مجموعه مقالات هفتمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران ۲۵ و ۲۴ آبان ۱۳۹۶، ایران، تهران، دانشگاه صنعتی شریف FCCI-2018-1096

بررسی عددی اثر دمای اولیه بر انتشار شعله در فرآیند اشتعال در جریان بدون لایه برشی

مسعود عیدی عطارزادہ م*ہند*س- د*انشگاہ صنعتی امیرک*بیر eidiatta@aut.ac.ir

صادق تابع جماعت ا*ستاد- دانشگاه صنعتی امیرکبیر* sadegh@aut.ac.ir

محمود مانی استاد- دانشگاه صنعتی امیرکبیر mani@aut.ac.ir

> *محمد فرشچی استاد- دانشگاه صنعتی شریف* farshchi@sharif.edu

چکیدہ

در این مقاله به بررسی فرآیند اشتعال در جریان بدون لایه برشی پرداخته می شود. هدف اصلی، بررسی اثر دمای اولیه جریان بر مرحله انتشار شعله در فرآیند اشتعال است. این کار با استفاده از روش شبیهسازی گردابههای بزرگ و مدل شعله ضخیم شده انجام خواهد شد. از مکانیزم شیمیایی DRM-19 استفاده شده است. سرعت محوری میانگین و نوسانی بدست آمده از دو شبکه ریز ودرشت با استفاده از نتایج تجربی اعتبارسنجی شده است. بررسی کسر مخلوط نیز نشان از مناسب بودن دقت شبیهسازیها است. مكان لبه بالادست و پاييندست شعله نيز با نتايج تجربي مقايسه شده و بیان کننده دقت مناسب در شبیه سازی فرآیند اشتعال است. در انتها سرعت انتشار مطلق و نسبی لبه بالادست و پاییندست شعله محاسبه شد. سرعت میانگین انتشار شعله لبهدار نشان میدهد که با افزایش دمای حدود ۸۰ کلوین، سرعت انتشار ۴۰٪ افزایش پیدا میکند. همین روند برای رشد هسته شعله نيز وجود دارد. مقايسه بين سرعت انتشار شعله لبهدار بدست آمده با سرعت انتشار شعله آرام و آشفته و تصحيح شده آنها با مجذور چگالی نشان میدهد که شعله آشفته تصحیح شده بهترین نتیجه را دارد. كلمات كليدى: اشتعال، جريان بدون لايه برشى، روش شبيهسازى گردابههای بزرگ، مدل شعله ضخیم شده، شعله لبهدار.

مقدمه

پدیده اشتعال یک فاز حیاتی در احتراق محسوب می شود علی الخصوص برای وسایلی که لازم است از حالت غیر احتراق در زمان بسیار کم و باقابلیت تکرار زیاد به حالت احتراق پایدار برسند. موتورهای احتراق داخلی، بازاشتعال موتور هواپیما در ارتفاع بالا و اشتعال موتور راکت از جمله مواردی هستند که اشتعال در آنها حیاتی بوده و وابستگی زیادی به آشفتگی و ناهمگونی مخلوط دارد.

اشتعال، یک فرآیند گذرا و تصادفی محسوب می شود که دینامیک حاکم بر آن بسیار پیچیده است. بر اساس یافته ها [1] ، اشتعال موفق به ۴ گام تقسیم می شود: ۱- انتقال مؤثر انرژی از دستگاه جرقه به گاز، ۲- تشکیل هسته شعله¹، ۳- رشد و انتشار شعله و ۴- تثبیت شعله. مراحل فوق بدین دلیل شکل می گیرد که جرقه به اندازه کل جریان بزرگ نیست. انتقال انرژی به مخلوط واکنش دهنده با استفاده از روش های مختلف قابل اجرا است مانند: جرقه الکتریکی، لیزر، تورچ، پلاسما و پایروتکنیک^۲. لحظه ابتدایی رشد کرنل در سامانه های لیزری یا جرقه ای توسط افراد مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است [2, 3, 4] . مطالعه تجربی بر روی تشکیل و رشد هسته شعله در اشتعال توسط لیزر توسط مولا و همکارانش[5] 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 فرآیند اشتعال در جریان غیرپیش مخلوط جت [9, 7, 8, 9]، جسم مسدودکننده[12, 11, 10]، جریان چرخشی [13] و محفظه احتراق توربین گاز [14, 15] انجام شده است. آقای ماستراکس مروری بر روی فرآیند اشتعال در جریان پیش مخلوط و غیرپیش مخلوط انجام داده است[1].

کلین و همکارانش[16] اندازه اولیه هسته شعله بر فرآیند 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 ۲ تشکیل شده و منتشر می شود. این شعله بر روی مرز اختلاط و عمدتا بر روی خط همتراز نسبت هم ارزی یک منتشر می شود [17, 1]. اگر شدت گرادیان مخلوط کم باشد، ساختار شعله سه گانه[†] تشکیل می شود که دارای دو بال شعله پیشمخلوط در طرفین و یک شعله غیرپیشمخلوط در میانه است. دو بال پیشمخلوط یکی رقیق و دیگری غلیظ از سوخت است. درصورتی که شدت گرادیان مخلوط بیشتر باشد، یکی از شعلههای پیشمخلوط با شعله غیرپیشمخلوط ترکیب می شود و لذا ساختار شعله دوگانه شكل مى گيرد. درصورتى كه گراديان مخلوط قوى باشد، ساختار شعله يگانه ً ايجاد مىشود[18, 17] . به هر سه حالت شعله فوق، شعله لبهدار گفته می شود. شعله لبهدار در لایه اختلاطی دوبعدی [19, 20]، جت [21, 22, 6, 23, 24]، جت جريان متقابل [25] و موتورهاى احتراق داخلى با فناورى پاشش مستقيم⁷ [17, 26] ديده مىشود. شعله لبهدار نقش مهمى در انتشار شعلههای غیرپیشمخلوط و نسبتا پیشمخلوط دارد. سرعت انتشار شعله لبهدار تعیین کننده ارتفاع شعله از مشعل ً و درصد احتمال اشتعال موفق است.

لایونز [21] از شعله سهگانه برای توصیف فرآیند پایداری شعله در جتها استفاده کرده است. فاویر و ورویش [22] اثر شعله لبهدار بر ارتفاع شعله در جتهای غیرپیش مخلوط را بررسی کردهاند. میزوبوچی و همکارانش [23] در ساختار شعله ارتفاع دار¹ جت هیدروژن، شعله لبهدار را دیدهاند. لاکازه و همکارانش [6] ساختار شعله سهگانه را در مرحله انتشار شعله جت نسبتا پیش مخلوط مشاهده کردهاند.

¹ Flame Kernel ² pyrotechnic

³ Edge Flame

⁴ Tribrachial flame (triple flame)

⁵ Bibrachial flame

⁶ Monobrachial flame

 ⁷ Direct injection engines
 ⁸ Lift-off distance

⁹ Lifted flame

FCCI-2018-1096

وارهافت و همکارانش[27, 28, 29, 30] اختلاط در جریان بدون لایه برشی^۱ را در تونل باد مورد بررسی قرار دادهاند. در مطالعات ایشان، دو شبکه با اندازههای مختلف در ورودی جریان بالا و پایین نصب شده است لذا سرعت میانگین یکی بوده اما سطح انرژی جنبشی آشفتگی^۲ در دو جریان متفاوت است. ایشان اثر این تفاوت را بر اختلاط توربولانس^۲ و نفوذ¹ دو جریان در یکدیگر را آزمایش کردهاند. ایرلند و کالینز [31] با استفاده از DNS این محاسبات را انجام داده و دریافتهاند که بیشترین اختلاط بهواسطه گردابههای بزرگ انجام می شود لذا روش LES در این گونه از جریانها قابل استفاده است. همچنین ایشان دریافتند که پروفیل غلظت و سرعت در شرایط خاص خودمتشابه است.

یوینئو و همکارانش[32] به صورت عددی جریان بدون لایه برشی را بررسی کردهاند. در این مطالعه، دو جریان توربولانس ایزوتروپیک دارای انرژی جنبشی متفاوت هستند. فتحعلی و خوشنامی [33]با استفاده از روش DNS، دو جریان با سرعت مساوی، اما مقیاس و سطح انرژی متفاوت را فررد بررسی قرار داده و دریافتند که تفاوت سطح انرژی توربولانس مختلف، اثر مهمتری بر اختلاط در مرز دو جریان دارد. ماستراکس و همکارانش و هوا گرم را مورد مطالعه قرار داده و اثر توربولانس بر محل وقوع خود استعالی را بررسی کردند. ما و وارهافت [35] جریان بدون لایه برشی سوخت سطح انرژی توربولانس مساوی اما دمای متفاوت را در تونل به مرضی با قرار دادند. احمد و ماستراکس[36] در چیدمانی مشابه، اشتعال توسط جرقه را مورد مطالعه قرار داده و همکارانش [20] نیز با استفاده از تورار دادند. احمد و ماستراکس[36] در چیدمانی مشابه، اشتعال توسط جرقه را مورد مطالعه قرار داده و همکارانش [20] نیز با استفاده از تورار دادند. احمد و ماستراکس[36] در چیدمانی مشابه، اشتعال توسط جرقه را مورد مطالعه قرار دادند. عطارزاده و همکارانش [20] نیز با استفاده از روش شبیهسازی گردابههای بزرگ، اشتعال را در این چیدمان بررسی کردهاند ایشان دریافتند که در فرآیند اشتعال ، پایداری لحظهای رخ می دهد کردهاند ایشان دریافتند که در فرآیند اشتعال، پایداری لحظهای رخ می دهد کردهاند ایشان دریافتند که در فرآیند اشتعال ، پایداری لحظهای رخ می دهد

در این مقاله، هدف بررسی اثر دمای اولیه جریان بر فرآیند اشتعال در جریان بدون لایه برشی است. این فعالیت مشابه کار انجامشده در مطالعه پیشین [20] است با این تفاوت که دمای اولیه جریان تغییر میکند. با استفاده از این شبیهسازی، سرعت انتشار شعله لبهدار و اثر دما بر آن اندازه گیری می شود.

روش عددی

بهمنظور شبیه سازی فرآیند گذرای اشتعال در میدان ۳ بعدی با روش شبیه سازی گردابه های بزرگ لازم است تا از حلگر تراکم پذیر فشار –مبنا^۵ استفاده شود. بر همین اساس معادلات حاکم فیلتر شده عبارت است از [37]:

معادله پيوستگي :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \, \partial \phi \right) = 0 \tag{1}$$

معادله مومنتم':

$$\frac{\partial \bar{\rho} \,\mathcal{H}_{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(\bar{\rho} \,\mathcal{H}_{p} \,\mathcal{H}_{p} \right) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_{j}} = \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \left(\hat{u}_{i} u_{j} - \mathcal{H}_{p} \,\mathcal{H}_{p} \right) \right] \tag{Y}$$

معادله گونههای شیمیایی^:

⁴ penetration

⁸ Species

$$\frac{\partial \left(\bar{\rho} \, \overset{\gamma_{k}}{Y_{k}}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(\bar{\rho} \, \overset{\beta_{k}}{y_{k}} \overset{\gamma_{k}}{Y_{k}}\right) = \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\overline{V_{k,i} \, Y_{k}} - \bar{\rho} \left(\vec{u}_{i} Y_{k} - \overset{\beta_{k}}{y_{k}} \overset{\gamma_{k}}{Y_{k}}\right)\right] + \vec{w}_{k} \quad k = 1, N$$

$$(\Upsilon)$$

معادله آنتالپی محسوس ٔ:

$$\frac{\partial \left(\vec{\rho} \ \vec{h}_{s}^{6}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(\vec{\rho} \ dp \ \vec{h}_{s}^{6}\right) = \frac{Dp}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\overline{\lambda \frac{\partial T}{\partial x_{i}}} - \vec{\rho} \left(\vec{u}_{i} \ h_{s} - dp \ \vec{h}_{s}^{6}\right)\right] + \overline{\tau_{ij}} \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}} - \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\overline{\rho \sum_{k=1}^{N} V_{k,i} Y_{k} h_{s,k}}\right] + \vec{w}_{T} + \underline{\mathcal{G}}$$
(f)

که در این معادلات ترم فشار به صورت زیر باز می شود:

$$\overline{\frac{Dp}{Dt}} = \frac{\partial \overline{p}}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial p}{\partial x_i}$$
(Δ)

در معادلات بالا، جملههایی وجود دارد که باید مدل شوند تا معادلات فوق به اصطلاح بسته شود. تنشهای رینولدز حل نشده ($\tilde{u_i}u_j - lpll_2$) با استفاده از روش اسماگورینسکی^{۱۰} [38] محاسبه میشود. این روش با استفاده از تقریب بوزینسک^{۱۰}، بهصورت زیر بیان میشود:

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -\upsilon_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) = -2\upsilon_t \,\overline{S}_{ij} \tag{(5)}$$

که در رابطهٔ بالا ،*v*، لزجت مقیاس کوچک بوده و بهصورت زیر مدل میشود.

$$\begin{split} \upsilon_{t} &= C_{S}^{2} \Delta^{4/3} \left| I_{t}^{2/3} \right| \overline{S}_{ij} \right| \tag{Y} \\ \Sigma \text{ by c, list of the list of th$$

در رابطه با جریانهای آشفته همگن و ایزوتروپیک، ثابت مدل برابر با $C_s \approx 0.2$ تخمین زده می شود. متأسفانه این ثابت وابسته به ترکیب جریان است. به هر صورت، مدل اسماگورینسکی، بهعنوان مدلی با اتلاف بالا، شناخته می شود. روش مدل سازی اسماگورنسکی یکی از روش های معمول در حل مسائل با شکل پیچیده است که به دلیل سادگی و توانمندی زیاد آن است [39]. همانند روش RANS، شارهای اسکالر حل نشده LES نیز، اغلب با استفاده از فرض گرادیان توصیف می شوند.

$$\dot{u}_i Y_k - u \phi_k^{\%} = -\frac{\upsilon_t}{Sc_k} \frac{\partial Y_k^{\%}}{\partial x_i} \tag{9}$$

که در این رابطه Sc_k عدد اشمیت مقیاسهای کوچکتر از شبکه بوده و در کار حاضر مقدار آن برابر ۱ است. گرانروی مقیاس کوچک v_i نیز با استفاده از مدل تنشهای رینولدز حلنشده (مدلهای اسماگرونسکی و ژرمانو^{۲۲}) تخمین زده میشود [40]. در بررسی حاضر، معادلات بالا بهصورت مرتبه اول زمانی و مرتبه دوم مکانی گسسته سازی شده و به صورت ضمنی در طول زمان حل میشوند. همچنین، برای هر گونه شیمیایی، گرانروی دینامیکی براساس رابطه ساترلند^{۲۲} و ظرفیت گرمای ویژه، C_P ، هر گونه براساس ضرایب جدول جاناف^{۲۲} محاسبه میشود.

¹² germano 13 Sutherland

¹ Shear-less mixing layer

² turbulence kinetic energy levels

³ turbulent entrainment ⁴ penetration

Pressure-based

⁶ Continuity

⁷ Momentum

Species

⁹ Sensible enthalpy

¹⁰ Smagorinsy

¹¹ boussinesq approximation

¹⁴ JANAF

هفتمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران، ۲۴و ۲۵ بهمن ماه ۱۳۹۶

مدل احتراقي

روش جالب برای مدل کردن انتشار شعله پیش مخلوط در شبکههای درشت، افزایش مصنوعی ضخامت شعله است. این روش توسط باتلر و اورورکه [41] معرفی شد. در روش شعله ضخیم شده، شعله ضخیم می شود به طوری که چندین سلول محاسباتی در جبهه احتراقی قرار گیرد و لذا شعله به صورت صریح حل گردد. با استفاده از تئوری های احتراق پیش مخلوط آرام می توان روابط زیر را برای سرعت انتشار شعله آرام و ضخامت شعله بدست آورد:

$$S_L \propto \sqrt{D_{th}B}$$
 (1.)

$$\delta_L \propto \frac{D_{th}}{S_L} = \sqrt{\frac{D_{th}}{B}} \tag{11}$$

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

با توجه به اینکه احتراق توسط قانون آرنیوس بیان میشود، پدیدههای گستردهای بدون نیاز به مدلهای زیرشبکه فاقد عمومیت، قابل حل و مدلسازی هستند. از جمله میتوان به پدیدههای اشتعال، پایداری شعله و اندرکنش شعله-دیواره اشاره نمود. 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 می شود. از سوی دیگر، با افزایش عدد دامکالر، حساسیت شعله به توربولانس کاهش پیدا می کند [42]. برای حل این موضوع از تابع بازده⁽ ، B، استفاده می شود. تابع بازده باعث می شود تا چروکیدگی زیر شبکه^۲ در محاسبات در نظر گرفته شود. کالین و همکارانش این تابع را به صورت زیر تعریف کردهاند [43]:

$$E = \frac{\Xi(\delta_L^0)}{\Xi(\delta_L^1)} = \frac{1 + \alpha \, \Gamma\left(\frac{\Delta}{\delta_L^0}, \frac{u'_A}{S_L^0}\right) \frac{u'_A}{S_L^0}}{1 + \alpha \, \Gamma\left(\frac{\Delta}{\delta_L^1}, \frac{u'_A}{S_L^0}\right) \frac{u'_A}{S_L^0}} \tag{117}$$

که α یک ثابت و Δ اندازه فیلتر LES است. Γ به صورت زیر محاسبه α می شود [43, 44]:

$$\Gamma\left(\frac{\Delta}{\delta_L^{\rm l}}, \frac{u_{\Delta}'}{S_L^{\rm o}}\right) = 0.75 \exp\left[\frac{-1.2}{\left(u_{\Delta}' / S_L^{\rm o}\right)^{0.3}}\right] \left(\frac{\Delta}{\delta_L^{\rm l}}\right)^{2/3} \tag{17}$$

بهطوركلى مىتوان گفت كه D_{th} به عبارت EFD_{th} ارتقاء مىيابد. ضريب ديفيوژن ارتقاءيافته را مىتوان به صورت $D_{th} = D_{th} + (EF - 1)D_{th}$ نوشت. در اين صورت، ترم D_{th} المىتوان بهعنوان ديفيوژن زيرشبكه^٦ تلقى كرد.

مدل جرقه

بهمنظور شبیهسازی فرآیند تزریق انرژی به میدان محاسباتی از روش ساده استفاده شده است. بدین منظور ترم منبع \mathfrak{G}^{k} به معادله آنتالپی افزوده شده است. این ترم 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٪ افزایش پیدا می کند. این افزایش تا جایی است که دمای سلول از حد دمایی تعریف شده عبور نکند. کد این عمل را در طول فرآیند جرقهزنی تکرار می کند. با این روش افزایش دما برای سلولهای درون محدوده کروی به صورت نمایی بوده و حدود ۲٫۰ میلی ثانیه طول می کشد. شکل ۱ روند افزایش دما در محدوده جرقهزنی را نشان میدهد.



چيدمان

در این مطالعه از چیدمانی مشابه با چیدمان تجربی احمد و ماستراکس [36] استفاده شده است. احمد و ماستراکس [36] از چیدمان تونل باد ما و وارهافت الكو [35] گرفتهاند با این قید كه به دلیل مسائل ایمنی، ابعاد آن کوچکتر شده است. چیدمان احمد و ماستراکس [36] که در شکل ۲ نشان داده شده است، از دو داکت مستطیلی شکل موازی تشکیل شده است که طول هر کدام از آنها ۵۰۰ میلیمتر است. این دو داکت با استفاده از یک لبه جداکننده أز هم جدا شدهاند. لبه جداکننده دارای ۵ میلیمتر ضخامت است و لبه انتهایی⁶ 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 پر سوراخ ۵۰ میلیمتر بالاتر از لبه انتهایی نصب شده است. این صفحه دارای سطح اشغال ۲۰۰ 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 $U_b = 3 {
m m/s}$ هستند. با توجه به این چیدمان، هر دو جریان دارای یک سطح توربولانس هستند. دیوارههای مقطعی که جریانها به هم میرسند (پس از لبه انتهایی) و احتراق در آن وجود دارد از جنس کواتز است. سطح مقطع کانال در این قسمت 46x46 mm² است. استفاده از شیشه کوارتز امکان عکسبرداری و اندازه گیریهای نوری را فراهم می کند. سوخت رقیق شده متشکل از ۲۰٪ حجمی متان و ۸۰٪ حجمي هوا است.

¹ Efficiency function

² Sub-grid scale wrinkling

³ Sub-grid scale diffusivity

هفتمين كنفرانس سوخت و احتراق ايران، ٢۴و ٢۵ بهمن ماه ١٣٩۶

⁴ Splitter plate

⁵ Trailing edge

⁶ Perforated plate

⁷ Solidity



شکل ۲ شماتیک چیدمان تجربی احمد و ماستراکس [36].

در مطالعه تجربی [36] ، سرعت محوری (x) جریان غیر احتراقی با استفاده از سیم داغ اندازه گیری شده است. این کار برای هر نقطه ۶ ثانیه بوده و نتایج متوسط گیری شده است. حداکثر میزان خطا ۲٪ پیش بینی شده است [36]. جرقه با استفاده از ۲ الکترود تنگستنی که قطرشان ۱ میلی متر است انجام شده است. فاصله بین نوک دو الکترود در محل تخلیه انرژی ۲ میلی متر بوده است. طول مدت زمان جرقهزنی ۴۰۰ میکروثانیه است که حدود ۱۰۰ میلی ژول انرژی الکتریکی جرقه می شود. ۳۰٪ این مقدار به واکنش دهنده ها منتقل شده و بقیه آن به هدر می رود [7]. از یک دور بین پر سرعت با قابلیت عکس برداری ۴۲۰۰ عکس در ثانیه برای ثبت رخدادهای پس از جرقهزنی در نظر گرفته شده است. عکس ها بررسی شده و لبه شعله با دقت ۱٪ استخراج شده است. کسر مخلوط^۱ با استفاده از روش تشخیص سریع یونیزه شدن شعله^۲ با وضوح مکانی ۱ میلی متر و دقت ۵٪ اندازه گیری شده است.

دامنه حل از ۵۰ میلی متر بالاتر از لبه انتهایی شروع می شود دقیقا در مکانی که صفحه سوراخدار نصب شده است. این دامنه تا ۲۰۰ میلی متر پایین تر از لبه انتهایی ادامه پیدا می کند. ۲ شبکه درشت و ریز باسازمان و با سلول های ششوجهی جهت بررسی عدم وابستگی نتایج استفاده شده است. در این دو شبکه $^{+}$ در کناره دیواره ها کمتر از ۱ است. کیفیت شبکه با استفاده از شبکه $^{+}$ در کناره دیواره ها کمتر از ۱ است. کیفیت شبکه با استفاده از طول مشخصه تیلور ((Λ)) و کلمو گروف $(\eta_{k})^{7}$ مقایسه شده است. همان طور که پوپ [40] بیان می کند، این طول های مشخصه بر اساس روابط زیر که پوپ [40] بیان می کند، این طول های مشخصه بر اساس روابط زیر که پوپ ایم هستند:

- $\eta_k = L_t \operatorname{Re}_L^{-3/4} \tag{14}$
- $\lambda = u_{\rm rms} (15 \, v \,/ \, \varepsilon)^{1/2} \tag{1\Delta}$

که در این روابط، V، $\operatorname{Re}_{L} = u_{ms}L_{i}/v$ لزجت سینماتیکی جریان و L_{i} اندازه بزرگترین گردابه است. طول مشخصه تیلور و کلموگروف با اندازه شبکه در شکل ۳ در راستای محوری دامنه حل مقایسه شده است. مشاهده می شود که اندازه هر دو شبکه از اندازه طول مشخصه تیلور کوچکتر هستند. همچنین نسبت اندازه شبکه به طول کلموگروف برای شبکه ریز ۱۰ و برای شبکه درشت ۲۰ است. این مقایسه بیانگر آن است که شبکههای مورد استفاده به اندازه لازه لزم ریز هستند.



شکل ۳ (بالا) نسبت طول مشخصه تیلور به اندازه شبکه، (پایین) نسبت اندازه شبکه به طول مشخصه کلموگروف.

شرط مرزی بدون لغزش برای همه دیوارهها منظور شده است. برای خروجی جریان از شرط گرادیان صفر استفاده شده است. سرعت متوسط ورودی ۳ متربرثانیه در نظر گرفته شده و بر روی آن سرعتهای نوسانی القا شده است. بهطوری که در کل شدت توربولانس معادل ۲۰٪ است. سرعتهای نوسانی با استفاده از روش تولید توربولانس ارائه شده توسط کرنو^۴ [45] محاسبه شدهاند. در این روش گردابههای تصادفی تولید و به میدان تزریق میشود. مقادیر گونههای شیمیایی در ورودی داده شده و در بقیه مرزها میشود. مقادیر گونههای شیمیایی در ورودی داده شده و در بقیه مرزها بهصورت گرادیان صفر است. شرط فشار گرادیان صفر برای همه مرزها در نظر گرفته شده است درحالی که برای مرز خروجی، فشار بینهایت برابر زوجی، در این مرز از روش میرایی امواج^۵ استفاده شده است. شرایط اولیه حل برای کل دامنه به صورت زیر بوده است:

T = 298 K, $U_b = 3$ m/s, $Y_{CH4} = 0$, $Y_{O2} = 0.233$ and $Y_{N2} = 0.767$. مكانيزم شيميايى DRM-19 [46] مكانيزم محاسبات ترم توليد شيميايى GRI-Mech مكانيزم كاهش يافته مكانيزم DRM-19 مكانيزم 1.2 است. اين مكانيزم داراى ١٩ گونه و ٨۴ واكنش است. در فشار اتمسفريک (١ بار) و نسبت هم ارزى بين ٢,٢ تا ٢ داراى حداكثر خطاى ٨٪ نسبت به مكانيزم 2RI-Mech1.2 است [46].

نتايج

به منظور بررسی استقلال از شبکه، ۲ شبکه ۲۰۰ هزار و یک میلیون سلولی استفاده شده است. در ابتدا نتایج جریان سرد مورد بررسی قرار میگیرد و با نتایج تجربی مرجع [36] اعتبارسنجی میشود. سپس نتایج اشتعال مورد بررسی قرار گرفته و با نتایج تجربی اعتبارسنجی میشود. جدول ۱ مشخصات شبیهسازیهای مختلف را نشان میدهد.

جدول ۱ مشخصات شبیهسازی های مختلف

محل جرقه	دمای اولیه (K)	شبكه	رديف
-	298	ريز	١
(*•.•.•)	798	درشت	٢
(*•.•.•)	747	درشت	٣

⁴ Kornev

⁵ Wave transmissive

³ Taylor and Kolmogorov turbulent microscales

هفتمين كنفرانس سوخت و احتراق ايران، ٢۴و ٢۵ بهمن ماه ١٣٩۶

¹ Mixture fraction

² Fast Flame Ionization Detector (FID)

(*•.•.)	۲۷۳	درشت	۴
(4)	۳۲۳	درشت	۵

جريان سرد



شکل ۴ پروفیلهای عرضی سرعت میانگین در مقاطع مختلف در صفحه z = 0 دایرهها نشاندهنده نتایج تجربی احمد و ماستراکس [36] ، خطوط ممتد نتایج شبکه درشت و خطوط خطچین نتایج شبکه ریز هستند.



شکل ۵ پروفیلهای سرعت نوسانی محوری در مقاطع مختلف در صفحه z = 0 دایرهها نشاندهنده نتایج تجربی احمد و ماستراکس [36] ، خطوط ممتد نتایج شبکه درشت و خطوط خطچین نتایج شبکه ریز هستند.

شکل ۶ نمودار طیف انرژی^۲ یک بعدی را برای شبکه های ریز و درشت نشان می دهد. این نمودار با استفاده از سرعت لحظه ای در نقطه y = z = 0 و mm x = 40 mm و y = z = 0 می شود ناحیه عمان طور که مشاهده می شود ناحیه sub-range برای هر دو شبکه به وضوح وجود دارد. در این ناحیه شیب نمودار طیف به خط 5/3- نزدیک می شود. این نمودار نشان می دهد که هر دو شبکه به اندازه کافی برای حل جریان با استفاده از روش شبیه سازی گردابه های بزرگ ریز هستند.

اختلاط

دو جریان سوخت و هوا پس از رسیدن به یکدیگر در انتهای لبه، شروع به مخلوط شدن میکنند. شکل ۷ کسر مخلوط لحظهای را نشان میدهد. مشاهده میشود در ناحیه 0 = x تا mm x = 30 محده اختلاط به روش نفوذ مولکولی است. از mm 30 mm بعد، به دلیل شکل گرفتن گردابههای ناشی از توربولانس، دو جریان درون یکدیگر نفوذ میکنند. در این شکل، خطچینها نشاندهنده حداکثر نفوذ دو جریان درون همدیگر هستند.





¹ Wake هفتمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران، ۲۴و ۲۵ بهمن ماه ۱۳۹۶ تهران، دانشگاه صنعتی شریف

FCCI-2018-1096

اشتعال

در جدول ۱، ردیفهای ۲ تا ۴ 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. بر اساس تنظیمات روش جرقهزنی، همان طور که در بخش مدل سازی جرقه گفته شد، مدت زمان لازم برای افزایش دما در محل جرقه زدن حدود ۳٫۳ میلیثانیه است لذا مدت زمان کل جرقه زدن در شبیه سازی عددی برابر ۱ میلیثانیه در نظر گرفته شده است تا حداقل به مدت ۴٫۴ میلی ثانیه جریان با دمای بالا در ناحیه جرقهزنی وجود داشته باشد که این زمان با مدت زمان جرقهزنی در مطالعه تجربی احمد و ماستراکس [36] برابر است. با توجه به این تنظیمات، میزان انرژی منتقل شده به جریان ۲۸ میلی ژول است که با مطالعه تجربی [36] مطابقت دارد. در این چهار شبیه سازی، فقط دمای اولیه جریان تنییر می کند. این دماها برابرند با: ۲۴۸، ۲۷۳، ۲۹۸ و ۳۲۳ کلوین.



شبیهسازی عددی با دمای ۲۹۸ کلوین هستند.

شكل ۹ كانتور دما در صفحههاى z = 0 و v = y به همراه خطوط همتراز نسبت هم ارزى يك را نشان مىدهد. مشاهده مىشود كه درنتيجه جرقهزنى، يك هسته شعله كوچك در ms t = 1 تشكيل مىشود. اين هسته شعله شروع به رشد كرده و همزمان به دليل سرعت جريان، به سمت پاييندست رانده مىشود. در صفحه 0 = z مشاهده مىشود كه هسته شعله در مجاورت خط هم ارزى يك رشد مىكند. زيرا در اين ناحيه، كسر مخلوط در محدود قابل اشتعال وجود دارد. اين موضوع به صورت واضح در صفحه yوقتى كسر مخلوط از محدود قابل اشتعال خارج مىشود، هسته شعله دو تكه مىشود.

بهمنظور بررسی دقیق تر جابجایی شعله در طول زمان، مرز بالادست و پاییندست شعله با استفاده از دمای ۱۲۰۰ کلوین مشخص شده و در هر زمان مختصات مکانی آن ثبت می گردد. نتایج بدست آمده برای دماهای اولیه مخلتف در شکل ۱۰ و شکل ۱۱ نشان داده شده است. مقایسه نتایج شبیه سازی با نتایج تجربی احمد و ماستراکس [36] نشان می دهد که شبیه سازی دارای دقت مناسب است. تغییرات لبه بالادست شعله در شکل ۱۰ نشان می دهد که در طول زمان، شعله به سمت پایین دست رانده می شود. با افزایش دما، روند رانده شدن به سمت پایین دست کاهش پیدا می کند. همین روند برای لبه پایین دست کاهش می شود.

سمین رونه برای به پیین است سنت در سنن ۲۰ سنسانه می سود. سرعت انتشار مطلق لبه شعله بر اساس نقاط بالادست و پایین دست شعله محاسبه می شود. برای این محاسبه، بازه زمانی ۲ میلی ثانیه در نظر گرفته شده است لذا به آن سرعت نیمه لحظه ای^۲ شعله گفته می شود. نتایج سرعت پایین دست در شکل ۱۳ نشان داده شده است. مشاهده می شود که سرعت انتشار لبه بالادست شعله در طول زمان افزایشی است در صورتی که سرعت لبه پایین دست کاهشی است. این امر را می توان به سطح اختلاط مخلوط مرتبط دانست. با فاصله گرفتن از لبه انتهایی و حرکت به سمت پایین دست، میزان اختلاط افزایش می یابد.



¹ Mixture fraction ² Flammability هفتمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران، ۲۴و ۲۵ بهمن ماه ۱۳۹۶ تهران، دانشگاه صنعتی شریف



شکل ۹ کانتور دمای هسته شعله در زمانهای مختلف پس از اشتعال برای دمای ورودی ۲۹۸ کلوین، (الف) صفحه 0 = y و (ب) z = 0



شکل ۱۰ تغییرات مکان بالادست شعله نسبت به زمان برای دماهای اولیه مختلف. دایرهها نشاندهنده نتایج تجربی میانگین احمد و ماستراکس [36]

تند



شکل ۱۱ تغییرات مکان پاییندست شعله نسبت به زمان برای دماهای اولیه مختلف. دایرهها نشاندهنده نتایج تجربی میانگین احمد و ماستراکس [36] هستند.



سرعت انتشار نسبی لبه شعله در لبه بالادست و پاییندست به ترتیب در شکل ۱۴ و شکل ۱۵ نشان داده شده است. بدلیل اینکه گام زمانی ۲ میلی ثانیه در نظر گرفته شده است، نتایج دارای نوسان هستند. حداکثر سرعت انتشار نسبی در این دو شکل برابر با ۳ متربر ثانیه است. هنگامی که سرعت انتشار نسبی لبه بالادست برابر سرعت جریان شود به معنی آن است که پایداری محلی رخ داده و لبه بالایی شعله برای مدت کوتاهی ثابت میماند. در شکل ۱۴ ملاحظه می شود که سرعت انتشار نسبی در لبه بالادست شعله در طول زمان افزایش پیدا می کند یعنی آنکه هر چه شعله از لبه جداکننده دورتر می شود، سرعت انتشار نسبی آن در لبه بالادست بیشتر می شود. دلیل آن را می توان در بهتر شدن اختلاط سوخت و هوا دانست.







 $(U_b=3~{
m m/s})$ مختلف در طول زمان

شکل ۱۶سرعت انتشار نسبی میانگین لبه بالادست و پاییندست شعله برای دماهای اولیه مختلف را نشان میدهد. این نتایج از میانگین گیری شکل ۱۴ و شکل ۱۵ بدست آمده است. در شکل ۱۶ مشاهده می شود که با افزایش دمای هوای ورودی، سرعت انتشار لبه شعله افزایش پیدا می کند. نکته قابل توجه آن است که سرعت انتشار لبه بالادست و پاییندست شعله متفاوت از هم هستند. در واقع، به لحاظ آماری، لبه بالادست شعله بیشتر در معرض نوسانات کسر مخلوط و یا همان نسبت هم ارزی محلی است. این امر در مورد لبه پاییندست کمتر اتفاق میافتد. این موارد در شکل ۱۷ با استفاده از هیستوگرام نسبت هم ارزی در لبه بالادست و پاییندست شعله نشان دادهشده است. بهمنظور رسم هیستوگرام، از معیار دمای ۵۰۰ کلوین برای لبه بالادست و پاییندست استفاده شده است. در این دما، نرخ واکنشها کم بوده و می توان فرض کرد که در این مکان مخلوط واکنش نداده است. مدت زمان پردازش داده تا زمانی است که لبه بالادست و یا پاییندست به انتهای دامنه حل مدنظر (x = 100 mm) برسند. در شکل ۱۷ مشاهده می شود که در همه دماها، در لبه بالادست، نمودار هیستوگرام دارای توزیع یکنواخت و با تعداد رخداد بالا است اما در لبه پاییندست، توزیع یکنواخت نبوده و در برخی از نسبت همارزیها، تعداد رخداد صفر است. بنابراین لبه بالادست و سرعت انتشار نسبی بدست آمده از آن مقدار دقیق تری دارد.

بر اساس آنچه از نمودارهای شکل ۱۶ بدست میآید، با تغییرات اندک دمای اولیه، نرخ انتشار لبه شعله تغییر میکند. بدین معنی که به ازای ۷۵ درجه تغییر در دمای اولیه، سرعت انتشار لبه شعله ۴۰ درصد تغییر میکند. یعنی از ۱ متربرثانیه به ۱٫۴ متربرثانیه میرسد.





با انتخاب لبه بالادست به عنوان معیار مناسب جهت ارزیابی سرعت انتشار شعله، سرعت انتشار بدست آمده با سرعت شعله آرام و آشفته در شکل ۱۸ مقایسه شده است. مشاهده می شود که در همه دماها، سرعت انتشار شعله آرام بسیار کمتر از سرعت انتشار بدست آمده، است. سرعت انتشار شعله آشفته نیز با استفاده از رابطه (۱۶) ارائه شده توسط کالوین و ویلیامز [47] محاسبه و نشان داده شده است.

$$S_{t} / S_{L} = \left\{ 0.5 \left[1 + \sqrt{1 + 8C \left(u_{ms} / S_{L} \right)^{2}} \right] \right\}^{3/2}$$
(19)

مشاهده می شود که سرعت شعله آشفته نیز از مقدار بدست آمده بسیار کمتر است. بر اساس آنچه که برای سرعت انتشار شعله لبه دار مطرح است، استفاده از ضریب $\sqrt{\rho_u/\rho_b}$ است [17]. تصحیح سرعت انتشار شعله آرام و آشفته با استفاده از این ضریب باعث بهبود نتایج می شود به طوری که

هفتمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران، ۲۴و ۲۵ بهمن ماه ۱۳۹۶ تهران، دانشگاه صنعتی شریف

سرعت انتشار شعله آشفته تصحیح شده دقیقا منطبق بر سرعت انتشار بدست آمده، است.



اثر افزایش دما بر قطر هسته شعله و تغییرات آن در طول زمان در شکل ۱۹ نشان داده شده است. همان طور که انتظار می فت، با افزایش دمای اولیه، قطر هسته شعله و میزان رشد آن بیشتر می شود. به طور کلی، میزان تغییرات رشد هسته شعله از دمای ۲۹۸ به ۳۲۳ کلوین بسیار کم است. همین موضوع در مورد سرعت انتشار نسبی میانگین نیز دیده می شود.



نتيجهگيرى

فرآیند اشتعال در جریان بدون لایه برشی با استفاده از روش شبیهسازی گردابههای بزرگ و مدل شعله ضخیم شده بررسی شد. سرعت محوری میانگین و نوسانی بدست آمده و نیز کسر مخلوط در جریان سرد با نتایج تجربی اعتبارسنجی شد. مکان لبه بالادست و پایین دست شعله نیز با نتایج تجربی مقایسه شده و بیان کننده دقت مناسب در شبیه سازی فرآیند اشتعال است. سرعت انتشار مطلق و نسبی لبه بالادست و پایین دست شعله محاسبه شد. نتایج نشان می دهد که با افزایش زمان و نزدیک شدن شعله به پایین دست، سرعت انتشار لبه بالادست افزایش پیدا می کند زیرا اختلاط نسبی لبه شعله نشان می دهد که با افزایش دمای حدود ۸۰ کلوین، سرعت نسبی لبه شعله نشان می دهد که با افزایش دمای حدود ۸۰ کلوین، سرعت انتشار شعله لبه دار ۲۰٪ افزایش پیدا می کند. همین روند برای قطر هسته شعله نیز وجود دارد. مقایسه بین سرعت انتشار شعله لبه دار بدست آمده با

سرعت انتشار شعله آرام و آشفته و تصحیح شده آنها با مجذور چگالی نشان میدهد که شعله آشفته تصحیح شده بهترین نتیجه را دارد.

فهرست علائم

c_p	J/kgK	گرمای ویژه در فشار ثابت
C_s		نابت مدل اسماگورینسکی
D_{th}		ديفيوژن حرارتي
h_s		نتالپی محسوس
l_t	m	مقياس طول انتگرالي جريان آشفته
р	N/m ²	فشار
¢		نرژی جرقەزنی
S_L	m/s	سرعت انتشار شعله
S_{ij}	1/s	رخ کرنش
и	m/s	سرعت جريان
$V_{k,i}$	m/s	مولفه iام سرعت نفوذی گونه kام
Y_k	Kg/kg	کسر جرمی گونه <i>k</i> ام
Ζ	-	کسر مخلوط

		فهرست علائم يونانى
δ_L	m	ضخامت شعله
ρ	kg/m ³	چگالی
w.		نرخ توليد گونه <i>ا</i> ام
Ŵŗ		نرخ آزادسازی انرژی

مراجع

- E. Mastorakos, "Ignition of turbulent non-premixed flames," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 35, p. 57–97, 2009.
- [2 A. Dreizler, S. Lindenmaier, U. Maas, J.Hult, M.Ald'en and C.F.Kaminsk, "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, 287–294 (2000), vol. 70, pp. 287-294, 2000.
- [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*, vol. 120, p. 144–156, 2016.
- [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*, vol. 30, pp. 809-817, 2005.
- [5 I. 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*, vol. 164, p. 303–318, 2016.
- [6 G. Lacaze, E. Richardson and T. Poinsot, "Large eddy
] simulation of spark ignition in a turbulent methane jet," *Combustion and Flame*, vol. 156, pp. 1993-2009, 2009.
- [7 S. Ahmed and E. Mastorakos, "Spark ignition of lifted
-] turbulent jet flames," Combustion and Flame, vol. 146, p.

هفتمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران، ۲۴و ۲۵ بهمن ماه ۱۳۹۶

- 4] premixed turbulent hydrogen jet with coaxial air," International J. of Hydrogen Energy, vol. 35, pp. 10596-10597, 2010.
- [2 C. S. Yoo and H. G. Im, "Transient dynamics of edge
- 5] flames in a laminar nonpremixed hydrogen-air counterflow," Proceeding of the Combustion Institue, vol. 30, pp. 349-356, 2005.
- [2 R. Owston and J. Abraham, "Exploratory studies of
- 6] modeling approaches for hydrogen triple flames," International J. of Hydrogen Energy, vol. 36, pp. 8570-8582, 2011.
- [2 S. VEERAVALLI and Z. WARHAFT, "The shearless
- 7] turbulence mixing layer," Journal of Fluid Mechanics, vol. 207, pp. 191-229, 1989.
- [2 L. MYDLARSKI and Z. WARHAFT, "On the onset of
- 8] high-Reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulence," Journal of Fluid Mechanics, vol. 320, pp. 331-368, 1996.
- [2 S. GERASHCHENKO, G. GOODAND and Z.
- 9] WARHAFT, "Entrainment and mixing of water droplets across a shearless turbulent interface with and without gravitational effects," Journal of Fluid Mechanics, vol. 668, pp. 293-303, 2011.
- [3 G. H. Good, S. Gerashchenko and Z. Warhaft.
- 0] "Intermittency and inertial particle entrainment at a turbule nt interface: the effect of the largescale eddies,'
 - Journal of Fluid Mechanics, vol. 694, pp. 371-398, 2012.
- [3 P. J. Ireland and L. R. Collins, "Direct numerical
- 1] simulation of inertial particle entrainment in a shearless mixing layer," Journal of Fluid Mechanics, vol. 704, pp. 301-332, 2012.
- [3 M. Iovieno, S. D. Savino, L. Gallana and D. Tordella,
- 2] "Mixing of a passive scalar across a thin shearless layer: concentration of intermittency on the sides of the turbulent interface," Journal of Turbulence, vol. 15, pp. 311-334, 2014.
- [3 M. Fathali and M. K. Deshiri, "Sensitivity of the two-
- 3] dimensional shearless mixing layer to the initial turbulent kinetic energy and integral length scale," PHYSICAL REVIEW E, vol. 93, p. 043122, 2016.
- [3 E. MASTORAKOS, T. A. BARITAUD and T. J.
- 4] POINSOT, "Numerical Simulations of Autoignition in Turbulent Mixing Flows," COMBUSTION AND FLAME, vol. 109, pp. 198-223, 1997.
- [3 B. Ma and Z. Warhaft, "Some aspects of the thermal
- 5] mixing layer in grid turbulence," Physics of Fluids, vol. 29, p. 3114, 1986.
- [3 S. F. Ahmed and E. Mastorakos, "Spark ignition of a
- 6] turbulent shear-less fuel-air mixing layer," Fuel, pp. 297-304, 164, 2016.
- [3 T. Poinsot and D. Veynante, Theoretical and Numerical in 7] Combustion, 2nd Edition, Edwards, 2005.
- "GENERAL CIRCULATION [3 J. Smagorinsky,
- 8] EXPERIMENTS WITH THE PRIMITIVE EQUATIONS," Monthly Weather Review, vol. 91, pp. 99-164, 1963.
- [3 L. Gicquel, G. Staffelbach and T. Poinsot, "Large Eddy
- 9] Simulation of gaseous flames in gas turbine combustion chambers," Progress in Energy and Combustion Science, vol. 38, pp. 782-817, 2012.
- [4 S. B. Pope, Turbulent Flows, Cambridge, United Kingdom
- 0] : Cambridge Univesity Press, 2000.
- [4 T. Butler and P. Rourke, "A numerical method for two

215-231, 2006.

- [8 C. Zhi, R. Shaohong and S. Nedunchezhian, "Numerical study of transient evolution of lifted jet flames: partially premixed flame propagation and influence of physical dimensions," Combustion Theory and Modelling, no. DOI: 10.1080/13647830.2016.1161237., 2016.
- [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, vol. 9, no. 2 (in persian), pp. 1-19, 2016.
- [1 S. Ahmed, R. Balachandran, T. Marchione and E.
- 0] Mastorakos, "Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames," Combustion and Flame, vol. 151, p. 366-385, 2007.
- [1 V. Subramanian, P. Domingo and L. Vervisch, "Large
- 1] eddy simulation of forced ignition of an annular bluff-body burner," Combustion and Flame, vol. 157, p. Pages 579-601, 2010.
- [1 A. Triantafyllidisa, E. Mastorakosa and R. Eggelsb, "Large
- 2] Eddy Simulations of forced ignition of a non-premixed bluff-body methane flame with Conditional Moment Closure," Combustion and Flame, vol. 156, p. 2328-2345, 2009
- [1 A. Eyssartier, B. Cuenot, L. Y. Gicquel and T. Poinsot,
- 3] "Using LES to predict ignition sequences and ignition probability of turbulent two-phase flames," Combustion and Flame, vol. 160, pp. 1191-1207, 2013.
- [1 J.-F. Bourgouin, D. Durox, T. Schuller, J. Beaunier and S.
- 4] Candela, "Ignition dynamics of an annular combustor equipped with multiple swirling injectors," Combustion and Flame, vol. 160, pp. Volume 160, Issue 8, August 2013, Pages 1398-1413, 2013.
- [1 M. Boileau, G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Poinsot and C.
- 5] Bérat, "LES of an ignition sequence in a gas turbine engine," Combustion and Flame, vol. 154, p. 2-22, 2008.
- [1 M. Klein, N. Chakraborty, K. W. Jenkins and R. S. Cant,
- "Effects of initial radius on the propagation of premixed 61 flame kernels in a turbulent environment," PHYSICS OF FLUIDS, vol. 18, p. 055102, 2006.
- [1 S. Chung, "Stabilization, propagation and instability of
- 7] tribrachial triple flames," Proceeding of the Combustion Institue, vol. 31, pp. 877-892, 2007.
- [1 J. Buckmaster, "Edge-flames," Progress in Energy and
- 8] Combustion Science, vol. 28, pp. 435-475, 2002.
- [1 S. F. Ahmed and E. Mastorakos, "Spark ignition of a turbulent shear-less fuel-air mixing layer," Fuel, vol. 164, pp. 297-304, 2016.
- [2 M. 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, no. DOI: 10.1007/s10494-017-9818-x, 2017.
- [2 L. K.M., "Toward an understanding of the stabilization
- 1] mechanism of lifted turbulent jet flames: experiments," Prog Energy Combust Sci, vol. 33, pp. 211-231, 2007.
- [2 V. Favier and L. Vervisch, "Investigating the effects of 2] edge flames in liftoff in non-premixed turbulent combustion," Proceeding Combust Institue, vol. 27, pp. 1239-1245, 1998.
- [2 Y. Mizobuchi, S. Tachibana, J. Shinio, S. Ogawa and T.
- 3] Takeno, "A numerical analysis of the structure of a turbulent hydrogen jet lifted flame," Proc Combust Inst, vol. 29, pp. 2009-2015., 2002.
- [2 J. Oh and Y. Yoon, "Flame stabilization in a lifted non-
- هفتمين كنفرانس سوخت و احتراق ايران، ٢۴و ٢۵ بهمن ماه ١٣٩۶

- 1] dimensional unsteady reacting flows," *Symposium* (*International*) on Combustion, vol. 16, pp. 1503-1515, 1977.
- [4 T. Poinsot and D. Veynante, Theoretical and Numerical
- 2] Combustion, Philadelphia, USA: Edwards, 2005.
- [4 O. Colin, F. Ducros, D. Veynante and T. Poinsot, "A
- 3] thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion," *Physics of Fluids*, vol. 12, p. http://dx.doi.org/10.1063/1.870436, 2000.
- [4 M. Shahsavari, M. Farshchi and M. H. Arabnejad, "Large
- 4] Eddy Simulations of Unconfined Non-reacting and Reacting Turbulent Low Swirl Jets," *Flow, Turbulence and Combustion,* vol. 98, pp. 817-840, 2017.
- [4 N. Kornev and E. Hassel, "Method of random spots for
- 5] generation of synthetic inhomogeneous turbulent fields with prescribed autocorrelation functions," *COMMUNICATIONS IN NUMERICAL METHODS IN ENGINEERING*, vol. 23, pp. 35-43, 2007.
- [4 A. Kazakov and M. Frenklach,
- 6] "http://www.me.berkeley.edu/drm/," [Online].
- [4 P. Clavin and F. Williams, "Effects of Moleculare
 7] Diffusion and of Thermal Expansion on the Structure and Dynamics of Premixed Flames in Turbulent Flows of Large Scale and Low Intensity," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 116, pp. 251-282, 1982.