس‌های زمانی واکنش و اقامت سیال می‌باشد. اما مشاهده گردید که با افزایش سرعت ورودی، رژیم‌های متقارن ناپایدار شده و به شکل نامتقارن پایدار می‌شوند. با بررسی نتایج به‌دست آمده، می‌توان علت اغتشاشات ایجاد شده را به نفوذ ترجیحی گونه‌ها نسبت داد.

Dynamics of lean hydrogen/air flame regimes in micro scale combustion

Alireza Alipoor[1], Kiumars Mazaheri[2]*, Ali Shamoonipour[3]

1- Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
2- Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
3- Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
*P.O.B. 14115-111 Tehran, Iran. kiumars@modares.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 12 August 2013
Accepted 18 October 2013
Available Online 11 May 2014

Keywords:
Combustion in Micro Scale
Ignition-Extinction Repetitive Dynamic
Steady Symmetry Flame
Steady Asymmetric Flame
Numerical Simulation

ABSTRACT

In the present work, the dynamics of lean (⍰ =0.5) premixed hydrogen/air flames in a micro channel with prescribed wall temperature is studied. The investigation is carried out using the low Mach formulation of Navier-Stokes equations with detailed chemistry and molecular transport for different inflow velocity. Ignition-extinction repetitive, steady symmetry flame and asymmetric flame are observed as the inlet velocity increased. Close to lower flammability limit, ignition-extinction repetitive flame was observed duo to imbalance between chemical time scale and residence time scale. In this regime, the reacting flow is affected by high wall temperature and the extinction occurred by the flow temperature. Upon increasing the inlet velocity, symmetric flame can be observed due to the balance between time scales. It is observed that further increasing the inlet velocity would cause symmetry flame to become unstable because of presence of some perturbations in flow field. Based on the obtained results, it is suggested that the perturbations are created by preferential diffusion of species.

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر، احتراق در مقیاس میکرو علاقمندی‌های فراوانی را ایجاد نموده است. یکی از مهم‌ترین کاربردهای این نوع احتراق را می‌توان استفاده از آن‌ها به‌عنوان باتری‌ها برشمرد. چیگیر و همکارانش نشان دادند که می‌توان به دانسیته انرژی بیشتر از ۱۰ kWh/kg در میکرو محفظه‌ها رسید، که نسبت به پربازده‌ترین باتری‌های امروزی (باتری‌های یون لیتوم با دانسیته انرژی ۰/۲ kWh/kg) در حدود ۲۰ برابر افزایش توان وجود دارد[۱]. بنابراین آگاهی از دانش حاکم بر پدیده احتراق در مقیاس میکرو و فهم مدیریت حرارتی در این وسایل از ملزومات اساسی برای توسعه چنین سیستم‌هایی به‌حساب می‌آید. تعاریف متفاوتی برای احتراق در مقیاس کوچک بیان می‌شود، اما متداول‌ترین آن‌ها براساس مقیاس طولی محفظه احتراق می‌باشد. چنانچه مقیاس طولی محفظه احتراق کمتر از ۱ میلی‌متر باشد احتراق در مقیاس میکرو نامیده می‌شود. در غیر این صورت، اگر مقیاس طولی محفظه احتراق بین ۱ میلی‌متر تا ۱ سانتی‌متر باشد، به آن احتراق در مقیاس مزو گفته می‌شود که مشخصه‌های مشابهی بین این دو نوع احتراق وجود دارد.

با کاهش حجم محفظه احتراق، چندین مشکل ظاهر می‌شود. مهم‌ترین مشکل، سختی ایجاد احتراق خود انتشارشونده در چنین محفظه‌هایی می‌باشد. دلیل اصلی این مشکل اتلاف حرارت بالا از دیواره‌ها به‌دلیل بالا بودن

Please cite this article using:

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

A. R. Alipoor, K. Mazaheri, A. Shamoonipour, Dynamics of lean hydrogen/air flame regimes in micro scale combustion, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 14, No. 3, pp. 94-102, 2014 (In Persian)

نسبت سطح به حجم محفظه احتراق می‌باشد. مطالعات اخیر نشان می‌دهند که امکان ایجاد احتراق پایدار درون محفظه احتراق در مقیاس‌هایی حتی کوچک‌تر از فاصله خاموشی کلاسیک وجود دارد[۱-۳]. نورتون و ولاکوس پایداری احتراق در کانال‌های میکرو برای مخلوط‌های استوکیومتری متان-هوا[۲] و پروپان-هوا[۳] با استفاده از روش‌های عددی را بررسی نمودند و تاثیر پارامترهایی نظیر رسانش دیوار، ضریب انتقال حرارت خارجی و سرعت ورودی مخلوط سوخت و هوا را بر روی پایداری شعله بررسی کردند. ایشان نشان دادند که هر یک از این متغیرها، حدهای بالا و پایینی برای ایجاد احتراق پایدار دارند که خارج از این محدوده، شعله خاموش می‌شود.

مشکل دیگر در محفظه‌های احتراق در مقیاس میکرو و مزو ناشی از کاهش اندازه محفظه احتراق می‌باشد که باعث ایجاد اندرکنش حرارتی قوی بین شعله و دیوار می‌شود. این ویژگی به‌طور چشمگیری مشخصه‌های انتشار شعله در این مقیاس را تغییر می‌دهد. با توجه به کارهای عددی و آزمایشگاهی انجام شده در این زمینه، انتشار شعله در کانال‌های در مقیاس کوچک، باعث ایجاد رژیم‌های احتراقی متفاوتی می‌شود. احتراق بدون شعله[1]، احتراق خاموشی-اشتعال مکرر[2]، شعله پایا و متقارن[3]، شعله پایا و نامتقارن[4] و شعله‌های لاله‌ای شکل[5] ازجمله رژیم‌هایی می‌باشد که در این مقیاس مشاهده شده است.

ماروتا و همکاران برای انتشار شعله متان-هوا و پروپان-هوا در یک لوله با قطر داخلی ۲ میلی‌متر آزمایش‌های را انجام دادند[۴]. ایشان با ثابت نگه داشتن دمای دیوار، چهار رژیم احتراقی را مشاهده نمودند. در نزدیکی حد خاموشی پایین و در سرعت‌های ورودی کم (زمان اقامت بالا)، هدایت محوری در دیواره منجر به شرایط نسبتا هم‌دما در دیوار می‌شد. تحت چنین شرایطی، تغییرات دمایی کمی در ناحیه احتراق و ناحیه بعد از احتراق مشاهده می‌شود و بیشینه دما در محفظه احتراق کاهش می‌یابد. ایشان رژیم پایدار در نزدیکی حد شعله‌وری پایین را شعله ضعیف نامگذاری کردند. علاوه‌بر این رژیم شعله، ایشان به رژیم‌های احتراقی متقارن پایا در نزدیکی حد شعله‌وری بالا و رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در بین این دو محدوده پایا اشاره نمودند. رژیم پایای متقارن و رژیم ناپایای خاموشی-اشتعال مکرر در کار آزمایشگاهی ریچکور و کریستیس بر روی انتشار شعله متان-هوا در کانال‌های منحنی با قطر داخلی متفاوت از ۱ تا ۴ میلی‌متر و عدد رینولدز تا ۱۷۰ مشاهده گردید[۵]. پیزا و همکارانش در شبیه‌سازی عددی احتراق مخلوط رقیق هیدروژن-هوا برای کانال دوبعدی [۷،۶] و سه‌بعدی[۸]، رژیم‌های احتراق پایای بدون شعله، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر و رژیم‌های پایا را گزارش نمودند. ایشان برای قطرهای مختلف کانال، از ۰/۶ میلی‌متر تا ۷ میلی‌متر، با تغییر سرعت ورودی رژیم‌های مختلف شعله را مشاهده نمودند. با افزایش عرض کانال رژیم‌های احتراق بدون شعله و خاموشی-اشتعال مکرر ناپدید و رژیم‌های پایای متقارن دامنه وسیع‌تری از سرعت‌های ورودی را شامل می‌شد.

یکی دیگر از پدیده‌ها، لاله‌ای شدن جبهه شعله به مفهوم معکوس شدن انحنای جبهه شعله می‌باشد. شعله‌های لاله‌ای شکل برای اولین‌بار توسط الیس (۱۹۲۸) گزارش گردید. جزئیات بیشتر این پدیده در کارهای آزمایشگاهی کلانت و سربی[۹] و دان-رانکین و سویر[۱۰] به‌دست آمد. مارا و کانتینیلو[۱۱] با استفاده از فرمول‌بندی عدد ماخ پایین و شیمی یک مرحله‌ای، انتشار شعله آرام گذرا در لوله استوانه‌ای بسته را مطالعه نمود و مکانیزم حاکم بر ایجاد شعله‌های لاله‌ای شکل را اندرکنش دیوار و شعله بیان کردند.

آزمایش‌های داگویلر، رژیم شعله نامتقارن برای مخلوط رقیق متان-هوا در یک کانال مستطیلی با عرض ۷ میلی‌متر را نشان داد[۱۲]. ایشان علت این پدیده را حساسیت شعله متقارن به آشفتگی‌های خارجی بیان نمودند که منجر به انتقال ساختار شعله متقارن به دو ساختار تصادفی شعله نامتقارن می‌شد. کردیمف و همکارانش بر روی انتشار شعله متان-هوا و پروپان-هوا در یک لوله پیرکس (با قطر داخلی ۲۱/۴ میلی‌متر) و تا رینولدز ۱۵۰ آزمایش-هایی را انجام دادند[۱۳]. ایشان توانستند در دبی‌های جرمی بالا شعله نامتقارن پایا را مشاهده نمایند، که تاییدکننده نتایج ارائه شده توسط داگویلر بود. سای انتشار شعله پایا در لوله‌های دو و سه‌بعدی با قطرهای در محدوده ۲ تا ۱۰ میلی‌متر را شبیه‌سازی نمود. شبیه‌سازی شامل شرط مرزی دیوار دما ثابت و مخلوط استوکیومتری متان-هوا در Le=1 بود[۱۴]. ایشان متوجه شد که برای لوله‌های با قطر بزرگ‌تر از یک مقدار بحرانی (در حدود ۶ میلی‌متر)، تنها ساختار شعله نامتقارن امکان‌پذیر می‌باشد.

پیزا و همکارانش[۷،۶] پایداری و دینامیک شعله‌های پیش‌مخلوط رقیق هیدروژن-هوا (نسبت هم‌ارزی ۰/۵) را در مقیاس میکرو و مزو با استفاده از شبیه‌سازی مستقیم و سینتیک کامل برای کانال صفحه‌ای بررسی کردند. در این شبیه‌سازی از فرمول‌بندی ناپایا و توزیع دمای معین بر روی دیوار استفاده گردید. در کار ایشان، برای یک کانال با عرض معین، در یک سرعت معین شعله‌های متقارن پایا مشاهده گردید، اما با افزایش سرعت ورودی، تقارن شعله ازبین می‌رود و بعد از گذر از یک ناحیه انتقال، شعله شکل نامتقارن به-خود می‌گیرد. ایشان علت این پدیده را اغتشاشات ناشی از کار عددی بیان می‌کنند، اگر چه در سال‌های بعد با استفاده از شبیه‌سازی عددی نشان دادند که چنانچه دیواره‌های محفظه احتراق به کاتالیزور پلاتین آغشته شود، به‌علت گرمای ناشی از واکنش‌های سطحی و تاثیر آن بر جریان، رژیم نامتقارن مشاهده نمی‌شود[۱۵].

با توجه به مرور انجام شده در زمینه رژیم‌های شعله در مقیاس میکرو و مزو، مشاهده گردید که رژیم‌های متفاوتی در این مقیاس وجود دارد که در کارهای مختلف 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 شبیه‌سازی‌های عددی درنظر گرفته شده است. بنابراین هدف از کار حاضر بررسی رژیم‌های شعله در احتراق‌های در مقیاس میکرو با درنظر گرفتن جزئیات بیشتر برای شبیه‌سازی می‌باشد که با استفاده از آن‌ها می‌توان پدیده‌ها را دقیق‌تر بررسی نمود. به این منظور احتراق مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ در یک کانال دوبعدی و بدون درنظر گرفتن شرط مرزی تقارن شبیه‌سازی می‌شود. از سینتیک تفصیلی شامل ۲۷ واکنش و ۹ گونه برای شیمی احتراق هیدروژن و هوا استفاده شده است. با توجه به اینکه فرایند احتراق موردنظر در محدوده جریان آرام قرار می‌گیرد، نفوذ مولکولی، مکانیزم اصلی نفوذ می‌باشد. بنابراین، از روابط انتقال مولکولی براساس رهیافت میانگین مخلوط[6] برای محاسبه ضرایب نفوذ مولکولی استفاده می-شود؛ عرض کانال یک میلی‌متر درنظر گرفته می‌شود و با تغییر سرعت ورودی رژیم‌های احتراقی مختلف بررسی می‌شوند. برای اعتبارسنجی نتایج از مرجع [۶] استفاده می‌شود.

1- Mild or flameless combustion
2- Periodic repetitive ignition/extinction
3- Steady symmetry flame
4- Asymmetric steady flame
5- Tulip flame

6- Mixture average

۲- معادلات حاکم

در کار حاضر، برای شبیه‌سازی احتراق در مقیاس کوچک، معادلات نویر استوکس به‌همراه معادله بقای انرژی و معادلات بقای گونه‌ها با استفاده از فرمول‌بندی عدد ماخ پایین حل می‌شوند[۸]. با توجه به اینکه انتقال حرارت در میدان جریان می‌تواند باعث تغییرات دما و درنتیجه باعث تغییراتی در دانسیته جریان شود، در این حالت نیاز است که معادلات پیوستگی، مومنتوم و انرژی به‌صورت کوپل حل شوند. حل این معادلات به‌شکل تراکم‌پذیر باعث ایجاد مشکل در حل عددی می‌شود. همچنین نیاز به شرایط مرزی به‌خصوصی برای جلوگیری از دخالت امواج در حل دارد[۱۶]. یک رهیافت، برای حل این مشکل استفاده از تقریب بوزینیسک می‌باشد که از تغییرات دانسیته به‌جز در ترم شناوری در معادله مومنتوم صرف‌نظر می‌شود. این فرض کوپلینگ بین معادلات انرژی و مومنتوم و پیوستگی را ازبین می‌برد. اما این فرض تنها برای تغییر دماهای کم (در حدود ۱۵ کلوین) قابل قبول می‌باشد[۱۷]. در حالتی که احتراق وجود دارد تغییر دما بسیار زیاد است و صرف‌نظر کردن از تغییرات دانسیته ممکن است باعث ایجاد خطا در میدان حل شود. برای غلبه بر این مشکل استفاده از تقریب عدد ماخ پایین برای جریان‌های واکنش‌گر پیشنهاد شده است[۱۸]. در فرض عدد ماخ پایین از امواج اکوستیک صرف‌نظر می‌شود (به‌علت سهولت در کار عددی)، در حالی که تاثیرات تراکم‌پذیری ناشی از آزاد شدن حرارت کاملا لحاظ می‌شود[۸]. در این روش جمله مربوط به فشار به‌صورت مجموع دو ترم، که فشار ترمودینامیکی (p_t) و فشار هیدرودینامیکی (p_d) نامیده می‌شوند، بیان می‌شود.

$$p(x,t) = p_t(x,t) + p_d(x,t)$$

با استفاده از تحلیل مرتبه مقداری می‌توان نشان داد که $p_d = O(M_0^2)$ و $p_t = O(1)$ می‌باشد[۱۸]. بنابراین، در معادله بقای مومنتوم از فشار هیدرودینامیکی و در معادله انرژی و معادله حالت گاز از فشار ترمودینامیکی استفاده می‌شود.

- بقای جرم

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \qquad (۱)$$

- بقای مومنتوم

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u\right) = -\nabla p_d + \nabla \cdot (\mu S) \qquad (۲)$$

در این روابط ρ، u، μ به‌ترتیب دانسیته، بردار سرعت و ویسکوزیته دینامیکی می‌باشند. تانسور تنش (S) به‌صورت $\nabla u + (\nabla u)^T - \frac{2}{3}(\nabla . u)I$ بیان می‌شود که I ماتریس واحد است.

- معادله انرژی در سیال

$$\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T\right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{i=1}^{N_g} h_i \dot{\omega}_i - \rho\left(\sum_{i=1}^{N_g} c_{p,i} Y_i V_i\right) \cdot \nabla T \qquad (۳)$$

در این رابطه λ رسانش حرارتی مخلوط و $c_{p,i}$ و h_i به‌ترتیب ظرفیت حرارتی و انتالپی گونه i ام می‌باشند.

با توجه به آنچه که در بالا گفته شد، می‌توان بیان نمود که در جریان‌های با عدد ماخ پایین $\hat{p}_d \ll \hat{p}_t$. پس معادله حالت گاز کامل به‌شکل زیر نوشته می‌شود:

$$p_t = \rho \frac{R}{\overline{W}} T \qquad (۴)$$

$\overline{W}$ وزن مولکولی میانگین مخلوط، R ثابت گاز ایده‌آل می‌باشد.

- معادله بقا جرم برای گونه i

$$\rho\left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} + u \cdot \nabla Y_i\right) = -\nabla \cdot (\rho Y_i V_i) + \dot{\omega}_i \qquad (۵)$$

در این رابطه $\dot{\omega}_i$ نرخ تشکیل و یا از بین رفتن گونه شیمیایی i در اثر واکنش‌ها، و Y_i، V_i، به‌ترتیب کسر جرمی و بردار سرعت نفوذی می‌باشد. سرعت نفوذ گونه‌ها V_i به‌صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$V_i = V_i^* + V_c \qquad (۶)$$

که V_i^* از تئوری سینتیک گازها به‌دست می‌آید. V_c به‌عنوان تصحیح‌کننده بقای جرم کل بیان می‌شود[۸].

$$V_c = -\sum_{i=1}^{N_g} Y_i V_i^* \ , V_i^* = -\left(\frac{D_{mi}}{X_i}\right)\nabla X_i \qquad (۷)$$

D_{mi}، نفوذ گونه‌ها و $X_i = Y_i \ W/W_i$ کسر مولی می‌باشد. برای محاسبه نفوذ جرمی گونه i در مخلوط از رابطه زیر استفاده می‌شود[۱۹].

$$D_{im} = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i}\left(\frac{x_j}{D_{ij}}\right)} \qquad (۸)$$

برای محاسبه ضریب نفوذ جرمی دوتایی گونه i در گونه j، از رابطه چپمن-انسکگ[1] که به‌صورت زیر بیان می‌شود، استفاده می‌شود[۲۰].

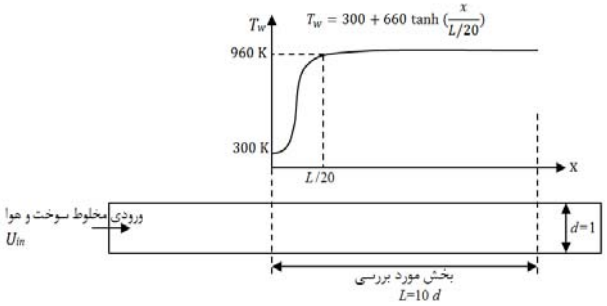
$$D_{ij} = 10.1325 \frac{0.001858\, T^{1.5}\, (W_{ij})^{-0.5}}{p\, \sigma_{ij}{}^2 \Omega_D}$$
$$\sigma_{ij} = \frac{\sigma_i + \sigma_j}{2}$$
$$W_{ij} = \left(\frac{1}{W_i} + \frac{1}{W_j}\right)^{-1}$$
$$\Omega_D = \frac{1.06036}{T_N{}^{0.15610}} + \frac{0.193}{\exp(0.47635\, T_N)} + \frac{1.03587}{\exp(1.52996\, T_N)} + \frac{1.76474}{\exp(3.89411 T_N)}$$
$$T_N = \frac{T}{E_{ij}}$$
$$E_{ij} = \varepsilon_{ij}/k_B$$
$$\varepsilon_{ij} = (\sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}) \qquad (۹)$$

در این روابط W_α وزن مولکولی گونه α و σ_i قطر برخورد[2] گونه i، k_B ثابت بولتزمن و ε_α مشخصه انرژی لنارد-جونز می‌باشد که براساس اطلاعات کمکین[3] استخراج شده است[۲۱].

۳- روش حل عددی و شرایط مرزی

یکی از هندسه‌های متداول در احتراق‌های در مقیاس میکرو، میکرو کانال گرم‌شونده است (شکل ۱) [۲۲]. در این هندسه بخشی از کانال به‌عنوان بخش مورد آزمایش درنظر گرفته می‌شود و دمای دیواره‌های آن با استفاده از منبع خارجی افزایش داده می‌شود. عرض کانال یک میلی‌متر و طول کانال ۱۵ میلی‌متر درنظر گرفته شده است که ۱۰ میلی‌متر انتهای کانال به‌عنوان بخش مورد بررسی درنظر گرفته شده است و توزیع دمای نشان داده شده در شکل ۱ بر روی آن قرار گرفته است، به‌طوری که بر روی یک‌بیستم ابتدای طول بخش مورد بررسی کانال، توزیع دما به‌صورت تانژانت هایپربولیک از دمای ورودی (Tin=300 K) تا دمای ۹۶۰ کلوین و بعد از آن دمای ثابت ۹۶۰ کلوین می‌باشد. در محفظه‌های احتراق، اتلاف حرارت از ورودی محفظه (تشعشع از سطح ورودی کانال به محیط سرد و همچنین جابه‌جایی ناشی از جریان سرد ورودی) باعث می‌شود که توزیع دما یک شیب اولیه داشته باشد که در کار حاضر برای این توزیع دما از مرجع [۷] استفاده شده است. مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ از یک سمت کانال وارد می‌شود. جریان ورودی به کانال با دمای ۳۰۰ کلوین و توزیع یکنواخت برای سرعت درنظر گرفته شده است. شرط عدم لغزش برای سرعت (u=0) و مقدار گرادیان نرمال صفر برای گونه‌ها ($\frac{du}{dn} = 0$) بر روی دیوار تنظیم می‌شود.

1- Chapman-Enskog
2- Collision diameters
3- Chemkin



شکل ۱ طرحواره مسئله مورد بررسی به همراه توزیع دمای دیوار[۷]

برای خروجی نیز مقدار گرادیان نرمال صفر ($\frac{dY_i}{dn}=0$ ، $\frac{\partial T_s}{\partial x}=0$ و $\frac{du}{dn}=0$) برای متغیرها درنظر گرفته می‌شود.

برای توصیف شیمی فاز گازی از مکانیزم ۹ گونه‌ای و ۲۷ واکنشی یتر و همکاران[۲۳] و برای محاسبه ضرایب نفوذ مولکولی از اطلاعات انتقال مولکولی نرم‌افزار کمکین[۲۱] استفاده شده است.

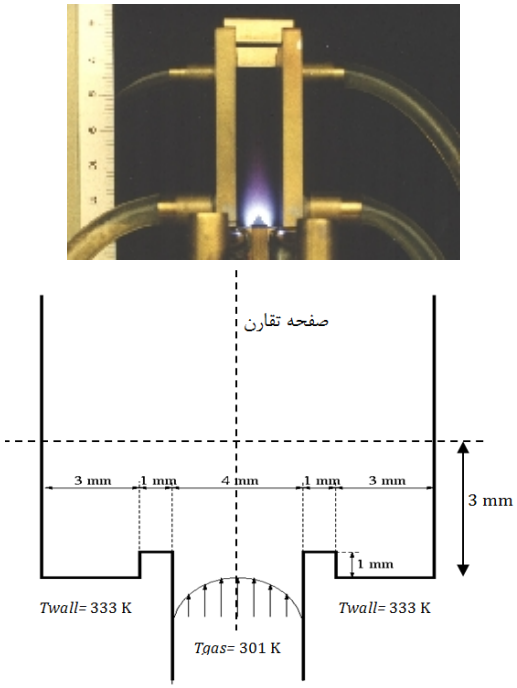
برای حل مسئله، از بسته نرم‌افزاری منبع باز اپن فوم[1] و از حلگر راکتینگ فوم[2] برای شبیه‌سازی جریان‌های واکنشی استفاده می‌شود که البته با توجه به نیازهای مسئله حاضر تغییراتی در آن داده شده است. همچنین جهت کاهش زمان محاسبات مربوط به سینتیک شیمیایی از الگوریتم جدول-سازی در جای تطبیق‌پذیر[3][۲۱] استفاده شده است. در این الگوریتم اطلاعات مربوط به حل سینتیک شیمیایی در حافظه سیستم ذخیره می‌شوند. سپس با پیشرفت حل، از این اطلاعات استفاده شده تا این ترم به‌صورت تقریبی تخمین زده شود. بدین صورت که اگر تغییرات در نواحی مختلف میدان از مقداری که کاربر تعیین می‌کند بیشتر نباشد، دیگر دستگاه معادلات دیفرانسیل معمولی مربوط به سینتیک شیمیایی حل نمی‌شود و از تقریب خطی اطلاعات قبلی استفاده می‌شود. با این کار، ضمن حفظ دقت محاسبات شیمی، به‌علت آنکه در بسیاری از نواحی محاسبات شیمی انجام نمی‌شود، کاهش قابل توجهی در مدت زمان به‌دست آوردن ترم نرخ تشکیل و به‌تبع آن کاهش در مدت زمان کلی حل خواهیم داشت[۲۴].

۴- نتایج و بحث

نتایج در دو بخش ارائه می‌شود. بخش اول مربوط به اعتبارسنجی حلگر توسعه داده شده می‌باشد. برای این منظور از نتایج آزمایشگاهی مرجع [۲۵]، که مربوط به احتراق استوکیومتری متان–هوا در یک محفظه مزو می‌باشد، استفاده شده است. همچنین برای همین شبیه‌سازی استقلال حل از شبکه نیز بررسی گردیده است. در بخش دوم نتایج مربوط به دینامیک‌های شعله در میکرو کانال با عرض یک میلی‌متر برای مخلوط رقیق هیدروژن و هوا بررسی گردیده است. سه رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، رژیم پایای متقارن و رژیم پایای نامتقارن در این شبیه‌سازی مشاهده گردید.

۴-۱- اعتبار سنجی و وابستگی حل به شبکه

در انجام شبیه‌سازی‌های عددی، اعتبارسنجی نتایج عددی و بررسی عدم وابستگی حل به شبکه ضروری است. با توجه به عدم توسعه امکانات آزمایشگاهی در مقیاس میکرو، به‌منظور مقایسه دقیق نتایج حاصل از کار عددی با کار آزمایشگاهی از یک سیستم آزمایشگاهی در مقیاس مزو برای این منظور استفاده شد.



شکل ۲ چینش آزمایشگاهی و جزئیات هندسه شعله مرجع [۲۶] که برای صحت-آزمایی نتایج استفاده شده است.

آزمایش مورد استفاده برای اعتبارسنجی و استقلال حل از شبکه، یک شعله آرام حاصل از احتراق مخلوط پیش آمیخته متان و هوا می‌باشد[۲۵].در شکل ۲ چینش آزمایشگاهی و جزئیات هندسه این شعله مشاهده می‌شوند. در این آزمایش از دو صفحه، که در دمای ثابت نگه داشته شده‌اند، جهت پایداری شعله استفاده شده است.

شبیه‌سازی این شعله به‌صورت دوبعدی و متقارن، با استفاده از سینتیک شامل۲۲ گونه و ۱۰۴ واکنش DRM22[۲۷] انجام شده است. مخلوط استوکیومتریک متان و هوا با دمای ۳۰۱/۸ کلوین و به‌صورت جریان کاملاً توسعه یافته با بیشینه سرعت ۱/۱۳۵ متربرثانیه وارد محفظه‌ای به فشار ۱ اتمسفر می‌شود. دیواره‌ها که نقش پایدارکننده شعله در آزمایش را دارند در دمای ۳۳۳ کلوین ثابت نگاه داشته شده‌اند.

همان‌طور که در شکل ۲ نشان داده شده است، نتایج بر روی محور تقارن و همچنین در ارتفاع ۳ میلی‌متری از دهانه نازل بررسی می‌شوند. شکل‌های ۳ و ۴ توزیع دما در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی و همچنین وابستگی حل از شبکه را نشان می‌دهد. با توجه به نتایج به‌دست آمده، با افزایش تعداد سلول، نتایج به نتایج آزمایشگاهی با نرخ کم‌شونده‌ای نزدیک می‌شود و تعداد ۹۰۰۰ سلول برای شبیه‌سازی مناسب می‌باشد و انطباق مطلوبی بین نتایج عددی و آزمایشگاهی وجود دارد. تعداد ۹۰۰۰ سلول بدین معنی است که مساحت هر سلول 50μm×50μm می‌باشد.

روش پیشنهادی دیگر برای محاسبه تعداد سلول مورد نیاز برای شبیه-سازی استفاده از تعریف ضخامت شعله آرام می‌باشد. با استفاده از رابطه زیر ضخامت شعله آرام محاسبه می‌شود.

$$L_f = \frac{T_f - T_{in}}{\max\left|\frac{\partial T}{\partial x}\right|} \qquad (۱۰)$$

که T_{in} و T_f به‌ترتیب دمای مخلوط نسوخته ورودی و مخلوط سوخته می-باشند. $\max\left|\frac{\partial T}{\partial x}\right|$ماکزیمم گرادیان دما در امتداد شعله می‌باشد.T_{in} برابر ۳۰۰ کلوین و Tf، با توجه به دمای شعله آدیاباتیک مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵، ۱۶۳۰ کلوین محاسبه می‌شود در نتیجه ضخامت شعله

1- OpenFOAM
2- ReactingFoam
3- In Situ Adaptive Tabulation (ISAT)

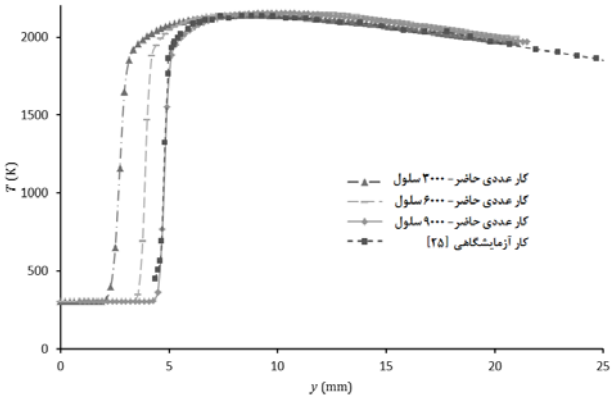
آرام L_f=0.39 mm به‌دست می‌آید. براساس پیشنهاد مرجع [۶]، ۱۵ سلول در ضخامت شعله درنظر گرفته می‌شود. بنابراین اندازه هر سلول ۲۵ میکرومتر در ۲۵ میکرومتر محاسبه می‌شود. لذا برای ادامه کار سلول‌هایی با اندازه 25μm×25μm استفاده گردید.

۵- رژیم ناپایدار خاموشی-اشتعال مکرر

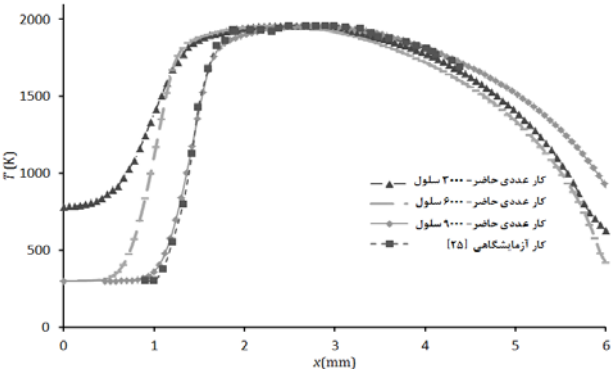
کسر جرمی رادیکال OH برای رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در سرعت ورودی 10 cm/s در برای زمان‌های مختلف نشان داده شده است. با توجه به اینکه رادیکال OH یکی از رادیکال‌های فعال در فرایند احتراق می‌باشد، به‌عنوان نشان‌دهنده جبهه شعله درنظر گرفته می‌شود[۶].

با توجه به دمای بالای دیوار (۹۶۰ کلوین)، دمای جریان (۳۰۰ کلوین) با ورود به کانال به‌تدریج افزایش می‌یابد. هنگامی که اولین نقطه جریان به دمای دیوار می‌رسد واکنش‌ها از همان نقطه آغاز می‌گردد (شکل ۵-الف). این آغازش به‌عنوان جرقه برای جریان عمل کرده و با مصرف مخلوط ورودی، واکنش‌ها شدت بیشتری پیدا می‌کنند. اما همچنان ماکزیمم مقدار کسر جرمی رادیکال OH، به‌علت دمای بالاتر دیوار نسبت به جریان، در نزدیکی دیوار باقی می‌ماند (شکل ۵-ب و ۵-پ). با شدت گرفتن واکنش‌های شیمیایی و بالاتر رفتن دمای جریان به‌واسطه افزایش نرخ واکنش، ماکزیمم مقدار کسر جرمی رادیکال OH به‌سمت محور تقارن حرکت می‌کند (شکل ۵-ت). در این حالت توزیع کسر جرمی رادیکال OH به‌صورت دایره‌ای (کروی) می‌باشد.

این توزیع به‌سمت پایین‌دست و بالادست جریان حرکت می‌کند و در طول کانال گسترش می‌یابد و ناحیه واکنشی گسترده‌ای در طول کانال مشاهده می‌شود.



شکل ۳ توزیع دما بر روی خط محوری: مقایسه کار عددی برای شبکه‌های مختلف با کار آزمایشگاهی[۲۶] به‌منظور صحت‌آزمایی و وابستگی حل از شبکه



شکل ۴ توزیع دما در ارتفاع ۳ میلی‌متری: مقایسه کار عددی برای شبکه‌های مختلف با کار آزمایشگاهی[۲۶] به‌منظور صحت‌آزمایی و وابستگی حل از شبکه

بخشی از شعله که به‌سمت پایین‌دست حرکت می‌کند گازهای نسوخته در آن بخش را مصرف می‌کند و بخش دیگری از شعله که به‌سمت بالادست جریان حرکت می‌کند گازهای تازه نسوخته را مصرف می‌کند (شکل ۵-ث و ۵-ج). با حرکت جبهه‌های شعله به‌سمت پایین‌دست جریان و بالادست جریان، جدایشی بین ناحیه واکنشی ایجاد می‌شود (شکل ۵-چ و ۵-ح). شعله در بخش پایین‌دست جریان به‌علت نبود سوخت به‌سرعت ضعیف می‌شود. شعله در بالادست جریان، با توجه به اینکه سوخت تازه وارد جبهه شعله می‌شود، مقاومت بیشتری دارد، اما جبهه شعله تحت تاثیر ناحیه دماپایین دیوار قرار می‌گیرد و با گذشت زمان نرخ واکنش تضعیف می‌شود (شکل ۵-خ و ۵-د). هنگامی که سرعت جریان ورودی بر سرعت انتشاری شعله غلبه می‌کند، جبهه شعله به سمت پایین‌دست جریان منتقل می‌شود (شکل ۵-ذ و ۵-ر). در نهایت جریان ورودی باعث خارج شدن جبهه شعله از کانال می‌شود (شکل ۵-ز و ۵-س). بعد از گرم شدن مجدد جریان سیکل بعدی آغاز می‌گردد.

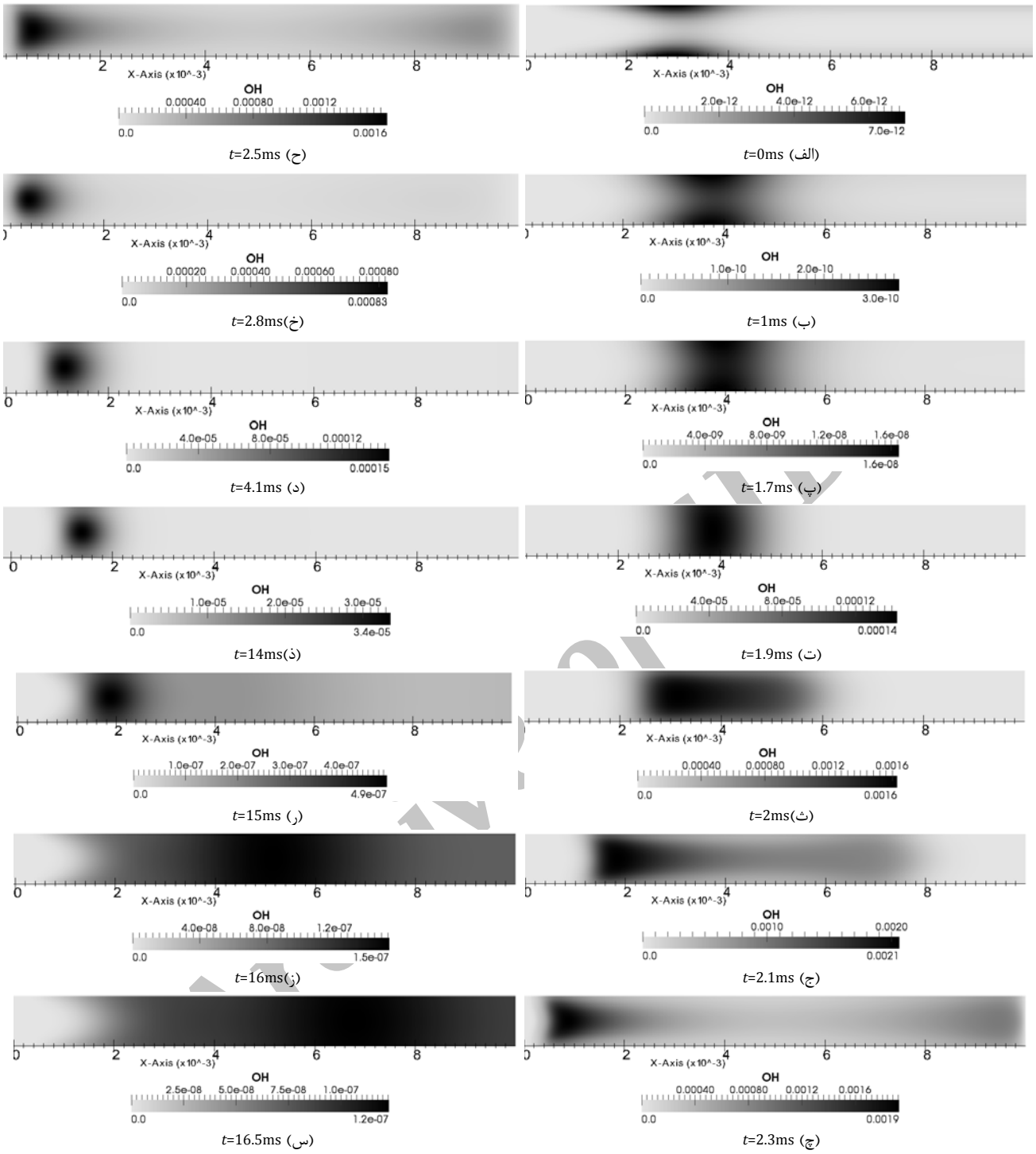
نکته قابل توجهی که در این کانتورها مشاهده می‌شود تغییر انحنای جبهه شعله، هنگامی که به‌سمت بالادست جریان حرکت می‌کند، می‌باشد. در ابتدا جبهه شعله شکل دایره‌ای دارد. با حرکت به‌سمت بالادست، جبهه شعله تقریبا صاف می‌شود و سپس، تغییر انحنا در جبهه شعله اتفاق می‌افتد و از حالت محدب به‌سمت مخلوط‌های ورودی به حالت مقعر تبدیل می‌شود. همین حالت حفظ می‌شود تا هنگامی که جدایش جبهه شعله اتفاق می‌افتد (شکل ۵-چ و شکل ۵-ح) و مجددا تغییر انحنای جبهه شعله وجود دارد تا هنگامی که شعله به‌اندازه‌ای تضعیف می‌شود که به‌سمت پایین‌دست جریان منتقل می‌شود و تغییر انحنای دیگری در جبهه شعله مشاهده می‌شود (شکل ۵-ذ و شکل ۵-ر). این پدیده را لاله‌ای شکل شدن شعله می‌نامند. اگرچه معمولا لاله‌ای شکل شدن شعله به هنگامی گفته می‌شود که یک بار تغییر انحنای جبهه شعله وجود دارد، در حالی که در اینجا چندین بار تغییر انحنای جبهه شعله وجود دارد.

۶- شعله‌های پایای متقارن

با افزایش سرعت ورودی در یک کانال با عرض معین، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر ناپدید می‌شود و به‌جای آن رژیم پایای متقارن مشاهده می‌شود. شکل ۶ نشان‌دهنده کانتور کسر جرمی گونه OH به‌عنوان نشان‌دهنده جبهه شعله مربوط به شبیه‌سازی کار حاضر (الف) و مقایسه با نتایج مربوط به شبیه‌سازی عددی پیزا و همکاران[۷] (ب) برای سرعت ورودی ۵۰ سانتی‌متربرثانیه می‌باشد. مکان شعله پیش‌بینی شده در کار حاضر همخوانی خوبی با نتایج مرجع [۷] دارد. بیشینه مقدار کسر جرمی گونه OH حدود ۵ درصد نسبت به مقدار شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران اختلاف دارد.

در شکل ۷ کانتور کسر جرمی رادیکال OH برای سرعت ورودی ۷۵ سانتی‌متربرثانیه در کار حاضر (الف) و شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران[۷] (ب)، مشاهده می‌شود.

در این حالت نیز شعله پایا و دارای شکلی متقارن می‌باشد. با افزایش سرعت ورودی مکان شعله مقداری به پایین‌دست جریان منتقل شده است. با توجه به نتایج به‌دست آمده مشاهده می‌شود که مکان بیشینه مقدار کسر جرمی رادیکال OH و دما بر روی محور تقارن قرار دارند. به این رژیم، رژیم پایا و متقارن بسته گفته می‌شود[۷]. برای این رژیم، با توجه به پارامترهای مختلفی نظیر سرعت مخلوط ورودی، دو رفتار متفاوت را برای جبهه شعله می‌توان مشاهده نمود.



شکل ۵ کانتور کسر جرمی رادیکال OH در زمان‌های مختلف در رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در کانال با عرض 1 mm و سرعت ورودی 10 cm/s

شعله‌های قارچی شکل[1] و شعله‌های لاله‌ای شکل[2] با توجه به مشاهده می‌شود که در سرعت ورودی ۵۰ سانتی‌متربرثانیه جبهه شعله سطحی تخت و محدب به‌سمت مخلوط تازه ورودی دارد. به این شکل از شعله متقارن، شعله قارچی شکل گفته می‌شود. همان‌طور که در شکل ۷ نشان داده شده است، با افزایش سرعت مخلوط ورودی مشاهده می‌شود که حالت حدب ازبین می‌رود و جبهه شعله، شکل مقعر نسبت به مخلوط سوخت و هوای ورودی می‌گیرد. این حالت شعله لاله‌ای شکل نامیده می‌شود[۱۴]

1- Mushroom shape flame
2-Tulip shape flame

۷- شعله پایای نامتقارن

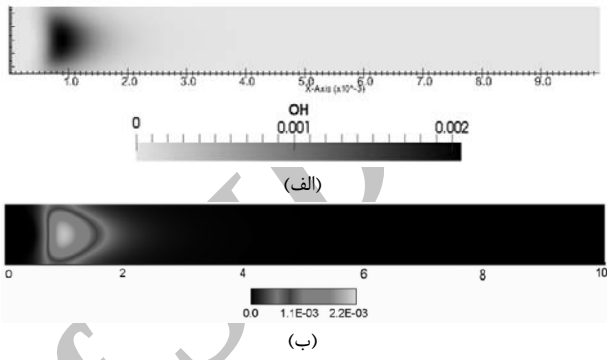
در ادامه رژیم‌های شعله، با افزایش سرعت جریان ورودی به ۳۰۰ سانتی-متربرثانیه، یک شعله نامتقارن ایجاد می‌شود. در یک سرعت مشخص، دو ساختار شعله نامتقارن را می‌توان انتظار داشت[۷]. این شعله‌ها زاویه بیشتر یا کمتر از نود درجه را نسبت به جهت جریان شکل می‌دهند که با نام شعله‌های نامتقارن بالا یا نامتقارن پایین نامیده می‌شوند.

کانتورهای کسر جرمی رادیکال OH در شکل ۸ نشان داده شده است. شکل ۸-الف نتیجه شبیه‌سازی کار حاضر می‌باشد که با شبیه‌سازی انجام

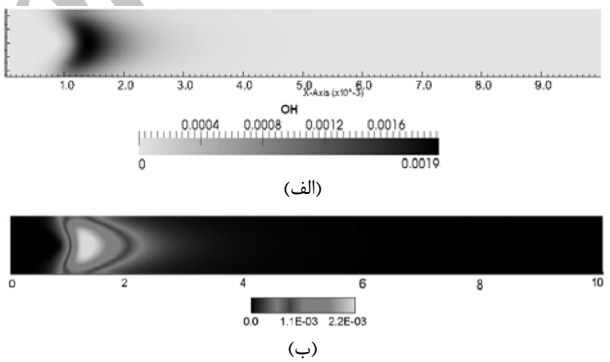
شده توسط پیزا و همکاران (شکل ۸-ب و شکل ۸-پ) مقایسه گردیده است. برای این رژیم دو شکل نامتقارن بالا و نامتقارن پایین و با احتمال برابر مشاهده می‌شود. با توجه به شرایط اولیه و نحوه اغتشاشات وارد شده به میدان جریان می‌توان هردوی این رژیم‌ها را انتظار داشت. به‌عنوان مثال، چنانچه یکی از دیوارها برای زمانی اندک در حدود ۶ کلوین گرم‌تر شود، یکی از شکل‌ها به شکل دیگر تبدیل می‌شود[۷].

فرایند نامتقارن شدن شعله با استفاده از کانتورهای دما در شکل ۹ نشان داده شده است.

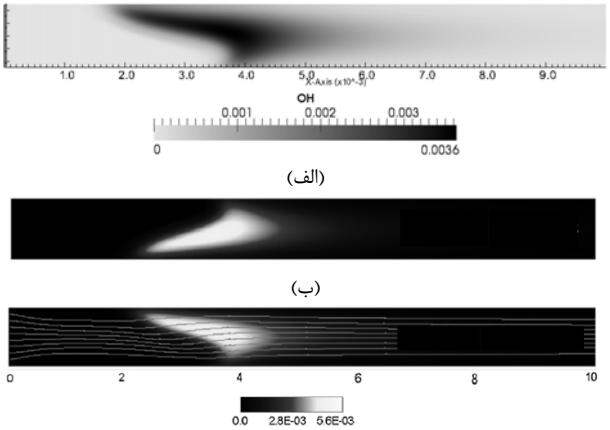
در ابتدا شعله شکلی کاملا متقارن به‌خود می‌گیرد.



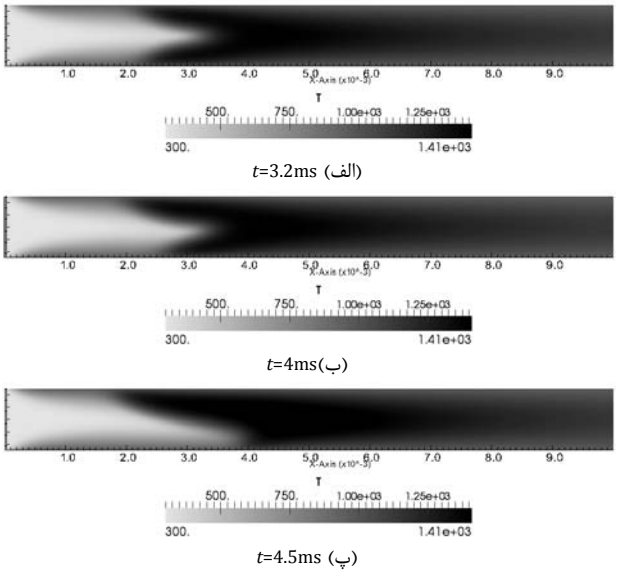
شکل ۶ کانتور کسر جرمی رادیکال OH در کانال با عرض ۱ mm و سرعت ورودی cm/s ۵۰، مقایسه کار حاضر (الف) با شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران[۷] (ب)



شکل ۷ کانتور کسر جرمی رادیکال OHدر کانال با عرض 1mm و سرعت ورودی 75 cm/s، مقایسه کار حاضر (الف) با شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران[۷] (ب)



شکل ۸ کانتور کسر جرمی رادیکال‌های OH برای کانال با عرض 1 mm و سرعت ورودی 300 cm/s، (الف) کارحاضر (رژیم نامتقارن پایین)، (ب) پیزا و همکاران[۷] (رژیم نامتقارن پایین)، (ج) پیزا و همکاران[۷] (رژیم نامتقارن بالا)

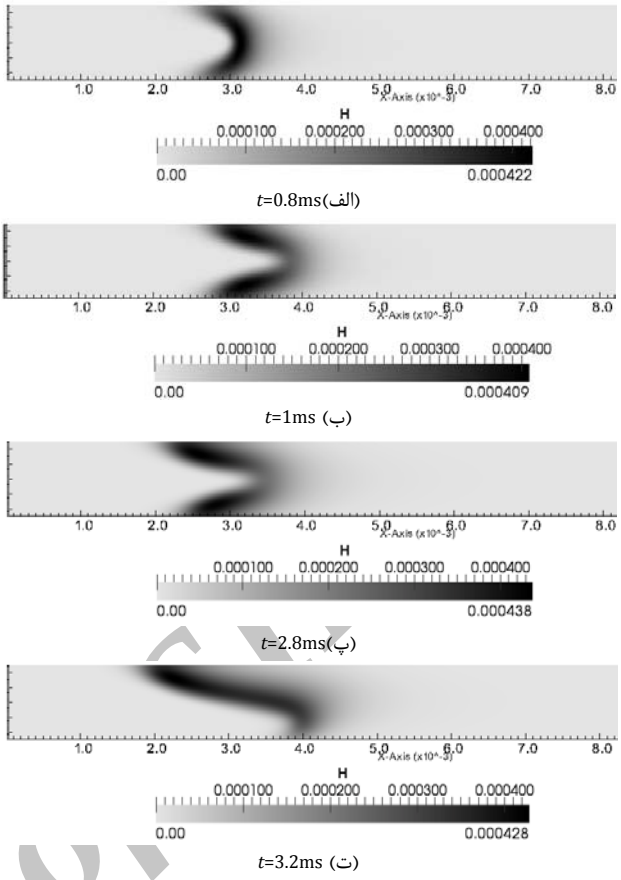


شکل ۹ کانتورهای دما با گذشت زمان برای کانال با عرض 1mm و سرعت ورودی 300 cm/s

با توجه به دمای بالای دیوار، جبهه شعله در نزدیکی دیوار کشیده می‌شود. این کشیدگی در نزدیکی دیوار بسیار ناپایدار می‌باشد و ایجاد کوچک‌ترین اغتشاش در جبهه شعله باعث عدم تقارن جبهه شعله می‌شود. با حرکت شعله به‌سمت نامتقارن شدن، سطح جبهه شعله افزایش می‌یابد که باعث افزایش نرخ سوزش شعله می‌شود. بنابراین بیشینه دمای شعله نیز افزایش می‌یابد. پتچنکو[۲۸] و سای[۱۴] علت تشکیل این پدیده را به ناپایداری هیدرودینامیکی لاندا-داریوس نسبت دادند. اما در مرور مقالات توسط لیبرمن و بیچکف بیان شده است که ناپایداری‌های هیدرودینامیکی برای شعله‌های واقعی هنگامی وجود دارد که عرض لوله (کانال) در حدود دو مرتبه بزرگی بزرگ‌تر از ضخامت شعله محاسبه شده باشد. از آنجایی که عرض لوله در احتراق‌های کوچک هم‌مرتبه با ضخامت شعله می‌باشد، بنابراین ادعا شده است که این نوع ناپایداری در کاربردهای میکرو و مزو آشکار نمی‌شود[۷،۶]. پیزا و همکاران علت این پدیده را ناپایداری نفوذ جرمی-حرارتی بیان نمودند. با توجه به نفوذهای جرمی و حرارتی مختلف برای گونه‌ها، گونه‌ها با سرعت‌های نفوذ مختلف حرکت خواهند کرد. این پدیده "نفوذ ترجیحی" نامیده می‌شود که باعث ناپایدار شدن جبهه شعله می‌شود.

با توجه به نتایج به‌دست آمده از شبیه‌سازی کار حاضر می‌توان گفت که احتمالا رادیکال H باعث آغازش این ناپایداری می‌شود. رفتار کسر جرمی رادیکال H با گذشت زمان در شکل ۱۰ نشان داده شده است.

علت بررسی رفتار رادیکال H این است که رادیکال H سبک‌ترین رادیکال موجود در این شبیه‌سازی می‌باشد و اولین گونه‌ای می‌باشد که مقدار بیشینه کسر جرمی آن از محور تقارن کانال خارج می‌شود. همان‌طور که در شکل‌ها نشان داده شده است، در ابتدا مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال H بر روی محور تقارن قرار دارد (شکل ۱۰-الف)، اما با گذشت زمان مقدار بیشینه کسر جرمی گونه H از محور تقارن خارج شده و به کنار دیواره‌ها کشیده می‌شود و با گذشت زمان قوی‌تر می‌شود (شکل ۱۰-ب). به‌دنبال انحراف مقدار بیشینه کسر جرمی گونه H، در زمان‌های بعد مقدار بیشینه کسر جرمی گونه‌های دیگر از محور تقارن خارج می‌شوند. این انحراف کسر جرمی گونه‌ها از محور تقارن باعث ایجاد اغتشاشاتی در میدان حل می‌شود و باعث می‌شود شعله از حالت متقارن پایدار اولیه خارج شود و به‌سمت حالت پایدار دیگری (ثانویه) حرکت کند.



شکل ۱۰ کانتور کسر جرمی رادیکال H با گذشت زمان برای کانال با ضخامت 1mm و سرعت ورودی 300 cm/s

حالت پایدار هنگامی ایجاد می‌شود که بردار عمود سرعت جریان بر جبهه شعله با بردار سرعت سوزش شعله یکسان و در یک راستا باشد. بنابراین حالت پایدار ثانویه هنگامی ایجاد می‌شود که جبهه شعله به‌صورت نامتقارن باشد. این نظریه نزدیکی بیشتری با نظریه ارائه شده توسط پیزا و همکاران دارد که علت این پدیده را نفوذ جرمی و حرارتی گونه‌های مختلف (نفوذ ترجیحی) می‌دانند.

۸- نتیجه گیری

احتراق ترکیب پیش مخلوط هیدروژن-هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ در یک کانال با عرض 1mm به‌منظور مشاهده رژیم‌های شعله شبیه‌سازی گردید. رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، در سرعت‌های پایین و در نزدیکی حد شعله پایین، مشاهده می‌شود. با توجه به کم بودن مقیاس زمانی واکنش شیمیایی نسبت به مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال، میزان اتلاف حرارت بالا می‌باشد و باعث خاموشی شعله می‌شود و از طرفی به‌علت بالا بودن موضعی دمای دیوار، جریان ورودی محترق می‌شود. با افزایش سرعت ورودی و ایجاد تعادل بین مقیاس زمانی واکنش و مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال، شعله‌ای پایا و متقارن مشاهده می‌شود. در ادامه با افزایش سرعت ورودی، شعله از مرکز به‌سمت عقب حرکت می‌کند و در نزدیکی دیوار کشیده می‌شود. با افزایش این کشیدگی از یک حد معین شعله ناپایدار می‌شود و در حالت پایدار جدید اما نامتقارن قرار می‌گیرد. با بررسی نتایج به‌دست آمده، می‌توان گفت که احتمالا علت این پدیده ناپایداری‌های نفوذی-حرارتی می‌باشد که باعث ایجاد اغتشاشاتی در میدان جریان می‌شود.

۹- مراجع

[1] J. Hua, M. Wu, K. Kumar, Numerical simulation of the combustion of hydroge–air mixture in micro-scaled chambers. Part I: Fundamental study, *Chemical Enineering Science*, Vol. 60, pp. 3497– 3506, 2005.

[2] D. G. Norton, D. G. Vlachos, Combustion characteristics and flame stability at the microscale: a CFD study of premixed methane/air mixtures, *Chemical Engineering Science*, Vol. 58, No. 21, pp. 4871–4882, 2003.

[3] D. G. Norton, D. G. Vlachos, A CFD study of propane / air microflame stability, *Combustion and Flame*, Vol. 138, pp. 97–107, 2004.

[4] K. Maruta, T. Kataoka, N. Il Kim, S. Minaev, R. Fursenko, Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient, *Proceeding of Combustion Institute*, Vol. 30, No. 2, pp. 2429–2436, 2005.

[5] F. Richecoeur, D. C. Kyritsis, Experimental study of flame stabilization in low Reynolds and Dean number flows in curved mesoscale ducts, *Proceedingof Combustion Institute*, Vol. 30, No. 2, pp. 2419–2427, 2005.

[6] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, K. Boulouchos, Dynamics of premixed hydrogen/air flames in mesoscale channels, *Combustion and Flame*, Vol. 152, No. 3, pp. 433–450, 2008.

[7] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, K. Boulouchos, Dynamics of premixed hydrogen/air flames in microchannels, *Combustion and Flame*, Vol. 152, No. 3, pp. 433–450, 2008.

[8] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, a. G. Tomboulides, K. Boulouchos, Three-dimensional simulations of premixed hydrogen/air flames in microtubes, *Journal of Fluid Mechanic*, Vol. 658, pp. 463–491,2010.

[9] C. Clanet, G. Searby, On the 'Tulip Flame' Phenomenon, *Combust. Flame*, Vol. 105, No. 95, pp. 225–238, 1996.

[10] R. F. Sawyer, D. Dunn-Rankin, Tulip flames: changes in shape of premixed flames propagating in closed tubes, *Experiments in Fluids*, Vol. 24, pp. 130–140, 1998.

[11] F. S. Marra, G. Continillo, Numerical study of premixed laminar flame propagation in a closed tube with a full navier-stokes approach, *Twenty-Sixth Symposium of Combustion*, pp. 907–913, 1996.

[12] U. R. S. Dogwiler, J. Mantzaras, P. Benz, B. Kaeppeli, R. Bombach, Homogeneous ignition of methane-air mixtures over platinum: Comparison of measurements and detailed numerical predictions, *Twenty-Seventh Symposium of Combustion*, pp. 2275–2282, 1998.

[13] V. Kurdyumov, E. Fernández-Tarrazo, J. M. Truffaut, J. Quinard, A. Wangher, G. Searby, Experimental and numerical study of premixed flame flashback, *Proceeding of Combustion Institute*, Vol. 31, No. 1, pp. 1275–1282, 2007.

[14] C. H. Tsai, The Asymmetric Behavior of Steady Laminar Flame Propagation in Ducts, *Combustion Science and Technology*, Vol. 180, No. 3, pp. 533–545,2008.

[15] G. Pizza, J. Mantzaras, C. E. Frouzakis, Flame dynamics in catalytic and non-catalytic mesoscale microreactors, Catalysis Today, Vol. 155, No. 1–2, pp. 123–130, 2010.

[16] T. Poinsot, D. Veynanye, *Theoretical and Numerical Combustion*, 2nd Edition, Philadelphia:Edwards, 2005.

[17] J. Ferziger, M. Peric, *Computaional Methods for Fluid Dynamics,* New York:Springer, 1999.

[18] A. G. Tomboulides, J. C. Lee, and S. A. Orszag, Numerical Simulation of Low Mach Number Reactive Flows, *Journal of Scientific Computing*, Vol. 12, No. 2, pp. 139–167, 1997.

[19] V. Novaresio, M. García-Camprubí, S. Izquierdo, P. Asinari, N. Fueyo, An open-source library for the numerical modeling of mass-transfer in solid oxide fuel cells, *Comput. Phys. Commun*, Vol. 183, No. 1, pp. 125–146, 2012.

[20] S. R. Turns, *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications*, Second Ed., New York:Mc Graw Hill, 200AD.

[21] Transport: A Software package for the evaluation of gas-phase, multi component transport properties, 2000.

[22] H. Nakamura, A. Fan, S. Minaev, E. Sereshchenko, R. Fursenko, Y. Tsuboi, K. Maruta, Bifurcations and negative propagation speeds of methane/air premixed flames with repetitive extinction and ignition in a heated microchannel, *Combustion and Flame*, Vol. 159, No. 4, pp. 1631–1643, 2012.

[23] R. A. Yetter, F. L. Dryer, H. Rabitz, A comprehensive reaction mechanism for carbon monoxide/hydrogen/oxygen kinetics, *Combustion Science and Technology*, Vol. 79, pp. 97–128, 1991.

[24] A. Shamooni, *Implementation of In Situ Adaptive Tabulation (ISAT) algorithm for simulationof Flameless Combusion Furnaces*, MSc Thesis, Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, 2012. (In Persian)

[25] J. A. VanOijen, L. P. H. De. Goey, Modeling of premixed laminar flames using flamelet-generated manifolds, *Combustion Science and Technology*, Vol. 137, pp. 113–137,2000.

[26] Overview CARS measurements. [Online]. Available: http://www. combustion. tue. nl/ index-oldwebsite. php? http:// www. combustion. tue.nl/ home.php. [Online].

[27] A. Frenklach, M. Kazakov, DRM22. [Online]. Available: Frenklach, A. Kazakov and M., http://www. me. berkeley.edu/drm/. [Online].

[28] A. Petchenko, V. Bychkov, Axisymmetric versus non-axisymmetric flames in cylindrical tubes, *Combust. Flame,* Vol. 136, No. 4, pp. 429–439, 2