

## بررسی عددی اثر دمای اولیه بر اشتعال در جریان بدون لایه برشی

مسعود عیدی عطارزاده<sup>۱</sup>، صادق تابع جماعت<sup>۲\*</sup>، محمد فرشچی<sup>۳</sup> و محمود مانی<sup>۴</sup>

۱- دانشجوی دکتری، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، eidiattar@aut.ac.ir

۲- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، sadegh@aut.ac.ir

۳- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، farshchi@sharif.edu

۴- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، mani@sharif.edu

\* نویسنده مخاطب

(تاریخ دریافت: ۹۶/۱۰/۲، دریافت آخرین اصلاحات: ۹۶/۱۱/۲۲، پذیرش: ۹۶/۱۲/۲۰)

**چکیده:** در این مقاله، به بررسی فرایند اشتعال در جریان بدون لایه برشی پرداخته می‌شود. در چیدمان بدون لایه برشی دو جریان موازی با سرعت میانگین مساوی به یکدیگر می‌رسند. این چیدمان اجازه مطالعه دقیق شعله‌های لبه‌دار را فراهم می‌کند. هدف اصلی، بررسی اثر دمای اولیه جریان بر مرحله انتشار شعله در فرایند اشتعال است. این کار با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، مدل احتراقی شعله ضخیم‌شده و سینتیک شیمیایی DRM-19 انجام شده است. سرعت محوری میانگین و نوسانی به‌دست آمده از دو شبکه ریز و درشت با استفاده از نتایج تجربی اعتبارسنجی شده است. بررسی کسر مخلوط نیز نشان از مناسب بودن دقت شبیه‌سازی‌ها در پیش‌بینی اختلاط دارد. مکان لبه بالادست و پایین‌دست شعله نیز با نتایج تجربی مقایسه شده و بیان‌کننده صحت شبیه‌سازی فرایند اشتعال است. سرعت میانگین انتشار شعله لبه‌دار نشان می‌دهد که با افزایش دمای اولیه از ۳۲۳ به ۱۰۰۰ کلوین، سرعت انتشار شعله از ۱ به ۴/۲ متربرثانیه افزایش پیدا می‌کند. همین روند برای رشد هسته شعله نیز وجود دارد. مقایسه بین سرعت انتشار شعله لبه‌دار به‌دست آمده با سرعت انتشار شعله آرام و تصحیح شده آن با مجذور چگالی‌ها نشان می‌دهد که شعله آرام تصحیح‌شده بهترین نتیجه را در پیش‌بینی سرعت انتشار شعله لبه‌دار دارد. همچنین، افزایش دما سبب تبدیل شعله لبه‌دار دوگانه به شعله لبه‌دار سه‌گانه می‌شود.

**کلیدواژگان:** اشتعال، جریان بدون لایه برشی، روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، مدل شعله ضخیم‌شده، شعله لبه‌دار

### مقدمه

پدیده اشتعال یک فاز حیاتی در احتراق محسوب می‌شود، به‌ویژه، در شرایطی که لازم است وسایل احتراقی از حالت غیراحتراقی، در زمان بسیار کم و با قابلیت تکرار زیاد، به حالت احتراق پایدار برسند. موتورهای احتراق داخلی، بازاشتعال موتور هواپیما در ارتفاع بالا و اشتعال موتور راکت از جمله مواردی‌اند که اشتعال در آن‌ها حیاتی بوده و وابستگی زیادی به آشفستگی و ناهمگونی مخلوط دارد.

اشتعال یک فرایند گذرا و تصادفی محسوب می‌شود که دینامیک حاکم بر آن بسیار پیچیده است. براساس یافته‌ها [۱]، اشتعال موفق به ۴ گام تقسیم می‌شود: ۱- انتقال مؤثر انرژی از دستگاه جرقه به گاز، ۲- تشکیل هسته شعله<sup>۱</sup>، ۳- رشد و انتشار شعله و ۴- تثبیت شعله. این مراحل بدین دلیل شکل می‌گیرد که جرقه به‌اندازه کل جریان بزرگ نیست. انتقال انرژی به مخلوط واکنش‌دهنده با استفاده از روش‌های مختلف قابل اجراست، مانند جرقه الکتریکی، لیزر، آتش‌زنه<sup>۲</sup>، پلاسما و پائروتکنیک<sup>۳</sup>. لحظه

1. Flame Kernel  
2. Torch  
3. Pyrotechnic

ابتدایی رشد شعله<sup>۱</sup> در سامانه‌های لیزری یا جرقه‌ای توسط افراد مختلف مطالعه شده است [۲-۴]. مطالعه تجربی بر روی تشکیل و رشد هسته شعله در اشتعال توسط لیزر توسط مولا و همکارانش [۵] انجام شده است. آن‌ها دریافتند که با تغییر سرعت جریان، شکل هسته شعله تغییر می‌یابد، اما حجم آن دچار تغییر فاحش نمی‌شود.

مطالعات تجربی و عددی بسیاری بر روی فرایند اشتعال در جریان غیرپیش مخلوط فواره<sup>۲</sup> [۶-۹]، جسم مسدودکننده [۱۰-۱۲]، جریان چرخشی [۱۳] و محفظه احتراق توربین گاز [۱۴، ۱۵] انجام شده است. آقای ماستراکس مروری بر روی فرایند اشتعال در جریان پیش مخلوط و غیرپیش مخلوط انجام داده است [۱].

کلین و همکارانش [۱۶] اندازه اولیه هسته شعله بر فرایند رشد شعله را بررسی کردند. در این بررسی از ابزار DNS و واکنش تک مرحله استفاده شده است. آن‌ها دریافتند که با کاهش قطر هسته شعله، نرخ انتشار شعله نیز کاهش پیدا می‌کند. در احتراق غیرپیش مخلوط، بعد از تشکیل هسته شعله موفق، یک شعله لبه‌دار<sup>۳</sup> تشکیل شده و منتشر می‌شود. این شعله بر روی مرز اختلاط و عمدتاً بر روی خط هم‌تراز نسبت هم‌ارزی یک منتشر می‌شود [۱۷، ۱]. اگر شدت گرادیان مخلوط کم باشد، ساختار شعله سه‌گانه<sup>۴</sup> تشکیل می‌شود که دارای دو بال شعله پیش مخلوط در طرفین و یک شعله غیرپیش مخلوط در میانه است. دو بال پیش مخلوط یکی رقیق و دیگری غنی از سوخت است. در صورتی که شدت گرادیان مخلوط بیشتر باشد، یکی از شعله‌های پیش مخلوط با شعله غیرپیش مخلوط ترکیب می‌شود و لذا ساختار شعله دوگانه<sup>۵</sup> شکل می‌گیرد. در صورتی که گرادیان مخلوط قوی باشد، ساختار شعله یگانه<sup>۶</sup> ایجاد می‌شود [۱۸، ۱۷]. به هر سه حالت شعله اشاره شده، شعله لبه‌دار گفته می‌شود. شعله لبه‌دار در لایه اختلاطی دوبعدی [۲۰، ۱۹]، فواره [۲۱، ۲۵-۶]، فواره جریان متقابل [۲۶] و موتورهای احتراق داخلی با فناوری پاشش مستقیم<sup>۷</sup> [۱۷، ۲۷] دیده می‌شود. شعله لبه‌دار نقش مهمی در انتشار شعله‌های غیرپیش مخلوط و نسبتاً پیش مخلوط دارد. سرعت انتشار شعله لبه‌دار تعیین‌کننده ارتفاع شعله از مشعل<sup>۸</sup> و درصد احتمال اشتعال موفق است.

لایونز [۲۱] مروری بر سازوکارهای<sup>۹</sup> شعله‌های برخاسته<sup>۱۰</sup> شعله‌های برخاسته داشته است. او، از میان تئوری‌های مختلف برای توصیف فرایند پایداری شعله برخاسته، تئوری شعله سه‌گانه را مناسب‌ترین روش دانسته است. فلویر و رویش [۲۲] نیز برخورد گردابه‌ها بر شعله سه‌گانه را با استفاده از روش DNS<sup>۱۱</sup> مطالعه کرده‌اند. ایشان دریافتند که بر اثر برخورد گردابه‌ها، شعله سه‌گانه به سمت عقب و یا جلو رانده می‌شود و در برخی از شرایط دچار خاموشی می‌شود. میزوبوچی و همکارانش [۲۳]، در ساختار شعله برخاسته فواره هیدروژن، شعله لبه‌دار را دیده‌اند. لاکازه و همکارانش [۶] ساختار شعله سه‌گانه را در مرحله انتشار شعله جت نسبتاً پیش مخلوط مشاهده کرده‌اند. بریونز و همکارانش [۲۵] اثر افزودن هیدروژن به جت آرام متان-هوا را بررسی کرده و تغییرات سرعت انتشار شعله لبه‌دار را گزارش کرده‌اند. ایشان افزایش سرعت انتشار شعله لبه‌دار را بر اثر افزایش نرخ واکنش شیمیایی و نفوذ بیشتر مخلوط ناشی از افزایش هیدروژن عنوان کرده‌اند.

در چیدمان بدون لایه برشی<sup>۱۲</sup>، دو جریان موازی با سرعت میانگین مساوی به یکدیگر می‌رسند. هرچند که سرعت‌های میانگین دو جریان برابر است، اما سرعت‌های لحظه‌ای آن‌ها مساوی نیست؛ لذا اختلاط ناشی از آشفتگی ایجاد می‌شود. این چیدمان اجازه مطالعه دقیق شعله‌های لبه‌دار را فراهم می‌کند. وارهافت و همکارانش [۲۸-۳۱] اختلاط در جریان بدون لایه برشی را در تونل باد بررسی کرده‌اند. در مطالعات ایشان، دو شبکه با اندازه‌های مختلف در ورودی جریان بالا و پایین نصب شده

1. Flame kernel
2. Jet
3. Edge Flame
4. Tribraichial flame (triple flame)
5. Bibraichial flame
6. Monobraichial flame
7. Direct injection engines
8. Lift-off distance
9. Mechanism
10. Lifted flame
11. Direct Numerical Simulation (DNS)
12. Shear-less mixing layer

است. لذا سرعت میانگین یکی بوده، اما سطح انرژی جنبشی آشفستگی در دو جریان متفاوت است. ایشان اثر این تفاوت را بر اختلاط مغشوش و نفوذ دو جریان در یکدیگر را آزمایش کرده‌اند. ایرلند و کالینز [۳۲] با استفاده از DNS این محاسبات را انجام داده و دریافته‌اند که بیشترین اختلاط به واسطه گردابه‌های بزرگ انجام می‌شود؛ لذا روش LES در این گونه از جریان‌ها قابل استفاده است. همچنین، ایشان دریافته‌اند که توزیع غلظت و سرعت در شرایط خاص مشابه خود است.

فتحعلی و خوشنامی [۳۳]، با استفاده از روش DNS، دو جریان با سرعت مساوی، اما مقیاس و سطح انرژی متفاوت را بررسی کرده و دریافته‌اند که تفاوت سطح انرژی مغشوش مختلف، اثر مهم‌تری بر اختلاط در مرز دو جریان دارد. ماستراکس و همکارانش [۳۴]، با استفاده از DNS، خوداشتعالی در دو جریان بدون لایه برشی سوخت و هوای گرم را مطالعه کرده و اثر اغتشاش بر محل وقوع خوداشتعالی را بررسی کردند. ما و وارهافت [۳۵] جریان بدون لایه برشی با سطح انرژی مغشوش مساوی، اما دمای متفاوت را در تونل باد بررسی کردند. احمد و ماستراکس [۲۰]، در چیدمانی مشابه، اشتعال توسط جرقه را مطالعه کردند. عطارزاده و همکارانش [۱۹] نیز، با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، اشتعال را در این چیدمان بررسی کرده‌اند. ایشان دریافته‌اند که در فرایند اشتعال، پایداری لحظه‌ای رخ می‌دهد که بسیار به شرایط نسبت هم‌ارزی در لبه بالادست شعله وابسته است.

در این مقاله، هدف بررسی اثر دمای اولیه جریان بر فرایند اشتعال در جریان بدون لایه برشی است. این فعالیت مشابه کار انجام‌شده در مطالعه پیشین [۱۹] است، با این تفاوت که دمای اولیه جریان تغییر می‌کند. با استفاده از این شبیه‌سازی، سرعت انتشار شعله لبه‌دار و اثر دما بر آن اندازه‌گیری می‌شود.

## روش عددی

به منظور شبیه‌سازی فرایند گذرای اشتعال در میدان سه‌بعدی با روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ لازم است تا از حلگر تراکم‌پذیر فشار-مبنا استفاده شود. بر همین اساس، معادلات حاکم فیلترشده عبارت است از [۳۶]:

معادله پیوستگی

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (1)$$

معادله تکانه

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} (u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \right] \quad (2)$$

معادله گونه‌های شیمیایی

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{Y}_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \overline{V_{k,i} Y_k} - \bar{\rho} (u_i Y_k - \tilde{u}_i \tilde{Y}_k) \right] + \bar{w}_k \quad k=1, N \quad (3)$$

معادله آنتالپی محسوس

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{h}_s)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}_s) = \frac{D\bar{p}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} - \bar{\rho} (u_i h_s - \tilde{u}_i \tilde{h}_s) \right] + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho \sum_{k=1}^N V_{k,i} Y_k h_{s,k} \right) + \bar{w}_T + \dot{Q} \quad (4)$$

که در این معادلات عبارت فشار به صورت زیر باز می‌شود.

$$\frac{D\bar{p}}{Dt} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + u_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (5)$$

در معادلات بالا، جمله‌هایی وجود دارد که باید مدل شوند تا معادلات بالا به اصطلاح بسته شود. تنش‌های رینولدز حل نشده  $(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$  با استفاده از روش اسماگورینسکی<sup>۱</sup> [۳۷] محاسبه می‌شود. این روش با استفاده از تقریب بوزینسک، به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -\nu_t \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (6)$$

که در رابطه بالا،  $\nu_t$  لزجت مقیاس کوچک بوده و به صورت زیر مدل می‌شود.

$$\nu_t = C_s^2 \Delta^{4/3} l_t^{2/3} |\bar{S}_{ij}| \quad (7)$$

در این رابطه،  $l_t$  مقیاس طول انتگرالی جریان آشفته،  $C_s$  ثابت مدل و  $\bar{S}_{ij}$  نرخ کرنش حل شده‌اند. رابطه بالا، با فرض هم‌مرتبه بودن مقیاس انتگرالی  $l_t$  و اندازه شبکه  $\Delta$ ، به صورت زیر ساده‌سازی می‌شود.

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}_{ij}| \quad (8)$$

در رابطه با جریان‌های آشفته همگن و ایزوتروپیک، ثابت مدل برابر با  $C_s \approx 0.2$  تخمین زده می‌شود. متأسفانه این ثابت وابسته به ترکیب جریان است. به هر صورت، مدل اسماگورینسکی، به‌عنوان مدلی با اتلاف بالا، شناخته می‌شود. روش مدل‌سازی اسماگورینسکی یکی از روش‌های رایج در حل مسائل با شکل پیچیده است که به دلیل سادگی و توانمندی زیاد آن است [۳۸]. همانند روش RANS، شارهای اسکالر حل نشده LES نیز، اغلب با استفاده از فرض گردایان توصیف می‌شوند.

$$u_i Y_k - \tilde{u}_i \tilde{Y}_k = -\frac{\nu_t}{Sc_k} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (9)$$

که در این رابطه،  $Sc_k$  عدد اشمیت مقیاس‌های کوچک‌تر از شبکه بوده و در کار حاضر مقدار آن برابر ۱ است. لزجت مقیاس کوچک  $\nu_t$  نیز با استفاده از مدل تنش‌های رینولدز حل نشده (مدل‌های اسماگورینسکی و ژرمانو<sup>۲</sup>) تخمین زده می‌شود [۳۹]. در بررسی حاضر، معادلات بالا به صورت مرتبه اول زمانی و مرتبه دوم مکانی گسسته‌سازی شده و به صورت ضمنی در طول زمان حل می‌شوند. همچنین، برای هر گونه شیمیایی، لزجت دینامیکی براساس رابطه ساترلند<sup>۴</sup> و ظرفیت گرمای ویژه،  $C_p$ ، هر گونه براساس ضرایب جدول جاناف<sup>۵</sup> محاسبه می‌شود.

## مدل احتراقی

روشی جالب برای مدل کردن انتشار شعله پیش‌مخلوط در شبکه‌های درشت افزایش مصنوعی ضخامت شعله است. این روش توسط باتلر و اورورکه [۴۰] معرفی شد. در روش شعله ضخیم‌شده، شعله ضخیم می‌شود، به طوری که چندین سلول محاسباتی در جبهه احتراقی قرار گیرند و لذا شعله به صورت صریح حل می‌شود. با استفاده از تئوری‌های احتراق پیش‌مخلوط آرام، می‌توان روابط زیر را برای سرعت انتشار شعله آرام و ضخامت شعله به دست آورد:

$$S_L \propto \sqrt{D_{th} A} \quad (10)$$

$$\delta_L \propto \frac{D_{th}}{S_L} = \sqrt{\frac{D_{th}}{A}} \quad (11)$$

که در آن،  $S_L$  سرعت شعله،  $\delta_L$  ضخامت شعله،  $D_{th}$  دیفیوژن حرارتی و  $B$  ثابت توانی معادله آرنیوس است. اگر  $D_{th}$  در  $F$  ضرب شده و  $A$  بر  $F$  تقسیم شود ( $A/F$  و  $F \cdot D_{th}$ ) آنگاه سرعت انتشار شعله ثابت می‌ماند، در حالی که ضخامت آن  $F$  برابر می‌شود. در صورتی که  $F$  به اندازه کافی بزرگ باشد، جبهه شعله ضخیم‌شده بر روی شبکه محاسباتی LES حل می‌شود.

1. Smagorinsky
2. Reynolds-Averaged Navier–Stokes (RANS)
3. Germano
4. Sutherland
5. JANAF

با توجه به اینکه در این مدل سینتیک شیمیایی احتراق توسط قانون آرنیوس بیان می‌شود، پدیده‌های گسترده‌ای بدون نیاز به مدل‌های زیرشبکه فاقد عمومیت، قابل حل و مدل‌سازی‌اند. از جمله می‌توان به پدیده‌های اشتعال، پایداری شعله و اندرکنش شعله-دیواره اشاره کرد. این روش تا موقعی ارزشمند است که مقیاس‌های جریان از ضخامت شعله آرام بسیار بزرگ‌تر باشند. به علت ضخیم کردن شعله، عدد دامکالر ( $Da$ ) برابر می‌شود. از سوی دیگر، با افزایش عدد دامکالر، حساسیت شعله به اغتشاش کاهش پیدا می‌کند [۳۶]. برای حل این موضوع، از تابع بازده<sup>۱</sup>،  $E$ ، استفاده می‌شود. تابع بازده باعث می‌شود تا چروکیدگی زیرشبکه<sup>۲</sup> در محاسبات در نظر گرفته شود. کالین و همکارانش این تابع را به صورت زیر تعریف کرده‌اند [۴۱]:

$$E = \frac{\Xi(\delta_L^0)}{\Xi(\delta_L^1)} = \left( 1 + \alpha \Gamma \left( \frac{\Delta}{\delta_L^0}, \frac{u'_\Delta}{S_L^0} \right) \frac{u'_\Delta}{S_L^0} \right) / \left( 1 + \alpha \Gamma \left( \frac{\Delta}{\delta_L^1}, \frac{u'_\Delta}{S_L^0} \right) \frac{u'_\Delta}{S_L^0} \right) \quad (12)$$

که  $\alpha$  یک ثابت و  $\Delta$  اندازه فیلتر LES است.  $\Gamma$  به صورت زیر محاسبه می‌شود [۴۲، ۴۱]:

$$\Gamma \left( \frac{\Delta}{\delta_L^1}, \frac{u'_\Delta}{S_L^0} \right) = 0.75 \exp \left[ \frac{-1.2}{\left( \frac{u'_\Delta}{S_L^0} \right)^{0.3}} \right] \left( \frac{\Delta}{\delta_L^1} \right)^{2/3} \quad (13)$$

به طور کلی، می‌توان گفت که  $D_{th}$  به عبارت  $EFD_{th}$  ارتقاء می‌یابد. ضریب نفوذ ارتقاء یافته را می‌توان به صورت  $FD_{th} = D_{th} + (EF - 1)D_{th}$  نوشت. در این صورت، عبارت  $(EF - 1)D_{th}$  را می‌توان به عنوان نفوذ زیرشبکه<sup>۳</sup> تلقی کرد.

### مدل جرقه

به منظور شبیه‌سازی فرایند تزریق انرژی به میدان محاسباتی از روش ساده استفاده شده است. بدین منظور عبارت منبع  $\dot{Q}$  به معادله آنتالپی افزوده شده است. این عبارت فقط در بازده جرقه‌زنی فعال است و محدوده کروی را تحت تاثیر قرار می‌دهد. مرکز و قطر این کره توسط کاربر تعیین می‌شود. در طول بازه زمانی جرقه‌زنی، در هر گام زمانی، آنتالپی سلول‌های درون محدوده کروی ۱۲۰ درصد افزایش پیدا می‌کند. این افزایش تا جایی ادامه دارد که دمای سلول از حد دمایی تعریف شده عبور نکند. کد این عمل را در طول فرایند جرقه‌زنی تکرار می‌کند. با این روش افزایش دما برای سلول‌های درون محدوده کروی به صورت نمایی بوده و حدود ۰/۳ میلی‌ثانیه طول می‌کشد. شکل ۱ روند افزایش دما در محدوده جرقه‌زنی را نشان می‌دهد. به منظور حل معادلات (۱) تا (۹) از بسته نرم‌افزار اوپن‌فوم استفاده شده است. اوپن‌فوم نرم‌افزاری توسعه داده شده توسط ولز و همکاران [۴۳] در بستر زبان برنامه‌نویسی C++ است. در این نرم‌افزار، از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ سه‌بعدی کارترین استفاده شده است که توانایی حل معادلات ناویراستوکس با تعداد گونه‌های شیمیایی مختلف را دارد. سپس، مدل احتراقی و مدل جرقه توسعه داده شده به این کد افزوده شده است. از روش PISO<sup>۴</sup> [۴۴] برای حل معادلات ناپایای بقای جرم و تکانه استفاده شده است. در این روش، از یک پیش‌بینی‌کننده و ۲ بار گام اصلاح‌کننده استفاده شده است. روش ضمنی زمانی مرتبه اول برای عبارت‌های زمانی تنظیم شده است. به منظور کاهش خطای ناشی از مرتبه اول، گام زمانی کم استفاده شده است. برای حل معادلات و تعیین گام زمانی، عدد کورنت<sup>۵</sup> ثابت برای کل میدان در نظر گرفته شده است. عبارت‌های جابه‌جایی با استفاده از الگو TVD<sup>۶</sup> با مرتبه دوم گسسته‌سازی شده‌اند. از الگوریتم GAMG<sup>۷</sup> برای حل معادلات استفاده شده است. در هر گام زمانی، هر معادله حداکثر ۱۰۰۰ بار حل شده تا به معیار همگرایی با باقی‌مانده خطای  $1e-6$  برسد. معیار همگرایی برای گونه‌های شیمیایی  $1e-9$  در نظر گرفته شده است.

1. Efficiency function
2. Sub-grid scale wrinkling
3. Sub-grid scale diffusivity
4. Pressure Implicit with Splitting of Operators (PISO)
5. Courant number
6. Total Variation Diminishing (TVD)
7. Geometric-Algebraic Multi-Grid (GAMG)

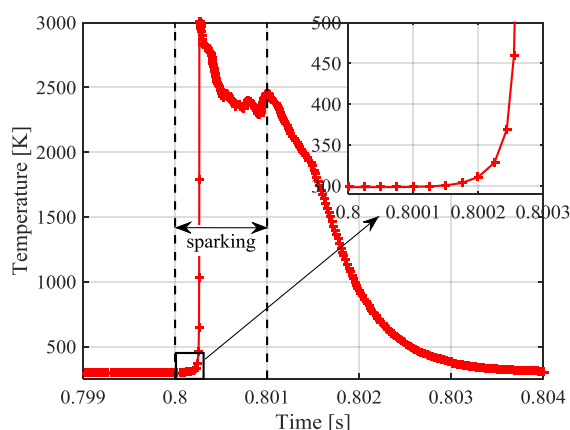


Figure 1- Temperature increment in sparking duration at center of sparking sphere. + signs show time steps.  
 شکل ۱- افزایش دما در زمان جرقه زنی در مرکز کره جرقه زنی. علامت + نشان دهنده هر گام زمانی است.

### چیدمان

در این مطالعه، از چیدمانی مشابه با چیدمان تجربی احمد و ماستراکس [۲۰] استفاده شده است. احمد و ماستراکس [۲۰] از چیدمان تونل باد ما و وارهافت [۳۵] الگو گرفته‌اند، با این قید که به دلیل مسائل ایمنی، ابعاد آن کوچک‌تر شده است. چیدمان احمد و ماستراکس [۲۰]، که در شکل ۲ نشان داده شده است، از دو کانال مستطیلی شکل موازی تشکیل شده است که طول هر کدام از آن‌ها ۵۰۰ میلی‌متر است. این دو کانال با استفاده از یک لبه جداکننده<sup>۱</sup> از هم جدا شده‌اند. لبه جداکننده دارای ۵ میلی‌متر ضخامت است و لبه انتهایی<sup>۲</sup> آن با زاویه ۲/۵ درجه ماشین‌کاری شده است تا دو جریان بالا و پایین با کمترین ضخامت به یکدیگر برسند. عرض کانال‌ها،  $W$ ، برابر با ۴۶ میلی‌متر و نیم ارتفاع،  $H/2=20.5$  mm است. یک صفحه پرسوراخ<sup>۳</sup> ۵۰ میلی‌متر بالاتر از لبه انتهایی نصب شده است. این صفحه دارای سطح اشغال<sup>۴</sup> ۴۰ درصد و قطر سوراخ‌های آن ۳ میلی‌متر است. این صفحه برای هر دو جریان هوا و سوخت رقیق شده استفاده شده است. هر دو جریان هوا و سوخت رقیق شده دارای سرعت متوسط  $U_b=3$  m/s هستند. با توجه به این چیدمان، هر دو جریان دارای یک سطح اغتشاش‌اند. دیواره‌های مقطعی که جریان‌ها به هم می‌رسند (پس از لبه انتهایی) و احتراق در آن وجود دارد از جنس کوارتز است. سطح مقطع کانال در این قسمت  $46 \times 46$  mm<sup>2</sup> است. استفاده از شیشه کوارتز امکان عکس‌برداری و اندازه‌گیری‌های نوری را فراهم می‌کند. سوخت رقیق شده متشکل از ۲۰ درصد حجمی متان و ۸۰ درصد حجمی هواست.

در مطالعه تجربی احمد و ماستراکس [۲۰]، سرعت محوری ( $x$ ) جریان غیراحتراقی با استفاده از سیم داغ اندازه‌گیری شده است. زمان اندازه‌گیری برای هر نقطه ۶ ثانیه بوده و نتایج متوسط‌گیری شده است. حداکثر میزان خطا<sup>۲</sup> درصد پیش‌بینی شده است [۲۰]. جرقه با استفاده از ۲ الکتروود تنگستنی، که قطرشان ۱ میلی‌متر است، انجام شده است. فاصله بین نوک دو الکتروود در محل تخلیه انرژی ۲ میلی‌متر بوده است. طول مدت زمان جرقه‌زنی ۴۰۰ میکروثانیه است که حدود ۱۰۰ میلی‌ژول انرژی الکتریکی جرقه می‌شود. ۳۰ درصد این مقدار به واکنش‌دهنده‌ها منتقل شده و بقیه آن به هدر می‌رود [۷]. یک دوربین پرسرعت، با قابلیت عکس‌برداری ۴۲۰۰ عکس در ثانیه برای ثبت رخداد‌های پس از جرقه‌زنی در نظر گرفته شده است. عکس‌ها بررسی شده و لبه شعله با دقت ۱ درصد استخراج شده است. کسر مخلوط<sup>۵</sup> با استفاده از روش تشخیص سریع یونیزه‌شدن شعله<sup>۶</sup> با وضوح مکانی ۱ میلی‌متر و دقت ۵ درصد اندازه‌گیری شده است.

1. Splitter plate
2. Trailing edge
3. Perforated plate
4. Solidity
5. Mixture fraction
6. Fast Flame Ionization Detector (FID)

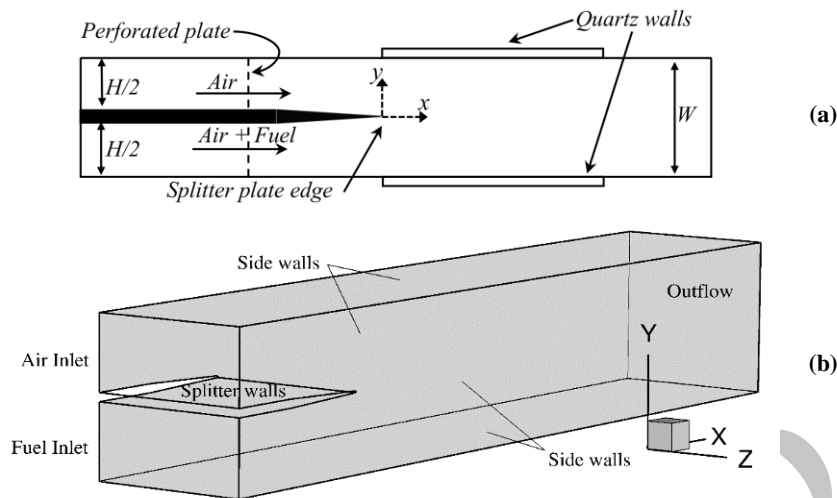


Figure 2- (a) schematic of Ahmed and Mastorakos experimental setup [2], (b) computational domain of current simulation  
 شکل ۲- (a) طرح حواره چیدمان تجربی احمد و ماستراکس [۲۰] و (b) دامنه محاسباتی استفاده شده

دامنه حل از ۵۰ میلی‌متر بالاتر از لبه انتهایی شروع می‌شود؛ دقیقاً در مکانی که صفحه سوراخ‌دار نصب شده است. این دامنه تا ۲۰۰ میلی‌متر پایین‌تر از لبه انتهایی ادامه پیدا می‌کند. ۲ شبکه درشت و ریز با سازمان و با سلول‌های شش‌وجهی جهت بررسی عدم وابستگی نتایج استفاده شده است. شبکه درشت دارای حداقل اندازه سلول ۰/۸ میلی‌متر و شبکه ریز دارای حداقل اندازه سلول ۰/۴ میلی‌متر است. همچنین، تعداد سلول‌های شبکه درشت و ریز در راستای محورها به ترتیب برابر با (۱۶۰،۶۲،۳۰) و (۸۲،۴۰،۳۲۰) است. در این دو شبکه،  $y^+$  در کناره دیوارها کمتر از ۱ است. کیفیت شبکه با استفاده از طول مشخصه تیلور ( $\lambda$ ) و کلموگروف ( $\eta_k$ )<sup>۱</sup> مقایسه شده است. همان‌طور که پوپ [۳۹] بیان می‌کند، این طول‌های مشخصه براساس روابط زیر قابل محاسبه‌اند:

$$\eta_k = L_t \text{Re}_L^{-3/4} \quad (14)$$

$$\lambda = u_{rms} (15\nu/\varepsilon)^{1/2} \quad (15)$$

که در این روابط،  $\text{Re}_L = u_{rms} L_t / \nu$ ، لزجت سینماتیکی جریان و  $L_t$  اندازه بزرگ‌ترین گردابه است. طول مشخصه تیلور و کلموگروف با اندازه سلول، در شکل ۳، در راستای محوری دامنه حل مقایسه شده است. مشاهده می‌شود که اندازه سلول برای هر دو شبکه از اندازه طول مشخصه تیلور کوچک‌تر است. همچنین، نسبت اندازه سلول به طول کلموگروف برای شبکه ریز ۱۰ و برای شبکه درشت ۲۰ است. این مقایسه بیانگر آن است که شبکه‌های مورد استفاده به اندازه لازم ریزند. شرط مرزی بدون لغزش برای همه دیوارها منظور شده است. برای خروجی جریان از شرط گرادیان صفر استفاده شده است. سرعت متوسط ورودی ۳ متربرثانی در نظر گرفته شده و بر روی آن سرعت‌های نوسانی القا شده است، به طوری که در کل شدت اغتشاش معادل ۲۰ درصد است. سرعت‌های نوسانی با استفاده از روش تولید اغتشاش ارائه شده توسط کرنو [۴۵] محاسبه شده‌اند. در این روش، گردابه‌های تصادفی تولید و به میدان تزریق می‌شود. اندازه گردابه‌های تزریقی به میدان برابر با قطر سوراخ‌های صفحه پرسوراخ در نظر گرفته شده است. مقادیر گونه‌های شیمیایی در ورودی داده شده و در بقیه مرزها به صورت گرادیان صفر است. شرط فشار گرادیان صفر برای همه مرزها در نظر گرفته شده است، در حالی که برای مرز خروجی، فشار بی‌نهایت برابر ۱۰۰ هزار پاسکال تنظیم شده است. به منظور میرا کردن امواج آکوستیکی از مرز خروجی، در این مرز از روش میرایی امواج<sup>۲</sup> استفاده شده است.

1. Taylor and Kolmogorov turbulent microscales  
 2. Wave transmissive

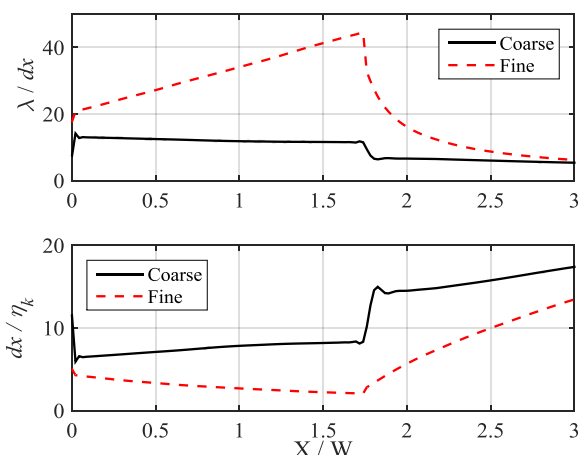


Figure 3- (up) Taylor length scale to cell size ratio, (down) cell size to kolmogorove length scale ratio in streamwise direction  
 شکل ۳- نسبت طول مشخصه تیلور به اندازه سلول (بالا)، نسبت اندازه شبکه به طول مشخصه کلموگروف (پایین)

سینتیک شیمیایی DRM-19 [۴۶] برای محاسبات عبارت تولید شیمیایی استفاده شده است. DRM-19 سینتیک کاهش یافته براساس سینتیک GRI-Mech 1.2 است. این سینتیک دارای ۱۹ گونه و ۸۴ واکنش است. در فشار اتمسفریک (۱ بار) و نسبت هم‌ارزی بین ۰/۲ تا ۲ دارای حداکثر خطای ۸ درصد نسبت به سینتیک GRI-Mech 1.2 است [۴۶].

## نتایج

به منظور بررسی استقلال از شبکه، دو شبکه ۳۰۰ هزار و یک میلیون سلولی استفاده شده است. در ابتدا، نتایج جریان سرد بررسی می‌شود و با نتایج تجربی مرجع [۲۰] اعتبارسنجی می‌شود. سپس، نتایج اشتعال بررسی شده و با نتایج تجربی اعتبارسنجی می‌شود. جدول ۱ مشخصات شبیه‌سازی‌های مختلف را نشان می‌دهد.

جدول ۱- مشخصات شبیه‌سازی‌های مختلف

Table 1- simulation cases specification

Case No.	Grid	Initial Temperature [K]
1	Fine	298
2	Coarse	298
3	Coarse	248
4	Coarse	273
5	Coarse	323
6	Coarse	400
7	Coarse	500
8	Coarse	600
9	Coarse	800
10	Coarse	1000

## جریان غیراحتراقی

به منظور اعتبارسنجی جریان سرد از موارد ۱ و ۲ جدول ۱ استفاده شده است. در این دو حالت، از کانال بالا هوا و از کانال پایین سوخت رقیق شده با سرعت متوسط  $U_b = 3 \text{ m/s}$  و دمای ۲۹۸ کلوین وارد میدان می‌شوند. نتایج میانگین و نوسانی سرعت محوری در مقاطع مختلف ( $x = 3, 23, 43, 63 \text{ \& } 83 \text{ mm}$ ) با نتایج تجربی مرجع [۲۰]، در شکل ۴، مقایسه شده است. میانگین‌گیری به مدت ۴۰۰ میلی ثانیه انجام شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، نتایج برای هر دو شبکه بسیار نزدیک به هم بوده و خطای آن‌ها نسبت به نتایج تجربی بسیار اندک است. شکل ۴ نشان می‌دهد که جریان پس از لبه انتهایی دارای



دنباله<sup>۱</sup> است، زیرا لایه مرزی جریان‌های بالا و پایین به یکدیگر می‌رسند. این دنباله در راستای محور شروع به کاهش کرده، به طوری که در  $x = 63 \text{ mm}$  دنباله تقریباً وجود ندارد و در  $x = 83 \text{ mm}$ ، توزیع سرعت میانگین کامل یکنواخت است. مشابه این رفتار برای سرعت نوسانی محوری در شکل ۵ دیده می‌شود؛ بدین معنی که در  $x = 3 \text{ mm}$  در میانه میدان سرعت نوسانی بالاست و به مرور کاهش پیدا کرده تا در  $x = 63 \text{ \& } 83 \text{ mm}$ ، توزیع سرعت نوسانی یکنواخت می‌شود. شکل ۶ نمودار طیف انرژی<sup>۲</sup> یک‌بعدی را برای شبکه‌های ریز و درشت نشان می‌دهد. این نمودار با استفاده از سرعت لحظه‌ای در نقطه  $x=40\text{mm}$  و  $y=z=0$  محاسبه شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، ناحیه زیرمحدوده اینرسی<sup>۳</sup> برای هر دو شبکه به وضوح وجود دارد. در این ناحیه شیب نمودار طیف به خط  $1/\omega^6$  نزدیک می‌شود. این نمودار نشان می‌دهد که هر دو شبکه به اندازه کافی برای حل جریان با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ ریزند.

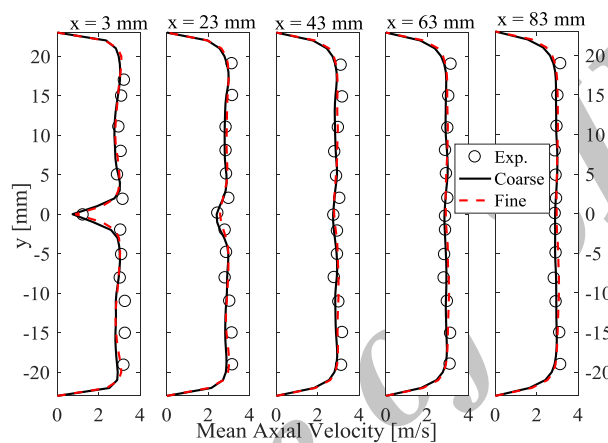


Figure 4- Mean axial velocity profiles at different sections in  $z = 0$  plane. The circles show Ahmed and Mastorakos [2] experimental results, solid lines are for coarse grid and dashed lines are for fine grid.

شکل ۴- توزیع‌های عرضی سرعت میانگین در مقاطع مختلف در صفحه  $z = 0$ . دایره‌ها نشان‌دهنده نتایج تجربی احمد و ماستراکس [۲۰]، خطوط ممتد نتایج شبکه درشت و خطوط خط‌چین نتایج شبکه ریزند.

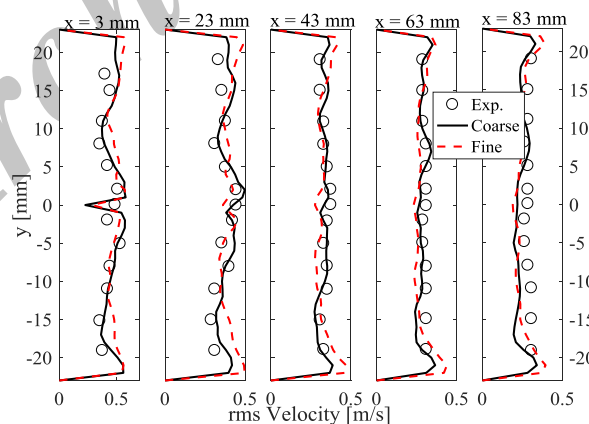


Figure 5- RMS axial velocity profiles at different sections in  $z = 0$  plane. The circles show Ahmed and Mastorakos [2] experimental results, solid lines are for coarse grid and dashed lines are for fine grid.

شکل ۵- توزیع‌های سرعت نوسانی محوری در مقاطع مختلف در صفحه  $z = 0$ . دایره‌ها نشان‌دهنده نتایج تجربی احمد و ماستراکس [۲۰]، خطوط ممتد نتایج شبکه درشت و خطوط خط‌چین نتایج شبکه ریزند.

1. Wake
2. Energy spectra
3. Inertial sub-range

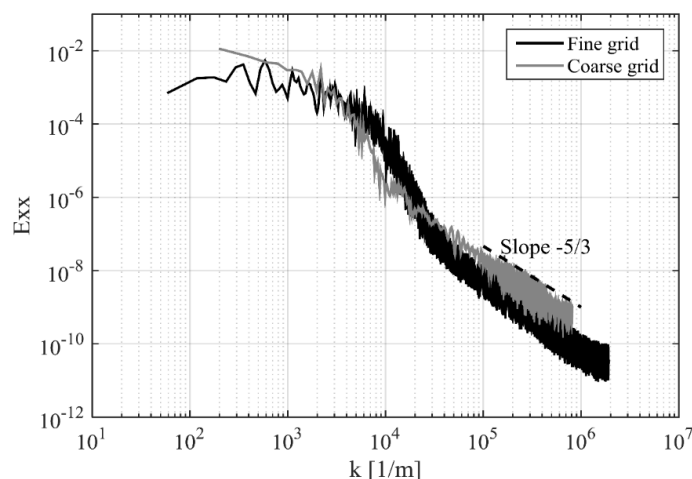


Figure 6- One dimensional energy spectra for fine and coarse grids at (40,0,0) mm position.

شکل ۶- طیف انرژی یک بعدی طولی محاسبه شده در نقطه  $x=40$  mm و  $y=z=0$  برای شبکه درشت و شبکه ریز

### اختلاط

دو جریان سوخت رقیق شده و هوا، پس از رسیدن به یکدیگر در انتهای لبه، شروع به مخلوط شدن می کنند. شکل ۷ کسر مخلوط لحظه ای را نشان می دهد. برای محاسبه کسر مخلوط از تعریف بیلگر [۴۷] استفاده شده است. مشاهده می شود، در ناحیه  $x=0$  تا  $x=30$  mm، عمده اختلاط به روش نفوذ مولکولی است. از  $x=30$  mm به بعد، به دلیل شکل گرفتن گردابه های ناشی از اغتشاش، دو جریان درون یکدیگر نفوذ می کنند. در این شکل، کسر مخلوط ۰/۰۱ و ۰/۹۹ با خط چین ها نشان داده شده است. این خط چین ها نشان دهنده حداکثر نفوذ دو جریان درون همدیگرند.

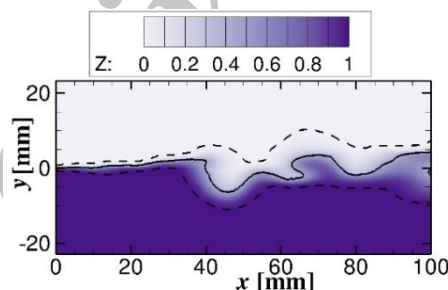


Figure 7- Contour of instantaneous mixture fraction in  $z = 0$  plane. Solid line shows the stoichiometric iso-line while dashed lines show  $Z = 0.01$  &  $0.99$ .

شکل ۷- کانتور کسر مخلوط لحظه ای در صفحه  $z=0$ . خط ممتد نشان دهنده نسبت هم ارزی یک بوده و خط چین ها نشان دهنده  $Z=0.01$  &  $0.99$  هستند.

به منظور اطمینان از صحت عملکرد کد در پیش بینی اختلاط، مقادیر میانگین کسر مخلوط  $(\bar{Z})$  به دست آمده از حل عددی با نتایج تجربی احمد و ماستراکس [۲۰] در شکل ۸ مقایسه شده است. مشاهده می شود که نتایج به دست آمده از حل عددی دارای دقت مناسب است. در  $\bar{Z} = 0.75$  مقدار خطای عددی در راستای محور  $x$  رشد پیدا می کند. دلیل آن، فرض  $Sc=1$  برای همه گونه هاست، زیرا این کار سبب می شود که میزان عبارت نفوذ متان بیش از حد معمول پیش بینی شود. این افزایش پیش بینی با افزایش غلظت متان یا نزدیک شدن کسر مخلوط به عدد ۱ بیشتر می شود. لذا، این خطا برای کسر مخلوط

$\bar{Z} = 0.75$  آشکار می‌شود. کسر مخلوط با نسبت هم‌ارزی یک برابر با  $\bar{Z}_{st} = 0.432$  است که در شکل ۸ می‌تواند با  $\bar{Z} = 0.45$  تخمین زده شود. مشاهده می‌شود که این خط تقریباً بر روی خط  $y=0$  قرار می‌گیرد؛ بدین معنی که خط هم‌تراز استوکیومتری در ادامه لبه انتهایی قرار می‌گیرد. در این چیدمان، حد قابل اشتعال<sup>۱</sup> کسر مخلوط برابر با  $0.732/0$  و  $0.233/0$  است.

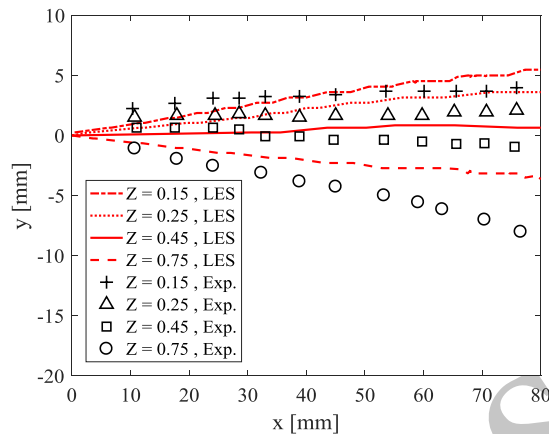


Figure 8- Mixture fraction iso-lines in the  $z = 0$  plane. Circles show experimental results of Ahmed and Mastorakos [2] and lines present current simulation with  $T_i = 298$  K.

شکل ۸- خطوط هم‌تراز کسر مخلوط میانگین در صفحه  $z=0$ ، علائم نشان‌دهنده نتایج تجربی احمد و ماستراکس [۲۰] و خطوط نتایج شبیه‌سازی عددی با دمای ۲۹۸ کلوین‌اند.

## اشتعال

در جدول ۱، موارد ۲ تا ۱۰ جهت بررسی اشتعال استفاده می‌شوند. در تمامی این موارد، جرقه‌زنی در مکان  $(40, 0, 0)$  میلی‌متر انجام شده است. طول زمان جرقه‌زنی معادل ۱ میلی‌ثانیه و قطر آن ۳ میلی‌متر است. براساس تنظیمات روش جرقه‌زنی، همان‌طور که در بخش مدل‌سازی جرقه گفته شد، مدت زمان لازم برای افزایش دما در محل جرقه‌زدن حدود  $0.3$  میلی‌ثانیه است. لذا، مدت زمان کل جرقه‌زدن در شبیه‌سازی عددی برابر ۱ میلی‌ثانیه در نظر گرفته شده است تا حداقل به مدت  $0.4$  میلی‌ثانیه جریان با دمای بالا در ناحیه جرقه‌زنی وجود داشته باشد که این زمان با مدت زمان جرقه‌زنی در مطالعه تجربی احمد و ماستراکس [۲۰] برابر است. با توجه به این تنظیمات، میزان انرژی منتقل‌شده به واکنش‌دهنده‌ها ۲۸ میلی‌ژول است که با مطالعه تجربی [۲۰] مطابقت دارد. در این چهار شبیه‌سازی، فقط دمای اولیه جریان تغییر می‌کند. تغییرات دما بین ۳۲۳ تا ۱۰۰۰ کلوین است.

شکل ۹ کانتور دما در صفحه‌های  $z=0$  و  $y=0$  را برای حالت‌های دمای اولیه ۲۹۸ و ۱۰۰۰ کلوین نشان می‌دهد. برای حالت دمای اولیه ۲۹۸ کلوین، مشاهده می‌شود که در نتیجه جرقه‌زنی، یک هسته شعله کوچک در  $t=1$  ms تشکیل می‌شود. این هسته شعله شروع به رشد کرده و هم‌زمان، به دلیل سرعت جریان، به سمت پایین‌دست رانده می‌شود. در صفحه  $z=0$  مشاهده می‌شود که هسته شعله در مجاورت خط هم‌ارزی یک رشد می‌کند، زیرا، در این ناحیه، کسر مخلوط در محدوده قابل اشتعال وجود دارد. این موضوع به صورت واضح در صفحه  $y=0$  در زمان‌های  $t=10$  &  $15$  ms قابل مشاهده است؛ بدین معنی که وقتی کسر مخلوط از محدوده قابل اشتعال خارج می‌شود، هسته شعله دوتکه می‌شود. در حالت دمای اولیه ۱۰۰۰ کلوین، هسته شعله تشکیل شده در زمان ۱ میلی‌ثانیه، به سرعت رشد کرده و برخلاف جریان، به سمت بالادست شروع به حرکت می‌کند (شکل ۹). در زمان ۳۰ میلی‌ثانیه، شعله بر روی لبه انتهایی پایدار می‌شود. همان‌طور که در شکل ۹ مشاهده می‌شود، در دمای ۱۰۰۰ کلوین، شعله به صورت کاملاً صفحه‌ای به سمت بالادست حرکت می‌کند.

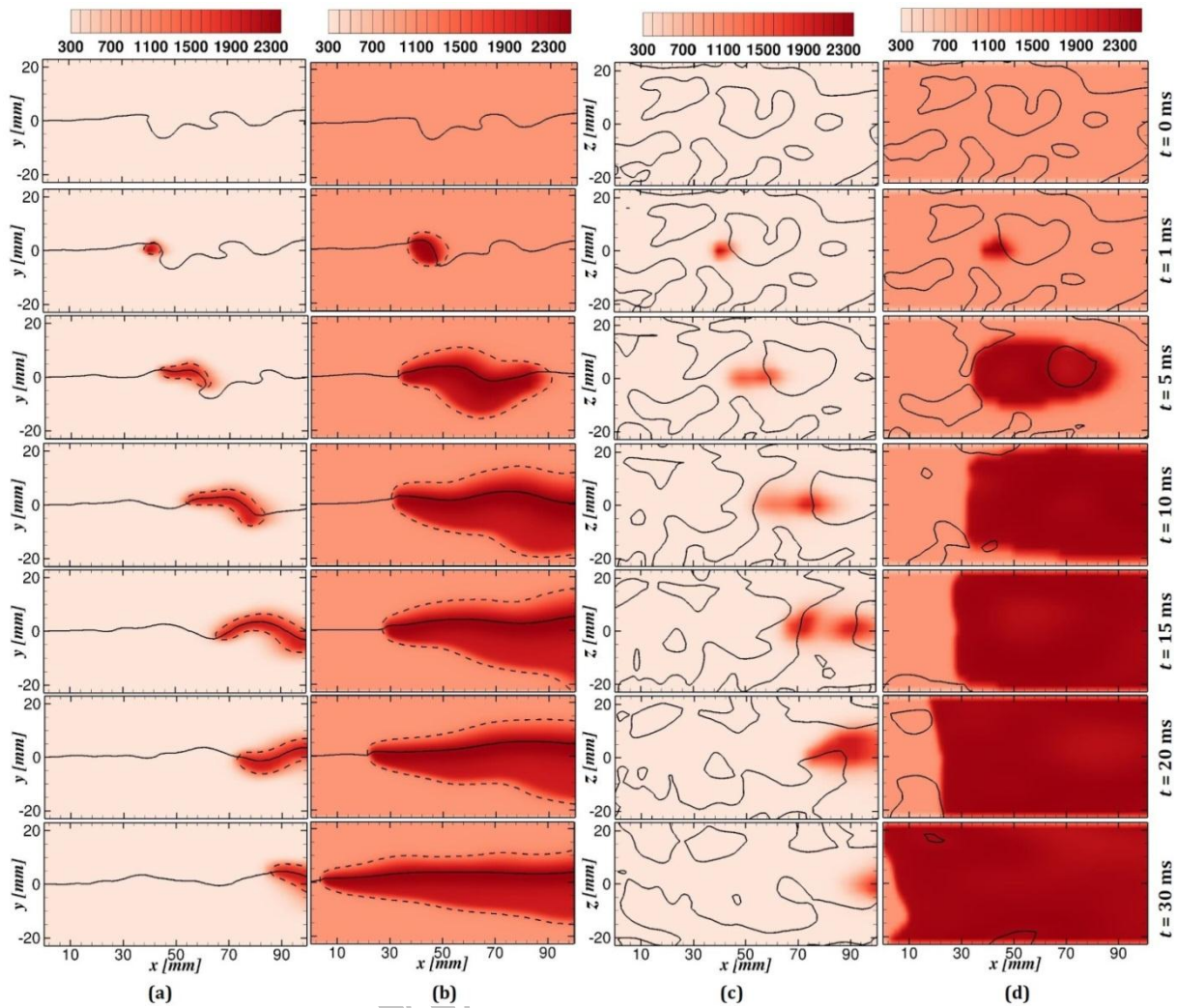


Figure 9- Contours of flame kernel temperature at different instants after sparking. (a)  $z = 0$  plane and  $T_i = 298$  K, (b)  $z = 0$  plane and  $T_i = 1000$  K, (c)  $y = 0$  plane and  $T_i = 298$  K and (d)  $y = 0$  plane and  $T_i = 1000$  K. Solid lines represent stoichiometric iso-lines and dashed lines show  $T = 1200$  K iso-lines

شکل ۹- کانتور دمای هسته شعله در زمان‌های مختلف پس از اشتعال، (a) صفحه  $z=0$  و دمای ورودی ۲۹۸ کلوین، (b) صفحه  $z=0$  و دمای ورودی ۱۰۰۰ کلوین، (c) صفحه  $y=0$  و دمای ورودی ۲۹۸ کلوین، (d) صفحه  $y=0$  و دمای ورودی ۱۰۰۰ کلوین. خطوط ممتد نشان‌دهنده نسبت هم ارزی یک و خط‌چین‌ها نشان‌دهنده دمای ۱۲۰۰ کلوین است.

به‌منظور بررسی دقیق‌تر جابه‌جایی شعله در طول زمان، از دو پارامتر مرز بالادست و پایین‌دست شعله استفاده می‌شود (شکل ۱۰). مرز شعله با استفاده از دمای ۱۲۰۰ کلوین مشخص شده است. در هر زمان مختصات مکانی آن ثبت می‌شود.

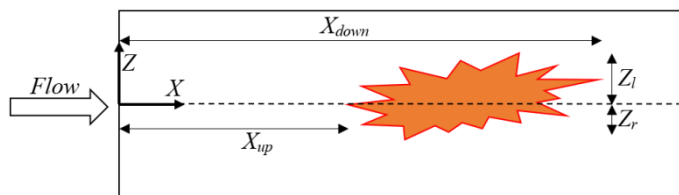


Figure 10- Sketch of defining the edges of the flame from a top view[3]

شکل ۱۰- تعریف لبه‌های بالادست و پایین‌دست شعله[3]

نتایج به دست آمده برای دماهای اولیه مختلف در شکل ۱۱ و b نشان داده شده است. مقایسه نتایج شبیه‌سازی با دمای اولیه ۲۹۸ کلوین با نتایج تجربی احمد و ماستراکس [۲۰] نشان می‌دهد که شبیه‌سازی دارای دقت مناسب است. تغییرات لبه بالادست شعله در شکل ۱۱ نشان می‌دهد که در طول زمان، شعله به سمت پایین رانده می‌شود. البته، سرعت رانده شدن شعله به سمت پایین دست با افزایش دما کاهش پیدا می‌کند، به صورتی که در دمای اولیه ۶۰۰ و ۸۰۰ کلوین، لبه بالادست شعله در جای خود ثابت است و با افزایش دما به ۱۰۰۰ کلوین، لبه بالادست شعله برخلاف جهت جریان و به سمت بالادست شروع به حرکت می‌کند. در شکل ۱۱ مشاهده می‌شود که لبه پایین دست شعله به سمت پایین رانده می‌شود و با افزایش دمای اولیه، سرعت رانده شدن به سمت پایین دست افزایش پیدا می‌کند. نکته قابل توجه آن است که جابه‌جایی لبه پایین دست شعله در طول زمان به صورت خطی است، در حالی که جابه‌جایی لبه بالادست در طول زمان به صورت غیرخطی است. در مطالعه پیشین [۱۹] مشخص شد که لبه بالادست دارای پایداری‌های محلی است که به دلیل قرارگیری کسر مخلوط در نقطه بالادست در محدوده قابل اشتعال است. در اینجا نیز، رفتار غیرخطی ناشی از قرارگیری کسر مخلوط بالادست در محدوده پایداری شعله است. باید توجه داشت که با افزایش دما، محدوده پایداری شعله افزایش پیدا می‌کند. لذا، در مواردی همچون دمای اولیه ۶۰۰ و ۸۰۰ کلوین، لبه بالادست به صورت کامل در مکان خود باقی می‌ماند و به اصطلاح شعله پایدار می‌شود.

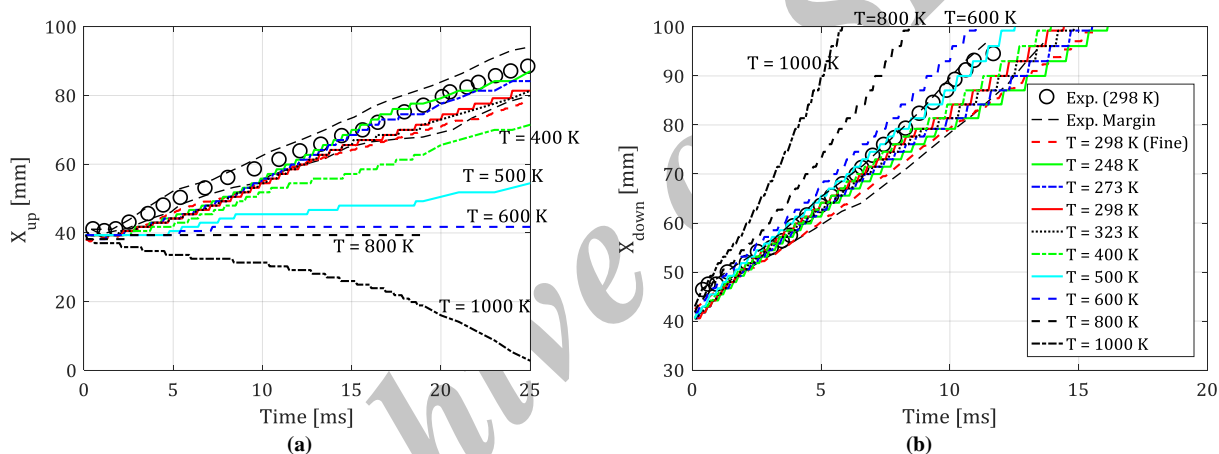


Figure 11- (a) Upstream and (b) downstream positions of flame edge during time for different initial temperatures

شکل ۱۱- تغییرات مکان (a) بالادست و (b) پایین دست شعله نسبت به زمان برای دماهای اولیه مختلف

سرعت انتشار مطلق لبه شعله بر اساس نقاط بالادست و پایین دست شعله محاسبه می‌شود. سرعت انتشار مطلق لبه شعله، در واقع، سرعت جابه‌جایی لبه شعله از دیدگاه ناظر ثابت را نشان می‌دهد. برای این محاسبه، بازه زمانی ۲ میلی‌ثانیه در نظر گرفته شده است. لذا، به آن سرعت نیمه‌لحظه‌ای<sup>۱</sup> شعله گفته می‌شود. نتایج سرعت انتشار مطلق لبه بالادست در شکل ۱۲ و نتایج سرعت انتشار مطلق لبه پایین دست در شکل ۱۲ نشان داده شده است. در شکل ۱۲، مشاهده می‌شود که سرعت انتشار مطلق شعله برای دمای اولیه ۴۰۰ کلوین و کمتر از آن نوسانی و مثبت است، در صورتی که حالت‌های با دمای اولیه ۶۰۰ و ۸۰۰ کلوین دارای سرعت مطلق صفرند. اما، حالت با دمای اولیه ۱۰۰۰ کلوین، دارای سرعت مطلق منفی است. با افزایش دمای اولیه، میزان واکنش‌پذیری مخلوط‌ها افزایش پیدا می‌کند. این افزایش سبب می‌شود تا در محدوده بازتری از نسبت هم‌ارزی احتراق رخ دهد. این امر سبب می‌شود تا در دماهای ۶۰۰ و ۸۰۰ کلوین شعله بر روی مکان خود ثابت شود؛ لذا سرعت مطلق آن صفر شود. با افزایش بیشتر دما در دمای ۱۰۰۰ کلوین، نرخ تولید حرارت بیشتر شده و شعله به سمت بالادست حرکت می‌کند، لذا سرعت مطلق آن منفی می‌شود.

1. Semi-instantaneous

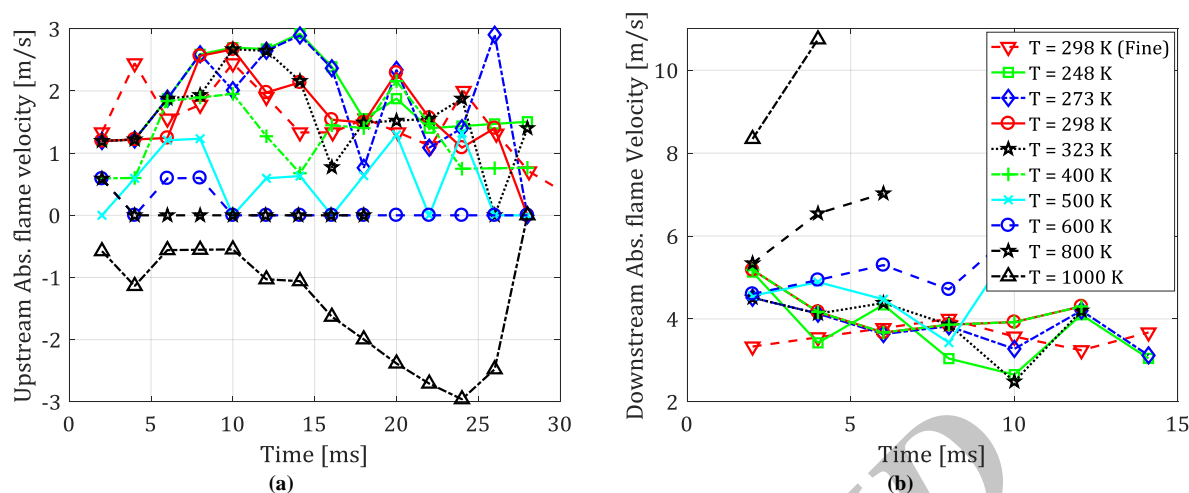


Figure 12- Absolute flame propagation velocity for different initial temperatures: (a) Upstream edge and (b) downstream edge

شکل ۱۲- سرعت انتشار مطلق لبه شعله به‌ازای دماهای اولیه مختلف در طول زمان (a) بالادست و (b) پایین‌دست

به‌منظور به‌دست آوردن سرعت نسبی انتشار شعله، لازم است تا سرعت جریان از سرعت مطلق انتشار شعله کم شود. سرعت انتشار نسبی شعله از دیدگاه مرجع متحرک را نشان می‌دهد. در واقع، این سرعت بیانگر سرعت نزدیک‌شدن واکنش‌دهنده‌ها به لبه شعله است. سرعت انتشار نسبی لبه شعله در لبه بالادست و پایین‌دست، به‌ترتیب، در شکل ۱۱ و b نشان داده شده است. به‌دلیل اینکه گام زمانی ۲ میلی‌ثانیه در نظر گرفته شده است، نتایج دارای نوسان‌اند.

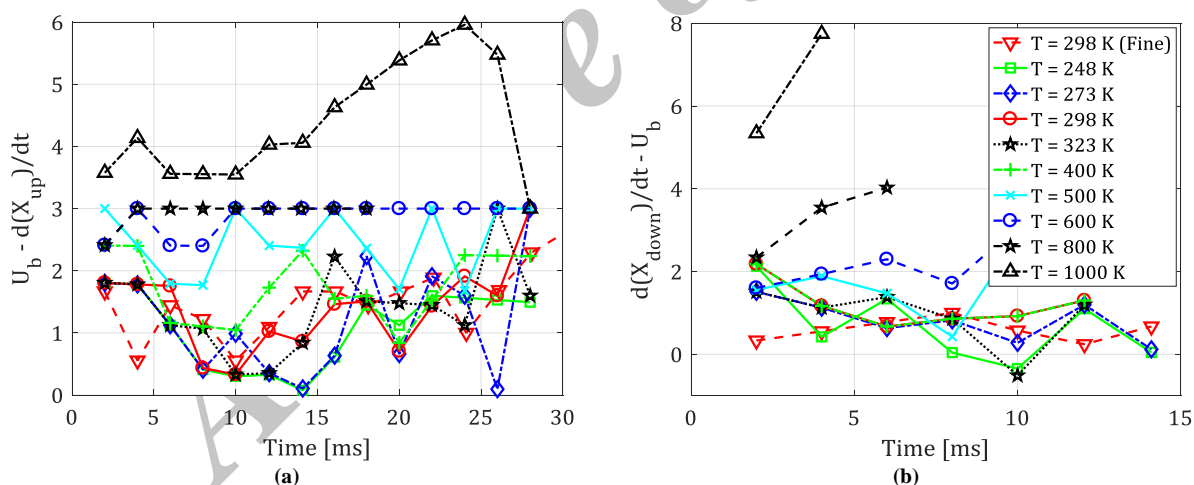


Figure 13- Relative flame propagation velocity for different initial temperatures: (a) Upstream edge, (b) downstream edge ( $U_b=3\text{m/s}$ )

شکل ۱۳- سرعت انتشار نسبی لبه شعله به‌ازای دماهای اولیه مختلف در طول زمان، (a) لبه بالادست و (b) لبه پایین‌دست ( $U_b=3\text{m/s}$ )

شکل ۱۴ سرعت انتشار نسبی میانگین لبه بالادست و پایین‌دست شعله برای دماهای اولیه مختلف را نشان می‌دهد. این نتایج از میانگین‌گیری زمانی نتایج شکل ۱۳ به‌دست آمده است. در شکل ۱۴، مشاهده می‌شود که با افزایش دمای هوای ورودی، سرعت انتشار لبه شعله افزایش پیدا می‌کند. نکته قابل توجه آن است که سرعت انتشار لبه بالادست و پایین‌دست شعله از هم متفاوت‌اند. در واقع، به‌لحاظ آماری، لبه بالادست شعله بیشتر در معرض نوسانات کسر مخلوط و یا همان نسبت هم‌ارزی محلی است. این امر در مورد لبه پایین‌دست کمتر اتفاق می‌افتد. این موارد، در شکل ۱۵، با استفاده از بافت‌نگار<sup>۱</sup>

#### 1. Histogram



نسبت هم‌ارزی در لبه بالادست و پایین‌دست شعله برای حالت‌های با دمای اولیه کمتر از ۴۰۰ کلوین نشان داده شده است. به‌منظور رسم بافت‌نگار، از معیار دمای ۵۰۰ کلوین برای لبه بالادست و پایین‌دست استفاده شده است. در این دما، نرخ واکنش‌ها کم بوده و می‌توان فرض کرد که در این مکان مخلوط واکنش نداده است. مدت زمان پردازش داده‌ها تا زمانی است که لبه بالادست و یا پایین‌دست به انتهای دامنه حل مدنظر ( $x=100\text{ mm}$ ) برسند.

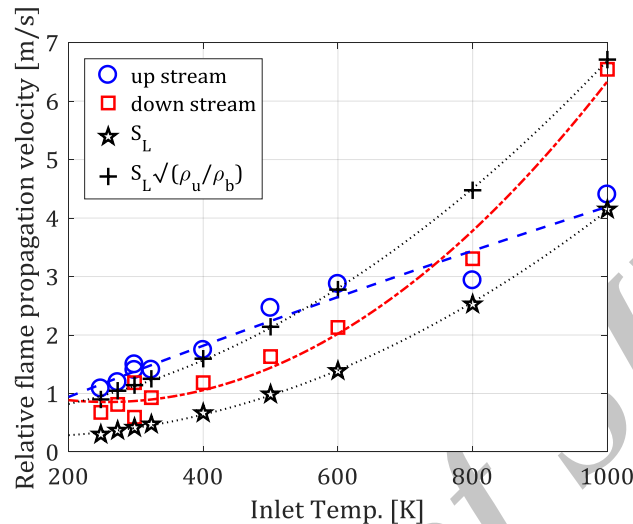


Figure 14- Upstream and downstream mean relative flame propagation velocity for different initial temperature

شکل ۱۴- سرعت میانگین انتشار نسبی لبه بالادست و پایین‌دست شعله به‌ازای دماهای اولیه مختلف

در شکل ۱۵، مشاهده می‌شود که در همه دماها، در لبه بالادست، نمودار بافت‌نگار دارای توزیع یکنواخت و با تعداد تکرار بالاست، اما، در لبه پایین‌دست، توزیع یکنواخت نبوده و در برخی از نسبت هم‌ارزی‌ها، تعداد رخداد صفر است. بنابراین، مشخص می‌شود که تعداد تکرار و تنوع نسبت هم‌ارزی در لبه بالادست شعله بسیار بیشتر از لبه پایین‌دست آن است. لذا به لحاظ آماری، لبه بالادست شعله، برای بررسی سرعت انتشار شعله مناسب‌تر بوده و سرعت انتشار نسبی به‌دست آمده از آن مقدار دقیق‌تری دارد.

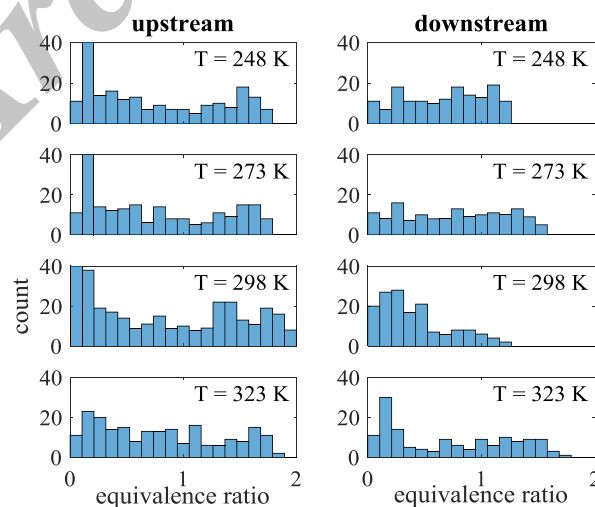


Figure 15- Histogram of equivalence ratio in upstream and downstream of flame edge

شکل ۱۵- نمودار تعداد تکرار رخداد نسبت هم‌ارزی‌های مختلف در لبه بالادست و پایین‌دست شعله

براساس آنچه از نمودارهای شکل ۱۴ به دست می آید، با تغییر دمای اولیه از ۳۲۳ کلوین به ۱۰۰۰ کلوین، سرعت انتشار لبه شعله ۴/۵ برابر می شود؛ یعنی از ۱ متربرثانیه به ۴/۵ متربرثانیه می رسد. این افزایش سرعت انتشار باعث می شود تا در دماهای بالاتر از ۶۰۰ کلوین شعله پایدار شکل بگیرد. در شکل ۱۴، سرعت انتشار شعله آرام،  $S_L$  و تصحیح شده آن با چگالی  $S_L \sqrt{\rho_u / \rho_b}$  نیز رسم شده است. به طور کلی، نتایج بیانگر آن است که سرعت انتشار شعله لبه دار به سرعت انتشار شعله آرام نزدیک است، زیرا صفحه پرسوراخ مورد استفاده دارای قطر سوراخ ۳ میلی متر بوده و نیز سرعت میانگین جریان در حد ۳ متربرثانیه است. لذا، آشفستگی موجود در میدان جریان سبب افزایش زیاد سرعت شعله نمی شود. در شعله های با ساختار شعله لبه دار، استفاده از تصحیح سرعت انتشار آرام با چگالی امری رایج است [۱۷، ۱۸]. در رابطه بالا، نسبت چگالی به منظور در نظر گرفتن اثر انبساط ناشی از احتراق استفاده شده است. همان طور که انتظار می رفت، با افزایش دما، سرعت انتشار شعله بیشتر می شود، زیرا نرخ واکنش شیمیایی و در نتیجه میزان تولید حرارت بیشتر می شود. نکته قابل تامل آن است که نرخ افزایش سرعت لبه بالادست نسبت به دما خطی است، اما افزایش  $S_L$  و  $S_L \sqrt{\rho_u / \rho_b}$  غیرخطی بوده و مشابه رفتار سرعت انتشار لبه پایین دست است. علاوه بر این، در دماهای زیر ۶۰۰ کلوین، رابطه  $S_L \sqrt{\rho_u / \rho_b}$  به خوبی پیش بینی کننده سرعت انتشار شعله است، اما با افزایش دما به ۸۰۰ و ۱۰۰۰ کلوین،  $S_L$  توانایی بهتری در پیش بینی سرعت انتشار شعله لبه دار دارد.

به منظور درک علت اثر دما بر سرعت انتشار شعله، لازم است تا ساختار شعله بررسی شود. بدین منظور، از کانتورهای رهاسازی حرارت، کسر جرمی گونه OH، کسر جرمی گونه  $HO_2$  و اندیس شعله ارتقایافته استفاده شده است (شکل ۱۶). با استفاده از اندیس شعله ارتقایافته می توان مد احتراقی و نیز رقیق یا غنی از سوخت بودن فرایند احتراق را تشخیص داد. اندیس شعله ارتقایافته به صورت زیر تعریف می شود [۲۵]:

$$\xi_M = \left( \frac{Z - Z_{st}}{|Z - Z_{st}|} \right) \cdot \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{FI}{|FI|} \right) \quad (16)$$

در عبارت بالا،  $Z$  بیانگر کسر مخلوط و  $Z_{st}$  بیانگر کسر مخلوط در شرایط هم آرزوی یک بوده و  $FI = \nabla Y_F \cdot \nabla Y_{O_2}$ . براساس این تعریف،  $\xi_M$  بین -۱ و ۱ تغییر می کند.  $|\xi_M| < 0.5$  نشان دهنده ناحیه غیرپیش مخلوط (NPZ)،  $\xi_M > 0.5$  بیانگر ناحیه پیش مخلوط غنی از سوخت (RPZ) و  $\xi_M < -0.5$  بیانگر ناحیه پیش مخلوط رقیق (LPZ) است. در رابطه (۱۶)، از کسر مخلوط با تعریف بیلگر [۴۷] استفاده شده است (رابطه (۱۷)). در این رابطه، زیرنویس  $f$  مربوط به جریان سوخت و زیرنویس  $o$  مربوط به جریان اکسیدکننده بوده و  $W_O, W_H$  و  $W_C$  جرم مولی اتم های هیدروژن، اکسیژن و کربن اند.

$$Z = \frac{2(Z_c - Z_{c,o})/W_c + (Z_H - Z_{H,o})/2W_H - (Z_O - Z_{O,o})/W_O}{2(Z_{c,f} - Z_{c,o})/W_c + (Z_{H,f} - Z_{H,o})/2W_H - (Z_{O,f} - Z_{O,o})/W_O} \quad (17)$$

در شکل ۱۶ مشاهده می شود که در همه دماها، شعله تشکیل شده دارای دو بال پیش مخلوط رقیق و غنی از سوخت است. در دمای ۲۹۸ کلوین، ناحیه غیرپیش مخلوط بسیار نازک وجود دارد. با افزایش دما، این ناحیه رشد کرده، به طوری که در دمای ۱۰۰۰ کلوین، هم ضخامت ناحیه های پیش مخلوط می شود. با توجه به تعریف گفته شده در بخش مقدمه، می توان اظهار داشت که شعله در دمای ۲۹۸ کلوین به صورت شعله لبه دار دوگانه است که با افزایش دما تبدیل به شعله سه گانه می شود. چانگ [۱۷] عامل تبدیل شعله دوگانه به سه گانه را گرادیان سوخت فرض کرده است، اما، براساس نتایج به دست آمده، می توان نتیجه گرفت که افزایش دمای اولیه نیز می تواند عامل تبدیل نوع شعله باشد. بررسی کانتور رهاسازی حرارت (شکل ۱۶) نشان می دهد در همه دماها، عمده رهاسازی حرارت درون مرز دمای ۱۲۰۰ کلوین بوده و بیشینه آن در دو لبه ابتدایی و انتهایی آن و در مجاورت خط استوکیومتری است. با افزایش دمای اولیه، ناحیه درونی شعله رهاسازی حرارت کمتری داشته و

1. Non-premixed zone
2. Rich premixed zone
3. Lean premixed zone



عمده تولید آن مربوط به نواحی مرزی ۱۲۰۰ کلوین است. علاوه بر این، بیشتر رهاسازی حرارت در نیمه پایین میدان رخ می‌دهد که ناشی از رقیق‌سازی سوخت با هواست. گونه  $\text{HO}_2$  به‌عنوان معیاری از اشتعال در فرایندهای احتراقی مطرح بوده [۱۹] و در ناحیه پیش‌گرم ایجاد می‌شود. لذا، عمده آن در بیرون از مرز دمایی ۱۲۰۰ کلوین تشکیل شده و مصرف می‌شود (شکل ۱۶). محل حضور این گونه و رهاسازی حرارت بر هم منطبق است. نکته قابل توجه آن است، در همه دماها، گونه  $\text{OH}$  بر روی خط نسبت هم‌ارزی یک قرار گرفته و محل آن با محل رهاسازی حرارت متفاوت است. در حالی که در شعله‌های معمول، از گونه  $\text{OH}$  به‌عنوان نشانگر رهاسازی حرارت یاد می‌شود. آنچه که بین همه نمودارها به‌صورت واضح مشخص است، با افزایش دمای اولیه، اندازه هسته شعله نیز افزایش پیدا می‌کند.

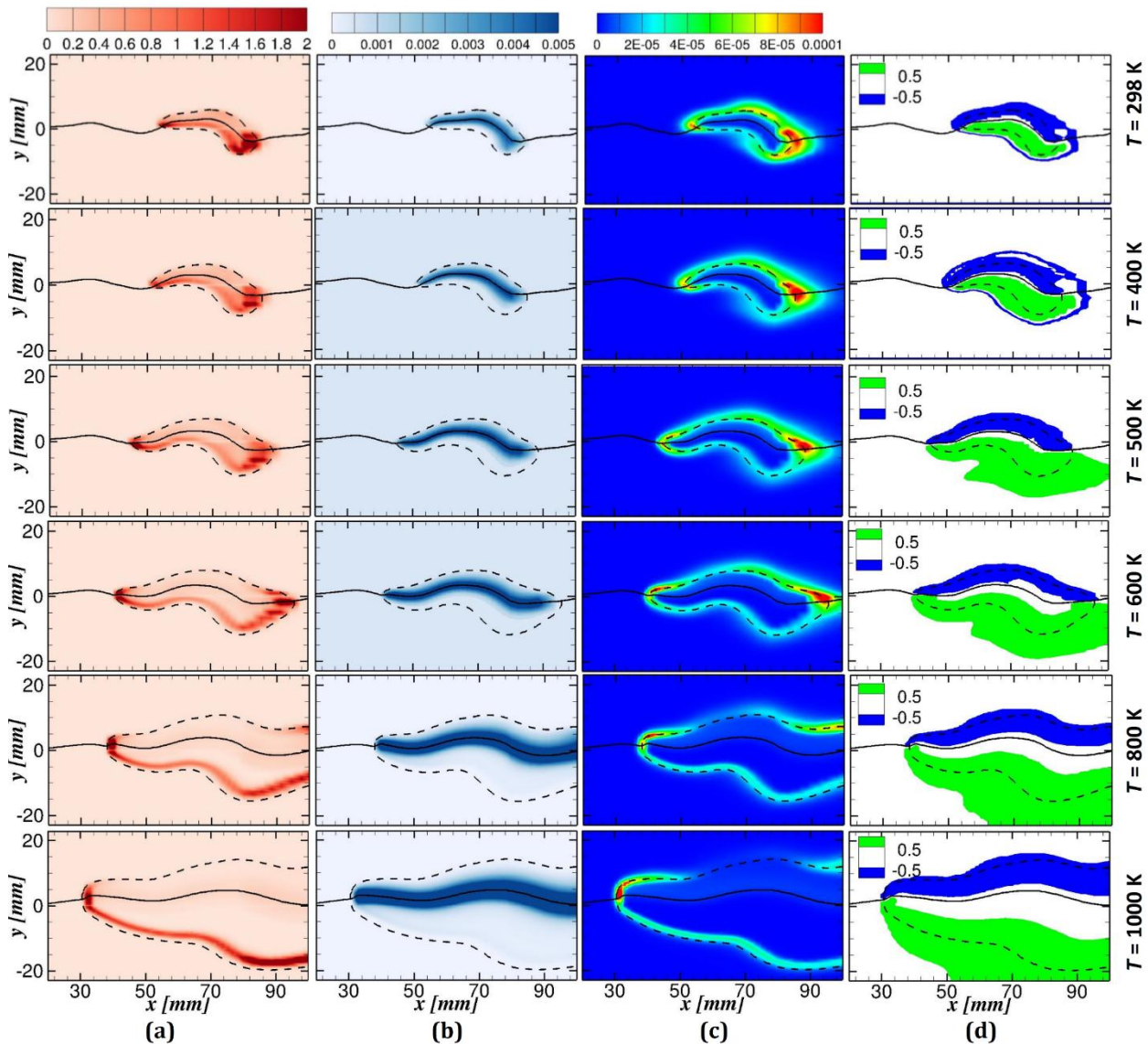


Figure 16- Contours of (a) heat release rate, (b)  $\text{OH}$  mass fraction, (c)  $\text{HO}_2$  mass fraction and (d) modified flame index at  $t = 10$  ms and different initial temperatures. Solid lines represent stoichiometric iso-lines and dashed lines show  $T = 1200$  K iso-lines.

شکل ۱۶- کانترهای (a) نرخ رهاسازی حرارت، (b) کسر جرمی گونه  $\text{OH}$ ، (c) کسر جرمی گونه  $\text{HO}_2$  و (d) اندیس شعله ارتقایافته در زمان ۱۰ میلی ثانیه و دماهای اولیه مختلف. خطوط ممتد نشان‌دهنده نسبت هم‌ارزی یک و خط‌چین‌ها نشان‌دهنده دمایی ۱۲۰۰ کلوین است.

## نتیجه‌گیری

فرایند اشتعال در جریان بدون لایه برشی با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و مدل شعله ضخیم‌شده بررسی شد. سرعت محوری میانگین و نوسانی به‌دست آمده و نیز کسر مخلوط در جریان سرد با نتایج تجربی اعتبارسنجی شد. مکان لبه بالادست و پایین‌دست شعله نیز با نتایج تجربی مقایسه شده و بیان‌کننده دقت مناسب در شبیه‌سازی فرایند اشتعال است. سرعت انتشار مطلق و نسبی لبه بالادست و پایین‌دست شعله محاسبه شد. نتایج سرعت میانگین انتشار نسبی لبه شعله نشان می‌دهد که با افزایش دما، سرعت انتشار شعله لبه‌دار از ۱ به حدود ۴٫۵ متربرثانیه افزایش پیدا می‌کند. همین روند برای قطر هسته شعله نیز وجود دارد. مقایسه بین سرعت انتشار شعله لبه‌دار به‌دست آمده با سرعت انتشار شعله آرام و تصحیح‌شده آن با مجذور چگالی نشان می‌دهد که شعله آرام تصحیح‌شده بهترین نتیجه را در دماهای زیر ۵۰۰ کلوین داشته، در صورتی که در دماهای بالاتر، سرعت انتشار شعله لبه‌دار با سرعت انتشار شعله آرام یکی می‌شود. بررسی ساختار شعله نشان می‌دهد، در دماهای کم، شعله لبه‌دار دوگانه تشکیل می‌شود و با افزایش دما، شعله تبدیل به شعله لبه‌دار سه‌گانه می‌شود. لذا، می‌توان گفت، علاوه بر گرادیان سوخت، افزایش دما نیز می‌تواند عاملی برای تبدیل شعله لبه‌دار دوگانه به شعله سه‌گانه باشد.

## منابع

1. E. Mastorakos, "Ignition of turbulent non-premixed flames," *Progress in Energy and Combustion Science*, 35, 2009, pp. 57-97.
2. Dreizler, S. Lindenmaier, U. Maas, J. Hult, M. Ald'en and C. F. Kaminski, "Characterisation of a spark ignition system by planar laser-induced fluorescence of OH at high repetition rates and comparison with chemical kinetic calculations," *Applied Physics B*, 70, 2000, pp. 287-294.
3. J. V. Pastor, J. M. García-Oliver, A. García and M. Pinotti, "Laser induced plasma methodology for ignition control injection sprays," *Energy Conversion and Management*, 120, 2016, pp. 144-156.
4. S. Gashi, J. Hult, K. W. Jenkins, N. Chakraborty, S. Cant and C. F. Kaminski, "Curvature and wrinkling of premixed flame kernels-comparisons of OH PLIF and DNS data," *Proceedings of the Combustion Institute*, 30, 2005, pp. 809-817.
5. A. Mulla, S. R. Chakravarthy, N. Swaminathan and R. Balachandran, "Evolution of flame-kernel in laser-induced spark ignited mixtures: A parametric study," *Combustion and Flame*, 164, 2016, pp. 303-318.
6. G. Lacaze, E. Richardson and T. Poinsot, "Large eddy simulation of spark ignition in a turbulent methane jet," *Combustion and Flame*, 156, 2009, pp. 1993-2009.
7. S. Ahmed and E. Mastorakos, "Spark ignition of lifted turbulent jet flames," *Combustion and Flame*, 146, 2006, pp. 215-231.
8. C. Zhi, R. Shaohong and S. Nedunchezian, "Numerical study of transient evolution of lifted jet flames: partially premixed flame propagation and influence of physical dimensions," *Combustion Theory and Modelling*, 20, 2016, pp. 592-612.
9. M. Eidiattarzade, S. Tabejamaat, M. Mani and M. Farshchi, "Studying the Effects of Temperature on Ignition of Methane-air Jet using LES Method," *Fuel and Combustion*, 9, No. 2, 2016, pp. 1-19. (in persian)
10. S. Ahmed, R. Balachandran, T. Marchione and E. Mastorakos, "Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames," *Combustion and Flame*, 151, 2007, pp. 366-385.
11. V. Subramanian, P. Domingo and L. Vervisch, "Large eddy simulation of forced ignition of an annular bluff-body burner," *Combustion and Flame*, 157, 2010, pp. 579-601.
12. Triantafyllidis, E. Mastorakos and R. Eggelsb, "Large Eddy Simulations of forced ignition of a non-premixed bluff-body methane flame with Conditional Moment Closure," *Combustion and Flame*, 156, 2009, pp. 2328-2345.
13. Eyssartier, B. Cuenot, L. Y. Gicquel and T. Poinsot, "Using LES to predict ignition sequences and ignition probability of turbulent two-phase flames," *Combustion and Flame*, 160, 2013, pp. 1191-1207.
14. F. Bourgooin, D. Durox, T. Schuller, J. Beaunier and S. Candela, "Ignition dynamics of an annular combustor equipped with multiple swirling injectors," *Combustion and Flame*, 160, Issue 8, 2013, pp. 1398-1413.
15. M. Boileau, G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Poinsot and C. Bérat, "LES of an ignition sequence in a gas turbine engine," *Combustion and Flame*, 154, 2008, pp. 2-22.
16. M. Klein, N. Chakraborty, K. W. Jenkins and R. S. Cant, "Effects of initial radius on the propagation of premixed flame kernels in a turbulent environment," *Physics of Fluids*, 18, 055102, 2006.
17. S. Chung, "Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames," *Proceeding of the Combustion Institute*, 31, 2007, pp. 877-892.
18. Buckmaster, "Edge-flames," *Progress in Energy and Combustion Science*, 28, 2002, pp. 435-475.
19. EidiAttarzade, S. Tabejamaat, M. Mani and M. Farshchi, "Numerical study of ignition process in turbulent shear-less methane-air mixing layer," *Flow, Turbulence and Combustion*, 99, 2017, pp. 411-436.

20. S. F. Ahmed and E. Mastorakos, "Spark ignition of a turbulent shear-less fuel-air mixing layer," *Fuel*, 164, 2016, pp. 297-304.
21. K. M., "Toward an understanding of the stabilization mechanism of lifted turbulent jet flames: experiments," *Prog Energy Combust Sci*, 33, 2007, pp. 211-231.
22. V. Favier and L. Vervisch, "Investigating the effects of edge flames in liftoff in non-premixed turbulent combustion," *Proceeding Combust Institue*, 27, 1998, pp. 1239-1245.
23. Y. Mizobuchi, S. Tachibana, J. Shinio, S. Ogawa and T. Takeno, "A numerical analysis of the structure of a turbulent hydrogen jet lifted flame," *Proc Combust Inst*, 29., 2002, pp. 2009-2015.
24. J. Oh and Y. Yoon, "Flame stabilization in a lifted non-premixed turbulent hydrogen jet with coaxial air," *International J. of Hydrogen Energy*, 35, 2010, pp. 10596-10597.
25. M. Briones, S. K. Aggarwal and V. R. Katta, "Effect of H<sub>2</sub> enrichment on the propagation characteristics of CH<sub>4</sub>-air triple flames," *Combustion and Flame*, 153, 2008, pp. 367-383.
26. S. Yoo and H. G. Im, "Transient dynamics of edge flames in a laminar nonpremixed hydrogen-air counterflow," *Proceeding of the Combustion Institue*, 30, 2005, pp. 349-356.
27. R. Owston and J. Abraham, "Exploratory studies of modeling approaches for hydrogen triple flames," *International J. of Hydrogen Energy*, 36, 2011, pp. 8570-8582.
28. S. VEERAVALLI and Z. WARHAFT, "The shearless turbulence mixing layer," *Journal of Fluid Mechanics*, 207, 1989, pp. 191-229.
29. L. Mydlarski and Z. Warhaft, "On the onset of high-Reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, 320, 1996, pp. 331-368.
30. S. Gerashchenko, G. Goodand and Z. Warhaft, "Entrainment and mixing of water droplets across a shearless turbulent interface with and without gravitational effects," *Journal of Fluid Mechanics*, 668, 2011, pp. 293-303.
31. G. H. Good, S. Gerashchenko and Z. Warhaft, "Intermittency and inertial particle entrainment at a turbulent interface: the effect of the largescale eddies," *Journal of Fluid Mechanics*, 694, 2012, pp. 371-398.
32. P. J. Ireland and L. R. Collins, "Direct numerical simulation of inertial particle entrainment in a shearless mixing layer," *Journal of Fluid Mechanics*, 704, 2012, pp. 301-332.
33. Fathali and M. K. Deshiri, "Sensitivity of the two-dimensional shearless mixing layer to the initial turbulent kinetic energy and integral length scale," *Physical Review E*, 93, 043122, 2016.
34. E. Mastorakos, T. A. Baritaud and T. J. Poinso, "Numerical Simulations of Autoignition in Turbulent Mixing Flows," *Combustion and Flam E*, 109, 1997, pp. 198-223.
35. Ma and Z. Warhaft, "Some aspects of the thermal mixing layer in grid turbulence," *Physics of Fluids*, 29, 1986, pp. 3114-3120.
36. T. Poinso and D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion*, Philadelphia, USA, Edwards, 2005.
37. J. Smagorinsky, "General Circulation Experiments With The Primitive Equations," *Monthly Weather Review*, 91, 1963, pp. 99-164.
38. L. Gicquel, G. Staffelbach and T. Poinso, "Large Eddy Simulation of gaseous flames in gas turbine combustion chambers," *Progress in Energy and Combustion Science*, 38, 2012, pp. 782-817.
39. S. B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge, United Kingdom, Cambridge Univesity Press, 2000.
40. T. Butler and P. Rourke, "A numerical method for two dimensional unsteady reacting flows," *Symposium (International) on Combustion*, 16, 1977, pp. 1503-1515.
41. Colin, F. Ducros, D. Veynante and T. Poinso, "A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion," *Physics of Fluids*, 12, 2000, pp. 1843-1863.
42. M. Shahsavari, M. Farshchi and M. H. Arabnejad, "Large Eddy Simulations of Unconfined Non-reacting and Reacting Turbulent Low Swirl Jets," *Flow, Turbulence and Combustion*, 98, 2017, pp. 817-840.
43. H. G. Weller, G. Tabor, H. Jasak and C. Fureby, "A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques," *Computers in Physics*, 12, 1998, pp. 620-631.
44. R. Issa, "Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting," *Journal of Computational Physics*, 62, 1986, pp. 40-65.
45. N. Kornev and E. Hassel, "Method of random spots for generation of synthetic inhomogeneous turbulent fields with prescribed autocorrelation functions," *Communications in Numerical Methods In Engineering*, 23, 2007, pp. 35-43.
46. Kazakov and M. Frenklach, <http://www.me.berkeley.edu/drm/>, Accessed 2 Jau 2018.
47. R. W. Bilger, "The Structure of Diffusion Flames," *Combustion Science and Technology*, 13 , 1976, pp. 155-170.

## English Abstract

# Numerical investigation of the effects of initial temperature on the ignition in a shear-less mixing layer

Masoud EidiAttarZade<sup>1</sup>, Sadegh Tabejamaat<sup>2\*</sup>, Mohammad Farshchi<sup>3</sup> and Mahmoud Mani<sup>4</sup>

1- Aerospace Engineering Department, AmirKabir University of Technology, Tehran, Iran.

2- Aerospace Engineering Department, AmirKabir University of Technology, Tehran, Iran.

3- Aerospace Engineering Department, Sharif University of Technology, Tehran, Iran.

4- Aerospace Engineering Department, AmirKabir University of Technology, Tehran, Iran.

\*Corresponding author

(Received: 2017.12.23, Received in revised form: 2018.02.11, Accepted: 2018.03.11)

Ignition process in a shear-less mixing layer is studied in this paper and the main goal is to investigate the effects of initial temperature on the flame propagation phase of ignition process. The investigation is done using large eddy simulation method, coupled with thickened flame approach and DRM19 chemical mechanism. Mean and RMS axial velocities from both coarse and fine grids and mean mixture fraction are validated against experimental results. Most upstream and downstream positions of the flame edge are in good agreement with the experimental data. By increasing the initial temperature from 323K to 1000K, the mean edge flame propagation velocity increases from 1 to 4.2m/s. The same trend exists for flame kernel volume. Comparing the calculated edge flame propagation velocity and laminar flame speed and its root density correction shows that corrected laminar flame propagation can better predict the edge flame propagation velocity. Also, by increasing the initial temperature, bibrachial edge flame converts to a triple flame.

**Keywords:** Ignition, shear-less flow, Large eddy simulation, Thickened flame approach, Edge flame