

بررسی اثر شتاب گریز از مرکز بر روی سرعت انتشار جبهه شعله در احتراق پیش آمیخته

سید قاسم مشیر استخاره^۱، علیرضا مستوفی زاده^{۲*}، مهرداد بزاززاده^۳

۱- دانشجوی دکتری، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان، ghasemmoshir@gmail.com

۲- دانشیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان، ar.mostofi@gmail.com

۳- دانشیار، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان، bazazzadeh@mut-es.ac.ir

* نویسنده مخاطب

(تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۸/۲۰، دریافت آخرین اصلاحات: ۱۴۰۱/۰۱/۳۱، پذیرش: ۱۴۰۱/۰۲/۰۱)

چکیده: افزایش سرعت انتشار شعله به کمک نیروی گریز از مرکز که توسط لوئیس مطرح شده است، چالش جدیدی است که می‌تواند منجر به کاهش طول محفظه احتراق و در نتیجه افزایش نسبت نیروی جلوبرنده به وزن شود. در این تحقیق، اثر نیروی گریز از مرکز بر روی سرعت انتشار شعله در احتراق پیش‌آمیخته به کمک شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (LES) احتراق پیش‌آمیخته مخلوط هوا - پروپان در یک لوله دوبعدی با دو انتهای بسته و در بستر نرم‌افزار متن‌باز اوپن‌فوم بررسی شد. مقایسه نتایج حاصل از حل عددی با نتایج آزمایشگاهی، حدود ۸ درصد خطا را در بحرانی‌ترین شتاب گریز از مرکز (۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه) نشان داد. به‌منظور بررسی تأثیر مدل اغتشاشی، شبیه‌سازی احتراق به کمک مدل اغتشاشی k-ε نیز برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه با مدل LES مقایسه شد و ملاحظه شد که شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، سرعت انتشار و چین‌خوردگی سطح شعله را با دقت بالاتری مدل‌سازی می‌کند. بررسی پارامتر چین‌خوردگی سطح شعله، نشان داد که در شتاب گریز از مرکز ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، چین‌خوردگی سطح شعله به‌طور ناگهانی افزایش و سپس به سرعت کاهش می‌یابد که به نوعی خاموشی شعله را در شتاب گریز از مرکز مورد نظر نشان می‌دهد. سپس اثر طول لوله بر روی سرعت انتشار شعله و چین‌خوردگی سطح شعله در شتاب ۲۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه بررسی شد و ملاحظه شد با افزایش طول لوله و افزایش فاصله از مبدأ دوران، نیروی گریز از مرکز القایی افزایش و در نتیجه سرعت انتشار و چین‌خوردگی افزایش می‌یابد.

کلیدواژگان: نیروی جلوبرنده، احتراق، پیش‌آمیخته، اوپن‌فوم، چین‌خوردگی

مقدمه

موتورهای توربین گاز انقلابی را در زمینه تولید توان به وجود آورده‌اند و یکی از مهم‌ترین نمودهای آن در صنایع هوایی و پرواز است. قابلیت‌های مهم موتورهای توربین گاز در مقایسه با موتورهای پیستونی از جمله عملکرد بهینه‌تر در ارتفاعات بالاتر، نسبت توان به وزن بالا و بهبود قابلیت اطمینان، طراحان توربین گاز را طی دهه‌های اخیر به تحقیق و توسعه موتورهای توربین گاز تشویق کرده است.

یکی از چالش‌های مهم در موتورهای توربین گاز، افزایش بازده انرژی و همچنین کاهش اثرات زیست محیطی شامل کاهش انتشار کربن و آلاینده‌ها است. با توجه به فضایی که محفظه احتراق اشغال می‌کند، بهبود عملکرد موتور از دو طریق

افزایش "نیروی جلوبرنده"^۱ با وزن و مصرف سوخت معادل یا دستیابی به نیروی جلوبرنده معادل، با وزن کمتر و مصرف سوخت بهینه‌تر، امکان‌پذیر است [۱]. یکی از روش‌های بهبود نسبت نیروی جلوبرنده به وزن موتور که به تازه‌گی مطرح شده است، ایده محفظه‌های احتراق مافوق فشرده است که در آن بخشی از هوای پرفشار در خروجی کمپرسور به همراه سوخت به فضای خالی^۲ که پیرامون قطر خارجی موتور قرار گرفته است، به‌عنوان ناحیه اولیه احتراق، وارد شده و سپس اختلاط و احتراق در محفظه احتراق صورت می‌گیرد؛ در نتیجه محفظه احتراق قابلیت کاهش طول قابل‌توجهی داشته و لذا وزن موتور کاهش پیدا کرده و نسبت نیروی جلوبرنده به وزن، بهبود می‌یابد [۲].

ورود سیال به فضای خالی می‌تواند به دو طریق صورت بگیرد، در روش اول سوخت و هوا از دیواره‌های بالادست و پایین- دست فضای خالی، به طریقی تزریق می‌شوند که گردابه تولید شده در اثر اختلاط سوخت و هوا در فضای خالی، پایدار بماند و محور چرخش گردابه، مماس با محیط پیرامون موتور شود (شکل ۱-الف). این روش، احتراق گردابه محصور شده^۳ نامیده می‌شود [۳،۴]. در روش دوم، هوا و یا سوخت از بالادست یا دیواره قطر خارجی فضای خالی، با زاویه مماسی تزریق می‌شود؛ در نتیجه یک چرخش پیرامونی توده‌ای در فضای خالی پیرامونی القاء می‌شود (شکل ۱-ب). سرعت چرخش توده به گونه‌ای است که نیروی گریز از مرکز (در اثر چرخش جریان) به سیال درون فضای خالی وارد شود. این نرخ شتاب می‌تواند برحسب ثابت گرانش زمین و به‌صورت $\frac{u_{tan}^2}{rg}$ محاسبه شود [۵]. با این ترتیب که u_{tan} سرعت مماسی برحسب متر بر ثانیه، g شتاب گرانش زمین و برابر $9/806$ متر بر مجذور ثانیه و r فاصله از مبدأ چرخش و بر حسب متر است. در حالت آزمایشگاهی تاکنون محفظه‌های احتراق با این نوع، تحت شرایط عملکردی، به بار شتاب گرانش در محدوده بین 300 متر بر مجذور ثانیه و 3000 متر بر مجذور ثانیه دست یافته‌اند. این روش، احتراق تحت شتاب گرانش بالا^۴ نامیده می‌شود [۶].

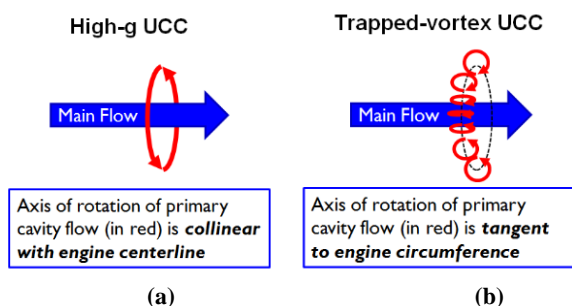


Figure 1- Schematic of (a)trapped-vortex combustion and (b)High-g combustion [3]

شکل ۱- طرحواره محفظه احتراق مافوق فشرده. الف- تحت گردابه محصورشده و ب- تحت شتاب گرانش بالا [۳]

ایده احتراق تحت شتاب گرانش بالا از تحقیقات صورت گرفته توسط لوئیس^۵ نشئت گرفته است [۷]. لوئیس آزمایشی ترتیب داد و در آن یک لوله از جنس فولاد به طول $1/83$ متر را با مخلوط سوخت و هوا پرکرد و لوله را حول محور عمود بر محور طولی لوله (مشابه یک ملخ) چرخاند. پس از دستیابی به شتاب مطلوب (که برحسب متر بر مجذور ثانیه بیان می‌شود)، مخلوط در لوله به‌وسیله یک منبع جرقه‌زن، محترق و محل جبهه شعله به کمک تجهیزات آزمایشگاهی بررسی شد. لوئیس هیچ اثری را روی سرعت شعله تا شتاب گریز از مرکز 500 متر بر مجذور ثانیه ملاحظه نکرد. وقتی لوئیس از مخلوط هوا - هیدروژن استفاده کرد، نتایج متفاوتی را ملاحظه کرد. در آنجا سرعت شعله در مخلوط استوکیومتری در فشار اتمسفریک بدون

1. Thrust
2. Cavity
3. Trapped Vortex Combustion
4. High-g Combustion
5. Lewis

تغییر باقی ماند. لوئیس بر پایه مشاهدات خود یک تئوری با عنوان انتقال حباب^۱ ارائه کرد [۸]. لوئیس معتقد بود که حباب‌های شعله‌ی در حال انتشار که در یک مخلوط سوخت و هوای غلیظ‌تر غوطه‌ور شده است توسط نیروهای شناوری القاء شده به وسیله شتاب گریز از مرکز و در جهت مخالف آن نیروها برانگیخته می‌شود. در یک لوله چرخان نیروی گریز از مرکز در جهت خارج از مرکز چرخش بوده و نیروی شناوری حاصل، در جهت داخل است [۹].

دو مطالعه محاسباتی قابل توجه تاکنون تئوری انتقال حباب را صحت‌گذاری کرده‌اند. در تحقیق زلینا^۲ و همکارانش، آزمایش لوئیس با استفاده از محاسبه جریان دوبعدی، غیردائم و آرام با مخلوط هوا - هیدروژن صحت‌گذاری شد [۱۰]. مطالعه دقیق‌تر و جدیدتری توسط برابونز^۳ و همکارانش [۱۱] انجام شد. در این تحقیق آزمایش لوئیس به صورت یک هندسه مستطیلی و در واقع نیمی از هندسه دوبعدی، به طوریکه وجه سمت چپ، بالا و سمت راست به صورت دیواره و وجه پایینی به صورت شرط تقارن در نظر گرفته شد. پروپان-هوا، کروسین-هوا و اکتان-هوا پیش‌آمیخته، به عنوان مخلوط‌های سوخت و هوا در نظر گرفته شد. نتایج گزارش شده دارای تطبیق مناسبی با داده‌های آزمایشگاهی لوئیس بود. در تحقیقی دیگر توسط لاپسا^۴ و همکارانش [۱۲] یک شعله پایدار در سه شکل مجزا^۵ بررسی شد. هدف، بررسی اثرات بار گریز از مرکز در سه حالت صفر، مثبت و منفی بر روی انتشار شعله بود. انتشار شعله به کمک تصاویر سایه‌نگاشت^۶ بررسی شد. فاصله‌ای که در آن جبهه شعله به سمت دیوار مقابل انتشار می‌یابد طول انتشار را مشخص می‌کند. آن‌ها ملاحظه کردند که طول انتشار برای مجرای مستقیم به صورت خطی، وابسته به سرعت ورودی بود. برای سه شکل مجرا، با افزایش سرعت ورودی، طول انتشار مستقل از سرعت ورودی است. همچنین برای سرعت‌های بالاتر از ۲۵ متر بر ثانیه، شعله مجرای مستقیم دچار خاموشی شد و شعله‌ی تحت بار مثبت تا سرعت حدود ۷۰ متر بر ثانیه پایدار باقی ماند. سرعت مرزی متناسب با شتاب گریز از مرکز و در حدود ۱۱۰۰ متر بر مجذور ثانیه بود. لذا تحقیق لاپسا و داهم^۷ [۱۲] اطلاعاتی را فراهم کرد که متصل به تحقیقات لوئیس شد. به این ترتیب حد ممکن نقطه شروع اثرات گریز از مرکزی قابل محاسبه شد. حد مورد نظر در شروع اثرات گریز از مرکزی در آزمایش لوئیس ۳۵۰ متر بر مجذور ثانیه بود. تفاوت اصلی این آزمایش با آزمایش لوئیس [۷] این بود که میدان جریان در هندسه آزمایش لوئیس به صورت حجم ثابت بود در حالی که میدان جریان در آزمایش لاپسا [۱۲]، به صورت فشار ثابت بود. در تحقیق سیریگنانو^۸ و همکارانش [۱۳] تحلیل یک چرخه^۹ ساده به منظور مقایسه افزایش توان موتور در اثر استفاده از احتراق در توربین، استفاده از پس‌سوز و ترکیبی از احتراق در توربین و پس‌سوز با طول کاهش یافته، انجام شد. نتایج آن‌ها نشان داد که احتراق در توربین در مقایسه با یک پس‌سوز ساده می‌تواند مقدار مشابهی نیروی رانش با طول کوتاه‌تر موتور یا نیروی رانش بالاتر با طول موتور مشابه، تولید کند. علاوه بر نتایج تحلیلی که توسط لوئیس [۹، ۸] و سیریگنانو [۱۳] به دست آمد، آزمایش‌هایی بر روی دستگاه تست محفظه احتراق مافوق فشرده که در آزمایشگاه تحقیقاتی نیروی هوایی امریکا ساخته شده است، توسط محققان انجام شد. آنتنین^{۱۰} و همکارانش [۱۴]، رژیم‌های احتراقی دستگاه تست محفظه احتراق مافوق فشرده را مورد تحلیل قرار داده و ملاحظه کردند که فرایندهای احتراق، عمدتاً در رژیم واکنش‌های توزیع شده است. بنابراین دلالت بر این مطلب می‌کند که انتقال اغتشاش، یک فاکتور مهم در عملکرد محفظه‌های احتراق مافوق فشرده است. کواله و همکارانش [۱۵] اندازه‌گیری سرعت‌سنجی لیزری داپلر را در یک فضای خالی احتراق انجام دادند. نتایج، سرعت‌های متناظر با بار شتاب گرانش

1. Bubble Transport Hypothesis

2. Zelina

3. Briones

4. Lapsa

5. Duct

6. Shadowgraph

7. Dahm

8. Sirignano

9. Cycle

10. Anthenien

به اندازه ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه را نشان دادند. زلینا و همکارانش [۵] نیز آزمایش صورت گرفته توسط کوآله^۱ و همکارانش [۱۵] را مورد بررسی قرار دادند و رژیم احتراق در محفظه احتراق مافوق فشرده آزمایشگاه نیروی هوایی امریکا را تحلیل کردند؛ نتیجه این بود که سرعت اغتشاش و مقیاس طولی، هر دو با افزایش تزریق جریان به درون فضای خالی، به علت کاهش قابل توجه در عدد رینولدز اغتشاش، کاهش می‌یابد. جدیدترین تحقیقی که برای تحلیل عددی آزمایش لوئیس انجام شده است، توسط لیو^۲ و همکارانش [۱۶] صورت گرفته است. میدان محاسباتی که توسط آن‌ها در نظر گرفته شده بود، در مقایسه با براینونز [۱۱] به صورت مستطیلی و دوبعدی و بدون محور تقارن بود. نتایجی که ارائه شد دارای دقت مناسبی نسبت به داده‌های آزمایشگاهی بود. امامی کوپائی و مظاهری [۱۷] به کمک مدل احتراقی چین‌خوردگی سطح شعله ولر^۳، حضور موانع صلب، با نسبت انسداد و هندسه‌های مختلف را بر روی شتاب‌گیری شعله و فشار حاصل از انتشار شعله پیش‌آمیخته با استفاده از شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، بررسی کردند. حاجی علی گل و مظاهری [۱۸] نیز با استفاده از مدل احتراق چین‌خوردگی سطح شعله ولر و به کمک شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، پاسخ شعله و اثر تغییر نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی را بر پاسخ شعله مورد بررسی قرار دادند. طراحی یک محفظه احتراق مافوق فشرده با هدف افزایش سرعت مماسی و در نتیجه آن افزایش نیروی گریز از مرکز، زمینه تحقیقی بود که توسط دمارکو^۴ و همکارانش [۱۹] صورت گرفت. نتایج آزمایشگاهی و تحلیل دینامیک سیالات محاسباتی، کاهش طول محفظه احتراق و بهبود محدوده عملکردی و پروفیل دمای خروجی از محفظه احتراق را نشان داد. اردمان^۵ و همکارانش [۲۰] امکان افزایش اختلاط مغشوش را به کمک نیروهای حجمی گریز از مرکز بالا در یک شکل داکت منحنی که در آن مخلوط پروپان- هوای پیش‌آمیخته به‌عنوان جریان ورودی به داکت بود، مورد بررسی قرار دادند و ملاحظه کردند که به سبب اختلاط بهتر مخلوط سوخت و هوا در اثر نیروهای گریز از مرکز وارد شده به مخلوط در عبور از داکت منحنی، مشخصه‌های سرعت شعله و محدوده خاموشی بهبود پیدا کرد. تأثیر "ناپایداری رایلی-تیلور"^۶ در جریان‌های واکنشی و در یک داکت منحنی با دو ورودی جریان متفاوت نیز زمینه تحقیق سایکس^۷ و همکارانش [۲۱] بود. آن‌ها ملاحظه کردند که به سبب انحناء داکت و وارد شدن نیروی گریز از مرکز به مخلوط، سرعت شعله مغشوش در قیاس با جریان عبوری از کانال مستقیم (و در نتیجه عدم وارد شدن نیروی گریز از مرکز به مخلوط)، افزایش پیدا کرد.

با توجه به آزمایش‌های ارزشمند لوئیس و شرایط آزمایش، که مخلوط هوا - پروپان در یک لوله بسته قرار داشت، حد شروع اثرات گریز از مرکزی ۳۵۰ متر بر مجذور ثانیه بود و بیشینه شتاب سرعت شعله در شتاب بین ۲۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه تا ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه بود. لوئیس نتیجه گرفت که از شتاب ۳۵۰۰ متر بر مجذور ثانیه به بعد افزایش سرعت شعله کاهش پیدا می‌کند تا اینکه خاموشی شعله اتفاق می‌افتد. تحقیقاتی که تاکنون به منظور تحلیل عددی آزمایش لوئیس صورت گرفته است [۱۶، ۱۱، ۱۰]، عمدتاً به صورت دوبعدی مستطیل شکل بوده و مدل اغتشاشی مورد استفاده نیز، کی-اِپسیلون^۸ و کی-امگا اس‌اس‌تی^۹ بوده است. همچنین با توجه به اهمیت بالای اثر شتاب گریز از مرکز بر روی سرعت انتشار شعله که در محفظه‌های احتراق مافوق فشرده مهم‌ترین پارامتر است؛ لذا در این تحقیق نیز، بررسی عددی اثر شتاب گریز از مرکز بر روی سرعت شعله مدنظر قرار گرفته است. بدین منظور مشابه تحقیقاتی که در قسمت قبل به آن اشاره شد، هندسه به صورت دوبعدی در نظر گرفته می‌شود [۱۶، ۱۱، ۱۰] با این تفاوت که دو انتهای مدل محاسباتی، مشابه آزمایش لوئیس [۷-۹] به صورت درپوش کروی در نظر گرفته می‌شود تا برخورد موج فشاری تولیدی در اثر فرایند جرقه‌زنی، به انتهای لوله و بازگشت آن به

1. Quaale
 2. Liu
 3. Weller
 4. DeMarco
 5. Erdmann
 6. Rayleigh-Taylor Instability
 7. Sykes
 8. k-ε
 9. k-ω SST

شیوه صحیح تری مدل سازی شود (شکل ۲). بدین ترتیب تأثیر برخورد موج فشاری به سطح شعله و میزان چین خوردگی^۱ سطح شعله، همچنین اثر طول لوله نیز بر روی سرعت انتشار شعله و میزان چین خوردگی سطح شعله، بررسی خواهد شد. در این تحقیق احتراق پیش آمیخته پروپان-هوا بر پایه شبیه سازی گردابه های بزرگ به کمک حل گر زای فوم^۲ در نرم افزار منبع باز اوپن فوم^۳ بررسی شده است [۲۲].

در حالت کلی برای اینکه شبیه سازی گردابه های بزرگ به درستی انجام شود بایستی شبیه سازی به صورت سه بعدی انجام پذیرد و شبیه سازی گردابه های بزرگ به صورت دوبعدی در عین ساده تر کردن و کاهش بسیار قابل توجه حجم محاسبات، موجب اعمال خطایی به دقت محاسبات می شود. با این حال حل دوبعدی شبیه سازی گردابه های بزرگ توسط محققان مختلف مورد استفاده قرار گرفته است. پیرا^۴ و همکارانش [۲۳] شبیه سازی دوبعدی گردابه های بزرگ را بر روی لایه اختلاطی صفحه ای در حالت وجود واکنش شیمیایی و بدون واکنش شیمیایی به کمک روش تابع چگالی فیلتر شده انجام دادند. در حالت بدون جریان واکنشی، پروفیل سرعت محاسبه شده در جهت جریان و پروفیل نسبت اختلاط، دارای مطابقت خوبی با نتایج آزمایشگاهی بودند. در حالت واکنشی نیز محاسبه به کمک روش تابع چگالی فیلتر شده دقت قابل قبولی در اندازه گیری غلظت متوسط محصولات و واکنش دهنده ها نشان داد. دسجاردین^۵ و همکارانش [۲۴] تشکیل دوده در میدان نزدیک شعله فواره مغشوش هوا-استیلن غیر پیش آمیخته با تشعشع قوی را به کمک شبیه سازی گردابه های بزرگ انجام دادند. گونه های اصلی فاز گازی احتراق به کمک روش فلیلمت^۶ محاسبه شد. مقایسه نتایج با داده های آزمایشگاهی به صورت کمی و کیفی انجام گرفت و مطابقت مناسبی را نشان داد. مرسیر^۷ و همکارانش [۲۵] مدل فلیلمت چین خورده فیلتر شده را برای شبیه سازی گردابه های بزرگ احتراق پیش آمیخته مغشوش بر روی یک هندسه دوبعدی توسعه دادند. هدف مدل سازی تأثیر سطح چین خوردگی شعله بر روی تولید گونه ها با تمرکز بر روی انتشار مونوکسید کربن بود. شبیه سازی گردابه های بزرگ به صورت دوبعدی توسط محققان دیگری نیز مورد استفاده قرار گرفته و نتایج به دست آمده نیز صحت گذاری شده است [۲۶-۲۸]. در تحقیق پیش رو به دلیل اینکه هندسه آزمایش لوئیس دارای ابعاد بزرگی است، مدل سازی سه بعدی بسیار پرهزینه خواهد بود. بنابراین شبیه سازی گردابه های بزرگ احتراق پیش آمیخته به صورت دوبعدی انجام گرفت.

روش حل

با توجه به اینکه در آزمایش لوئیس ابتدا مخلوط سوخت و هوا در لوله بسته حول محور عمود بر محور طولی، به منظور القاء شتاب های گریز از مرکز به مخلوط سوخت و هوا، چرخانده شده (مشابه یک ملخ) و پس از دستیابی به سرعت مطلوب، فرایند جرقه زنی و پس از آن احتراق پیش آمیخته، صورت گرفته است، بایستی از دو حل گر مختلف استفاده کرد تا بتوان شرایط آزمایش لوئیس را به دقت پیاده سازی کرد. بدین منظور، ابتدا جریان به صورت تراکم پذیر به همراه مدل اغتشاشی کی-اِپسیلون در نظر گرفته شد تا حل عددی اولیه ای به دست آید. مطابق آزمایش لوئیس، سیال مورد نظر، مخلوط هوا - پروپان در نظر گرفته شد و در این مرحله جریان سرد و بدون احتراق به صورت فریم مرجع متحرک^۸ در سرعت های زاویه ای مختلف متناظر با شتاب گریز از مرکزی که بر حسب متر بر مجذور ثانیه بیان می شود، حل شد. در مرحله بعدی، به کمک نتایج مرحله قبل و استفاده از شبیه سازی گردابه های بزرگ^۹، مجدداً مخلوط سوخت و هوا به صورت سرد و فریم مرجع متحرک مورد بررسی قرار

-
1. Wrinkling
 2. XiFoam
 3. OpenFoam
 4. Pereira
 5. Desjardin
 6. Flamelet
 7. Mercier
 8. Moving Reference Frame
 9. Large Eddy Simulation

گرفت. در مرحله آخر، نتایج حاصل از مرحله قبل به صورت داده‌های ورودی به شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ احتراق پیش‌آمیخته هوا-پروپان در یک لوله بسته منتهی شد.

معادلات حاکم و گسسته‌سازی

معادلات بقاء جرم، تکانه، انرژی و کسر جرمی گونه‌ها، معادلات کلی حاکم بر جریان‌های واکنشی است [۲۹]. در این تحقیق، فرایند شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ احتراق پیش‌آمیخته هوا-پروپان به صورت دوبعدی، غیردائم و تراکم‌پذیر در بستر نرم‌افزار منبع باز اوپن‌فوم انجام شده است.

حل‌گر مورد استفاده در شبیه‌سازی احتراق پیش‌آمیخته، حل‌گر زای فوم در نرم‌افزار منبع باز اوپن‌فوم است. در این حل‌گر از مدل احتراق فلیمنت که توسط ولر ارائه شده، استفاده شده است [۳۰]. بر اساس این مدل احتراقی، احتراق در رژیم فلیمنت انجام می‌شود که در واقع یک لایه نسبتاً باریک است که گازهای سوخته شده و سوخته نشده را از یکدیگر جدا می‌کند. اثر اغتشاش، چین‌خوردگی و کشش جبهه‌ی شعله است که به صورت موضعی به همراه شعله انتشار می‌یابد. بنابراین افزایش سطح جبهه شعله، سرعت شعله را افزایش می‌دهد. در احتراق پیش‌آمیخته شعله از ناحیه گازهای سوخته شده به سمت گازهای سوخته نشده انتشار می‌یابد و این انتشار شعله با متغیر پیشرفت c نمایش داده شده و با رابطه (۱) محاسبه می‌شود:

$$c = \frac{T - T_u}{T_b - T_u} \quad (1)$$

در رابطه (۱) T ، دمای گاز بر حسب کلوین است و زیرنویس u و b به ترتیب مربوط به واکنش‌دهنده‌ها و محصولات است. اگر متغیر پیشرفت به صورت $b = 1 - c$ بازنویسی شود، در این صورت برای واکنش‌دهنده‌ها، $b = 1$ و برای محصولات $b = 0$ است. b ، متوسط چگالی وزنی متغیر رگرسیون واکنش است و از طریق یک معادله انتقال که در رابطه (۲) نشان داده شده است، محاسبه می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{b}) + \nabla \cdot (\rho \tilde{u} \tilde{b}) - \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{Sc_t} \nabla \tilde{b} \right) = -\overline{\rho_u S_u} \Xi |\nabla \tilde{b}| \quad (2)$$

در رابطه (۲) ρ ، چگالی بر حسب کیلوگرم بر مترمکعب، u ، سرعت گاز بر حسب متر بر ثانیه، t ، زمان بر حسب ثانیه، μ_t ، لزجت^۱ مغشوش، Sc_t ، عدد اشمیت مغشوش، S_u ، سرعت شعله آرام بر حسب متر بر ثانیه، Ξ ، پارامتر چین‌خوردگی سطح شعله و به صورت نسبت سرعت شعله مغشوش به سرعت شعله آرام تعریف می‌شود، همچنین بالانویس‌های $-$ و \sim به ترتیب مقدار متوسط و مقادیر متوسط‌گیری شده وزنی را نشان می‌دهد.

فاکتور چین‌خوردگی سطح شعله زیرشبکه Ξ به کمک رابطه انتقال (۳) محاسبه می‌شود.

$$\frac{\partial \Xi}{\partial t} + \tilde{U}_s \cdot \nabla \Xi = G \Xi - R(\Xi - 1) + (\sigma_s - \sigma_t) \Xi \quad (3)$$

در رابطه (۳) \tilde{U}_s ، سرعت لحظه‌ای محلی و σ_s و σ_t به ترتیب نرخ کرنش وابسته به سرعت لحظه‌ای محلی شعله و نرخ کرنش وابسته به سرعت موثر شعله است. G به کمک فرمول گالدرز^۲ (رابطه (۴)) محاسبه می‌شود:

$$G = R \frac{\Xi_{eq} - 1}{\Xi_{eq}} \quad , \quad R = \frac{0.28}{\tau_\eta} \frac{\partial \Xi_{eq}}{\Xi_{eq}^* - 1} \quad (4)$$

در رابطه فوق τ_η مقیاس زمانی کولموگراف است و Ξ_{eq} و Ξ_{eq}^* نیز به کمک رابطه (۵) محاسبه می‌شوند:

$$\Xi_{eq}^* = 1 + 0.62 \sqrt{\frac{u'}{S_u}} R_\eta \quad , \quad \Xi_{eq} = 1 + 2(1 - b)(\Xi_{eq}^* - 1) \quad (5)$$

در رابطه (۵) u' ، شدت اغتشاش زیرشبکه و R_η ، عدد رینولدز کولموگراف است.

1. Viscosity
2. Gulderson

سرعت شعله مغشوش، حاصل ضرب پارامتر چین خوردگی سطح شعله و سرعت شعله آرام است. سرعت شعله آرام از رابطه انتقال (۶) که اثرات کرنش و انحناء بر روی سرعت شعله آرام را در نظر می‌گیرد، محاسبه می‌شود:

$$\frac{\partial S_u}{\partial t} + \vec{U}_s \cdot \nabla S_u = -\sigma_s S_u + \sigma_s S_u^\infty \frac{(S_u^0 - S_u)}{S_u - S_u^\infty} \quad (6)$$

$$S_u^\infty = S_u^0 \max(1 - \sigma_s / \sigma_{ext})$$

در رابطه (۶) σ_{ext} ، نرخ کرنش بحرانی شعله و S_u^0 ، سرعت اولیه شعله آرام است. σ_t و σ_s به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$\sigma_t = \nabla \cdot (\vec{U} + S_u \varepsilon \vec{n}) - \vec{n} \cdot (\nabla (\vec{U} + S_u \varepsilon \vec{n})) \cdot S_u \varepsilon \vec{n} \quad (7)$$

$$\sigma_s = \frac{\nabla \cdot \vec{U} - \vec{n} \cdot (\nabla \vec{U}) \cdot \vec{n}}{\varepsilon} + \frac{(\varepsilon + 1)(\nabla \cdot (S_u \vec{n}) - \vec{n} \cdot (\nabla (S_u \vec{n}))) \cdot \vec{n}}{2\varepsilon}$$

در رابطه (۷) n بردار نرمال شعله و U بردار سرعت است.

مدل شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ

همان‌گونه که پیش از این ذکر شد، چرخش هندسه مورد نظر و القاء نیروی گریز از مرکز به مخلوط سرد سوخت و هوا، سبب می‌شود که میدان جریان کاملاً مغشوش شود. لذا ابتدا از مدل اغتشاشی کی - اپسیلون برای حل اولیه در شبیه‌سازی جریان سرد استفاده شد؛ سپس با توجه به میدان جریان و به منظور شبیه‌سازی بهتر، از شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ برای جریان سرد اولیه و سپس احتراق پیش‌آمیخته استفاده شد. برای شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ از مدل انرژی جنبشی^۱ که یک مدل لزجت گردابی یک معادله‌ای است و در فرض تعادل محلی بین تولید و اتلاف انرژی در مدل‌سازی مقیاس زیرشبکه^۲، در مدل‌های لزجت گردابی، کارآمد است، استفاده شده است [۳۱].

انرژی جنبشی مقیاس زیرشبکه در مدل لزجت گردابی یک معادله‌ای به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} (\overline{u_k^2} - \bar{u}_k^2) \quad (8)$$

سپس لزجت گردابی مقیاس زیرشبکه به کمک رابطه (۹) محاسبه می‌شود:

$$v_{sgs} = C_k k_{sgs}^{1/2} \Delta \quad (9)$$

در رابطه (۹) C_k ، ثابت مدل و Δ ، طول فیلتر برحسب متر است. برای محاسبه اثرات تولید، اتلاف و دیفیوژن بر روی k_{sgs} معادله انتقال زیر در نظر گرفته می‌شود [۳۲]:

$$\frac{\partial \rho k_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j k_{sgs}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho (v + v_{sgs}) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right) = -\rho \tau_{ij} : \bar{D}_{ij} - C_\varepsilon \rho \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} \quad (10)$$

در رابطه (۱۰) \bar{u}_j ، تانسور سرعت متوسط‌گیری شده، v ، لزجت سینماتیکی، v_{sgs} ، لزجت سینماتیکی زیرشبکه، τ_{ij} ، تانسور تنش، D_{ij} ، تانسور نرخ کرنش و C_ε ، ثابت هندسی است.

در شبیه‌سازی جریان پیش‌آمیخته هوا - پروپان که به کمک حل گر زای فوم انجام شده است، به منظور شبیه‌سازی دقیق‌تر، از روش‌های مرتبه دوم برای گسسته‌سازی معادلات مربوطه استفاده شده است به این ترتیب که، گسسته‌سازی جمله‌های^۳ زمانی با استفاده از روش تفاضل پسرو^۴ که روشی مرتبه دوم است، صورت گرفت. برای تجزیه بردارهای گرادیان و

1. k-equation
2. sub-grid scale
3. terms
4. Backward

دیورژانس نیز از روش گاوس خطی^۱ که روشی مرتبه دوم است، استفاده شد. جمله‌های لاپلاسین نیز به کمک روش گاوس خطی اصلاح‌شده^۲ که روشی مرتبه دوم است، گسسته‌سازی شد. برای حل مسئله جفت‌شدگی میدان‌های سرعت و فشار از الگوریتم مبتنی بر تکرار^۳ PIMPLE که ترکیبی از روش‌های PISO^۴ و SIMPLE^۵ است و در مواردی که طبیعت میدان جریان ناپایدار است (القاء نیروی گریز از مرکز به مخلوط پیش‌آمیخته سرد در مسئله مورد بررسی)، دارای پایداری مناسبی است، استفاده شده است [۳۳].

در این تحقیق شبیه‌سازی فرایند جرقه‌زنی نیز انجام شده است. با توجه به اینکه پیش از فرایند جرقه‌زنی نیروی گریز از مرکز به مخلوط پیش‌آمیخته هوا - پروپان وارد شده است، پارامترهای مربوط به جرقه‌زنی باید به گونه‌ای تنظیم شوند که جرقه‌زنی فقط منجر به شروع فرایند احتراق و با کمترین میزان تأثیر بر میدان جریان است. برای دستیابی به این امر، سعی و خطاهای زیادی صورت گرفت. محل جرقه‌زن در انتهای سمت چپ هندسه مورد نظر و در مرکز درپوش کرووی قرار گرفته است، قطر و زمان عملکرد جرقه‌زن نیز به ترتیب ۰/۰۲ متر و ۰/۱ میلی‌ثانیه است.

با توجه به طبیعت مسئله و نیروی گریز از مرکز القاء شده به مخلوط سوخت و هوا پیش از احتراق، همچنین شبیه‌سازی فرایند جرقه‌زنی، عدد کورانت^۶ در ابتدای فرایند جرقه‌زنی بایستی تا حد مطلوبی پایین در نظر گرفته شود. با توجه به اینکه نمونه‌های شتاب گریز از مرکز مختلفی مورد بررسی قرار گرفته است، برای نمونه‌هایی که در آن‌ها شتاب گریز از مرکز بالا است (۱۰۰۰، ۲۰۰۰، ۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه)، بیشینه عدد کورانت در ابتدای حل نسبت به نمونه‌های شتاب گریز از مرکز کمتر (۱ و ۳۹۵ متر بر مجذور ثانیه)، عدد پایین‌تری در نظر گرفته شده است، لذا به‌طور متوسط، در ابتدای حل فرایند احتراق (پس از القاء نیروی گریز از مرکز) بیشینه عدد کورانت ۰/۱ و پس از اتمام جرقه‌زنی نیز بیشینه عدد کورانت ۰/۱ در نظر گرفته شد. انتخاب عدد کورانت مورد نظر در شبیه‌سازی فرایند احتراق پیش‌آمیخته با توجه به اندازه سلول‌های مورد استفاده در شبکه‌بندی، نمو زمانی در محدوده 10^{-8} تا 10^{-7} ایجاب می‌کند.

راستی‌آزمایی

همان‌طور که پیش از این ذکر شد، به‌منظور بررسی تأثیر نیروی گریز از مرکز بر روی سرعت انتشار شعله در احتراق پیش‌آمیخته، آزمایش لوئیس در فضای محاسباتی پیاده‌سازی می‌شود. در شکل ۲ شماتیکی از آزمایش لوئیس نشان داده شده است.

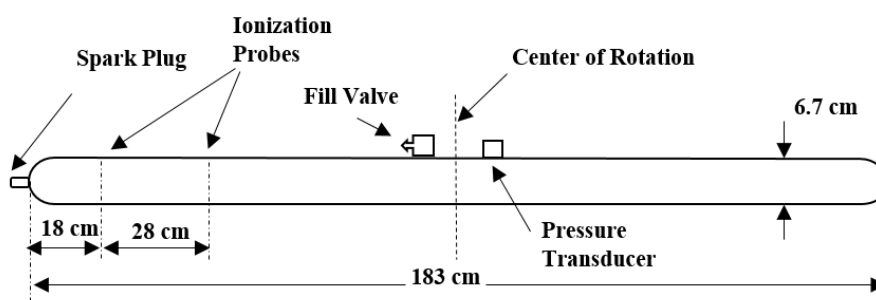


Figure 2- Geometry schematic used in Lewis experiment [8]

شکل ۲- طرحواره هندسه مورد استفاده در آزمایش لوئیس [۸]

1. Gauss linear
2. Gauss linear corrected
3. Pressure Implicit with Splitting of Operator and Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
4. Pressure Implicit with Splitting of Operator
5. Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
6. CFL: Courant-Friedrichs-Lewy Number

با توجه به هندسه مورد بررسی، می‌توان شبیه‌سازی را به صورت دوبعدی، متقارن محوری یا سه‌بعدی انجام داد که از نظر دقت حل، بالاترین دقت را شبیه‌سازی سه‌بعدی دارد. در شبیه‌سازی آزمایش لوئیس، ابتدا بایستی جریان سرد در دستگاه چرخان حل شود. از طرفی در شبیه‌سازی متقارن محوری، با توجه به وجود محور تقارن در راستای طولی و شرط چرخش لوله در راستای عمود بر محور طولی (مطابق آزمایش)، قابلیت چنین تحلیلی در نرم‌افزارهای عددی (فلوئنت و اوپن‌فوم) وجود ندارد [۲۹،۱۱] بنابراین نمی‌توان یک قطاع از لوله را در نظر گرفته و شبیه‌سازی را به صورت متقارن محوری انجام داد؛ همچنین با توجه به شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ احتراق پیش‌آمیخته و بزرگ‌بودن ابعاد لوله (طول ۱/۸ متر و قطر ۰/۰۶۷ متر)، مدل‌سازی سه‌بعدی، حجم شبکه را بسیار بالا می‌برد (حدود ۵۰ میلیون سلول). لذا در این شبیه‌سازی ناگزیر به استفاده از مدل دوبعدی هستیم.

در هندسه دوبعدی مورد نظر برای انطباق بیشتر هندسه با آزمایش لوئیس، در دو انتهای لوله مطابق با مدل آزمایشگاهی، دو درپوش کرووی در نظر گرفته شده است. میدان محاسباتی در شکل ۳ نشان داده شده است که در آن مبدا مختصات در مرکز هندسه دوبعدی لوله، محور x در راستای محور طولی لوله و جهت چرخش لوله نیز در راستای محور z است.

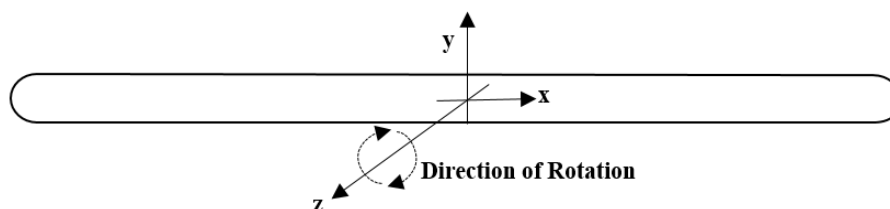


Figure 3- Schematic of computational field
شکل ۳- طرحواره میدان محاسباتی

استقلال حل از شبکه

به‌منظور بررسی دقیق‌تر جریان نزدیک دیواره همچنین داشتن شبکه‌ای مناسب و نسبت منطقی^۱ قابل قبول، از شبکه‌بندی لایه مرزی با تعداد ۲۰ لایه استفاده شده است. برای حصول اطمینان از اینکه Y^+ در تمام میدان جریان کوچکتر از ۱ شود، ارتفاع اولین لایه ۰/۰۰۱۵ میلی‌متر لحاظ شده است. از طرفی برای بررسی استقلال حل از شبکه، سرعت انتشار شعله در شتاب‌گیر از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه و برای شبکه‌هایی با تعداد سلول‌های مختلف، مورد بررسی قرار گرفت و در شکل ۴ ارائه شده است. در تحقیق حاضر محاسبه سرعت انتشار شعله به این صورت است که با توجه به شکل ۲ ردیاب‌های یونیزاسیون در فاصله ۱۸ و ۴۶ سانتی‌متری از جرقه‌زن قرار گرفته است (فاصله بین ردیاب‌ها ۱۸ سانتی‌متر است) و در آزمایش صورت گرفته توسط لوئیس، سرعت انتشار شعله در فاصله بین دو ردیاب، متوسط‌گیری شده است. لذا به منظور دستیابی به نتایج دقیق‌تر در تحلیل عددی، فاصله دو ردیاب مورد نظر به ۵ قسمت تقسیم شده و سرعت انتشار شعله در این فواصل، به کمک تقسیم فاصله بر زمان گذر سطح شعله از فاصله مورد نظر، متوسط‌گیری شده است. خاطرنشان می‌شود که نقاط در نظر گرفته شده جهت متوسط‌گیری سرعت شعله، در فاصله مناسبی از جرقه‌زن قرار گرفته است تا اثر امواج فشاری و احتراق حاصل از جرقه‌زن بر روی میدان جریان، کمینه شود.

1. Aspect Ratio

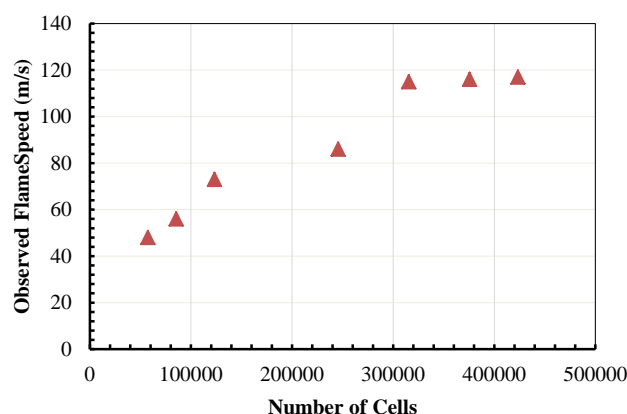


Figure 4- Flame propagation speed of 3000g case for various grids

شکل ۴- سرعت انتشار شعله برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰g و برای شبکه‌هایی با تعداد سلول‌های مختلف

با توجه به شکل ۴، شبکه با تعداد سلول ۳۱۵۴۰۰ سرعت انتشار شعله را $10.1/2$ متر بر ثانیه به دست می‌دهد و برای شبکه با تعداد سلول‌های بالاتر، سرعت انتشار جبهه شعله تغییری نمی‌کند؛ لذا شبکه مورد نظر به صورت یکنواخت و با اندازه ثابت $0.7/5$ میلی‌متر و با تعداد سلول ۳۱۵۴۰۰ انتخاب شد. شبیه‌سازی به کمک سروری با ۲۰ هسته با فرکانس $3/2$ گیگاهرتز برای هر هسته و ۴۰ گیگابایت حافظه جانبی رم انجام شد و زمان محاسبات برای هر کدام از شتاب‌های گریز از مرکز حدود ۹۸ ساعت بود. برای مخلوط استوکیومتری هوا - پروپان، ضخامت شعله آرام در حدود $1/4$ میلی‌متر برآورد شده است؛ بنابراین در شبکه‌بندی مورد نظر، ضخامت شعله توسط حداقل دو سلول دربرگرفته می‌شود. در این تحقیق متوسط بیشترین سرعت انتشار شعله در قسمت اعتبارسنجی، حدود ۱۰۰ متر بر ثانیه است و با احتساب نمو زمانی در نظر گرفته شده که 0.1 میکروثانیه است، مدت زمان گذر جریان از یک المان شبکه، $7/5$ میکروثانیه می‌شود. بنابراین گذر جریان از یک المان شبکه حدود ۷۵۰ گام زمانی طول می‌کشد و ملاحظه می‌شود که شبکه مورد استفاده به درستی جریان مورد نظر را تسخیر می‌کند [۱۱].

هندسه مورد نظر دارای دیواره‌های آدیاباتیک و نفوذناپذیر است؛ بنابراین پیرامون هندسه، شرط مرزی دیواره در نظر گرفته شده است. همانند شرایط آزمایش لوئیس، فشار عملکردی در لوله دوبعدی مورد نظر 10.1325 پاسکال همچنین مخلوط هوا - پروپان به صورت همگن، در شرایط استوکیومتری و در دمای ۳۰۰ کلوین در نظر گرفته شده است.

همان‌طور که پیش از این ذکر شد، ابتدا مخلوط پیش‌آمیخته هوا - پروپان به صورت سرد در دستگاه چرخان حل می‌شود تا نیروی گریز از مرکز به مخلوط وارد شود و تحلیل مطابق با آزمایش لوئیس صورت پذیرد. بنابراین پیش از احتراق، شتاب گریز از مرکز به مخلوط سوخت و هوا وارد شده است و میدان اولیه جریان پیش از احتراق، اثرات شتاب گریز از مرکز را در خود دارد (شکل ۵) و دیگر نیازی به در نظر گرفتن جمله مربوط به شتاب گریز از مرکز مورد نظر در معادلات احتراق پیش-آمیخته وجود ندارد. حل جریان سرد ابتدا با در نظر گرفتن معادله اغتشاشی $k-\epsilon$ انجام می‌شود تا حل اولیه‌ای به دست آید سپس شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ جریان سرد در دستگاه چرخان انجام می‌شود. در اثر چرخش هندسه حول محور z ، نیروی گریز از مرکز به مخلوط سوخت و هوا وارد می‌شود و سرعت در نقاط مختلف مخلوط نسبت به مبدأ، به صورت خطی تغییر می‌کند و با حاصل ضرب فاصله از مبدأ و سرعت زاویه‌ای هندسه چرخان متناسب است. در شکل ۵-الف میدان سرعت برای حالت شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه و به کمک معادله اغتشاشی $k-\epsilon$ و در شکل ۵-ب نیز میدان سرعت به دست آمده به کمک شبیه‌سازی گردابه بزرگ جریان سرد، نشان داده شده است.

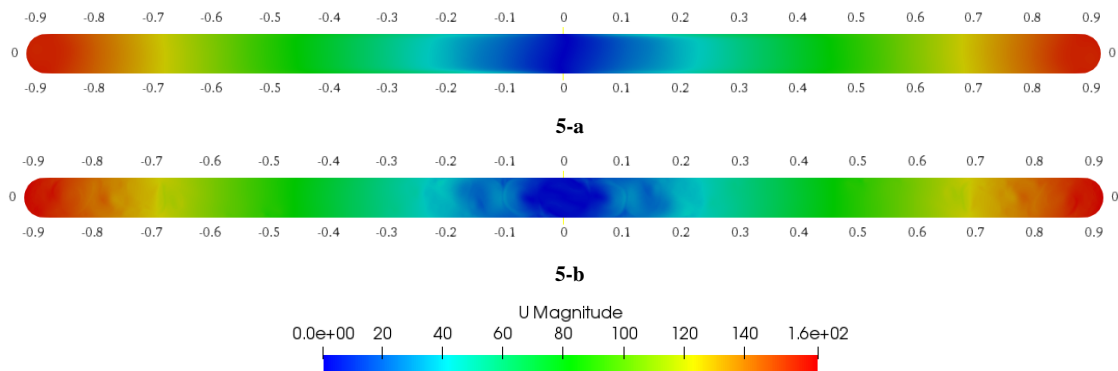


Figure 5- Velocity field in cold flow simulation of premixed air-propane mixture in a rotating frame. a- simulation with k-ε turbulence model and b- simulation with LES

شکل ۵- میدان سرعت در شبیه‌سازی جریان سرد مخلوط پیش‌آمیخته هوا-پروپان در دستگاه چرخان. الف- میدان سرعت حاصل از شبیه‌سازی به کمک معادله اغشاشی k-ε و ب- میدان سرعت حاصل از شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ

به‌منظور اعتبارسنجی نتایج حل عددی، هندسه مورد نظر در شش حالت مختلف، شامل شتاب‌های گریز از مرکز ۱، ۳۹۵، ۱۰۰۰، ۲۰۰۰، ۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، برای مخلوط استوکیومتری هوا-پروپان بررسی شده است. هر کدام از شتاب‌های گریز از مرکز ذکر شده، با اعمال سرعت زاویه‌ای مشخصی به دستگاه چرخان، حاصل می‌شود. به عنوان مثال برای شتاب ۱، ۲۰۰۰ و ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، سرعت زاویه‌ای به ترتیب معادل ۳/۲۷۴، ۱۴۶/۴۳۳ و ۲۰۷/۰۸۷ رادیان بر ثانیه، بر هندسه مورد نظر اعمال شده است. در شکل ۶ نتایج حاصل از شبیه‌سازی احتراق پیش‌آمیخته هوا- پروپان در هندسه دوبعدی مورد نظر با داده‌های آزمایشگاهی لوئیس مقایسه شده است.

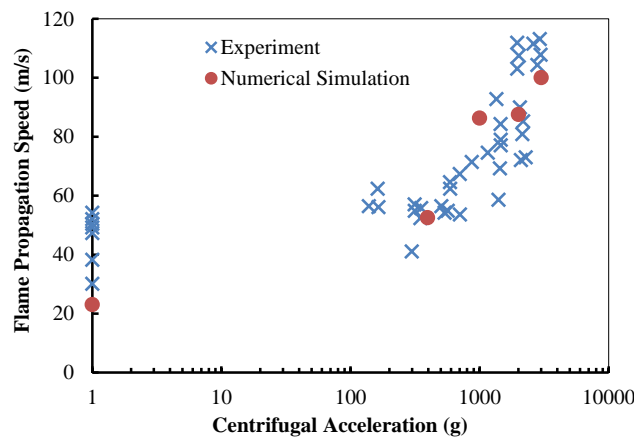


Figure 6- Comparison of the numerical solution results for stoichiometric propane-air mixture with the data obtained from Lewis experiment

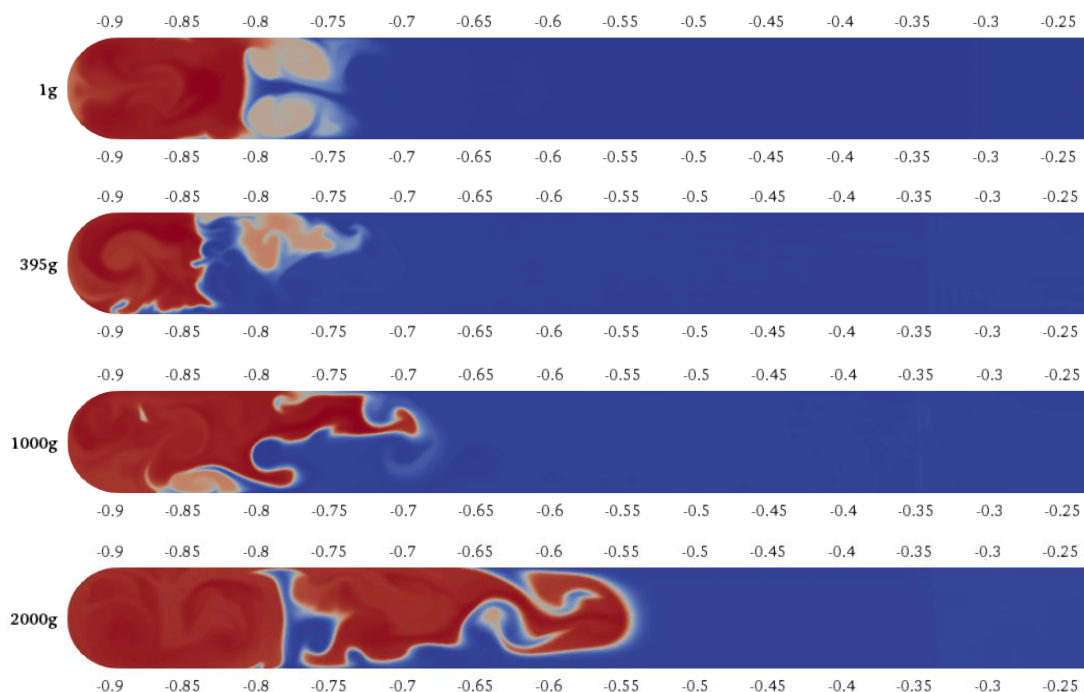
شکل ۶- مقایسه نتایج حاصل از حل عددی برای مخلوط استوکیومتری هوا-پروپان با داده‌های حاصل از آزمایش لوئیس

در شکل ۶ محور افقی، شتاب گریز از مرکز را برحسب متر بر مجذور ثانیه نشان می‌دهد (به دلیل بزرگ بودن اعداد، از مقیاس لگاریتمی استفاده شده است) و محور عمودی نیز سرعت انتشار شعله را نشان می‌دهد. ملاحظه می‌شود که نتایج حل عددی در محدوده مناسبی نسبت به داده‌های آزمایشگاهی قرار گرفته است؛ همچنین به‌طور کلی برای بعضی داده‌های آزمایشگاهی، اعداد گزارش شده به‌صورت باند قرار گرفته است. بیشترین درصد خطا در شتاب گریز از مرکز ۱ متر بر مجذور

ثانیه و برابر ۲۳٪ و کمترین درصد خطا در شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه و برابر ۸٪ به‌دست آمد. با توجه به شکل ۶، با افزایش شتاب گریز از مرکز، سرعت انتشار شعله افزایش می‌یابد تا اینکه در شتاب ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه به بالاترین مقدار خود می‌رسد و این روند افزایشی در نتایج حل عددی نیز کاملاً مشهود است. لوئیس ذکر کرده بود که از شتاب ۳۵۰۰ متر بر مجذور ثانیه به بعد، سرعت شعله ناگهان افت می‌کند و در شتاب‌های بالاتر، شعله خاموش می‌شود [۸]. به‌دلیل اینکه داده‌های آزمایشگاهی از شتاب ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه به بعد موجود نبود، عدد مربوط به سرعت انتشار شعله در نتایج حاصل از حل عددی در شتاب ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه در شکل ۶ نشان داده نشده است. در حل عددی مربوطه، سرعت انتشار شعله در شتاب ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه عدد ۶۰ متر بر ثانیه به‌دست آمد که نسبت به سرعت انتشار شعله در شتاب ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، ۴۰٪ افت کرده است. لذا مشاهدات آزمایشگاهی لوئیس در شتاب بالاتر از ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه (شامل افت ناگهانی سرعت) نیز به‌طور کمی و کیفی، صحه‌گذاری می‌شود.

تفسیر نتایج

برای ملاحظه‌ی بهتر تأثیر شتاب گریز از مرکز بر روی انتشار شعله، کانتور دمای لحظه‌ای برای شتاب‌های گریز از مرکز مختلف در شکل ۷ آورده شده است. به جهت بالا بودن نسبت طول به قطر لوله، و محدودیت در اندازه شکل قابل ارائه در مقاله، در صورتی‌که هندسه مورد نظر به‌طور کامل نمایش داده شود، وضوح کانتور پایین می‌آید؛ لذا به‌منظور مشاهده بهتر کانتور دما، نیمه‌ی سمت چپ لوله از جرقه‌زن تا فاصله ۲۲/۰- از مبدا لوله، آورده شده است. بدیهی است که در قسمتی از هندسه لوله که برش داده شده است، به‌دلیل عدم انتشار شعله، گردایان دمایی نیز وجود ندارد و درواقع پدیده‌ی قابل توجهی در کانتور دمایی در قسمت برش‌خورده (نشان داده نشده) وجود ندارد.



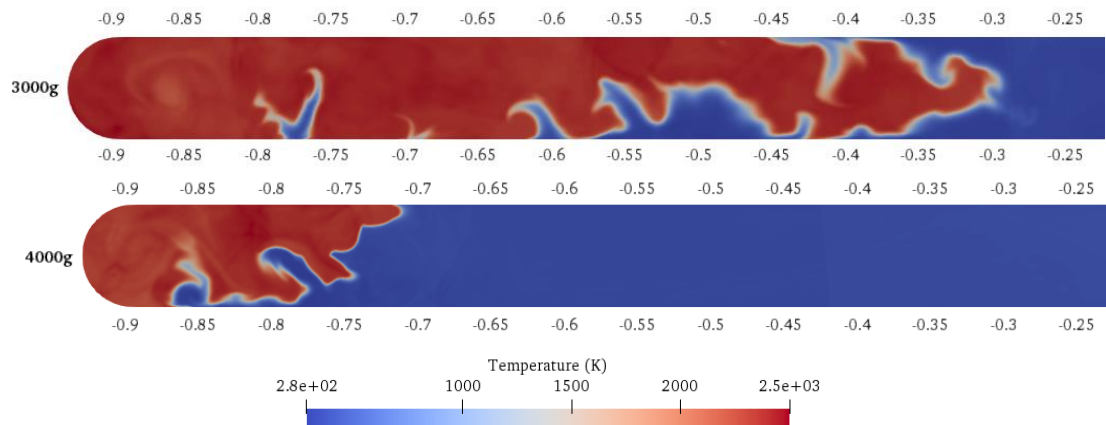
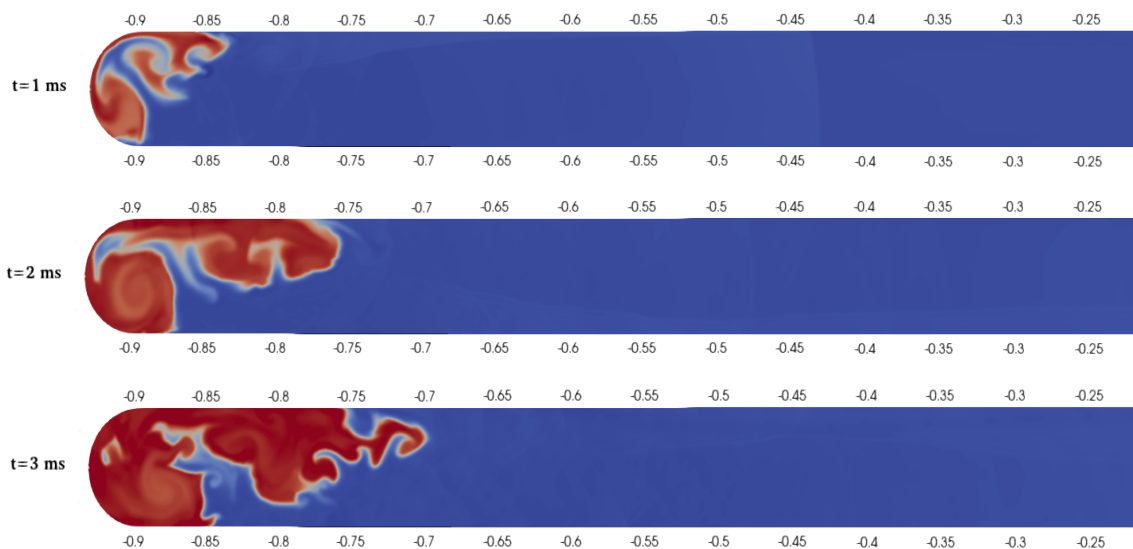


Figure 7- Instantaneous temperature contour for different centrifugal accelerations at $t=8$ ms

شکل ۷- کانتور دمای لحظه‌ای برای شتاب‌های گریز از مرکز مختلف در زمان ۸ میلی‌ثانیه

با توجه به شکل ۷ ملاحظه می‌شود که همان‌طور که لوئیس نتیجه گرفته بود، با افزایش شتاب گریز از مرکز تا ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، سرعت انتشار شعله افزایش می‌یابد و ملاحظه می‌شود بیشترین پیشروی شعله، مربوط به شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه است و پس از آن با افزایش شتاب گریز از مرکز، سرعت انتشار شعله به‌صورت ناگهانی افت می‌کند (شتاب گریز از مرکز ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه). همچنین نکته‌ی دیگری که می‌توان از کانتورهای مورد نظر استخراج کرد این است که در شتاب ۱ متر بر مجذور ثانیه، سطح شعله دارای کمترین میزان چین‌خوردگی است و این در حالی است که در شتاب ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، بالاترین میزان چین‌خوردگی در سطح شعله ملاحظه می‌شود. برای ملاحظه‌ی بهتر روند انتشار شعله نسبت به زمان، کانتور دمای لحظه‌ای با فواصل یکسان ۱ میلی‌ثانیه در زمان‌های ۱ تا ۱۰ میلی‌ثانیه برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه در شکل ۸ آورده شده است.



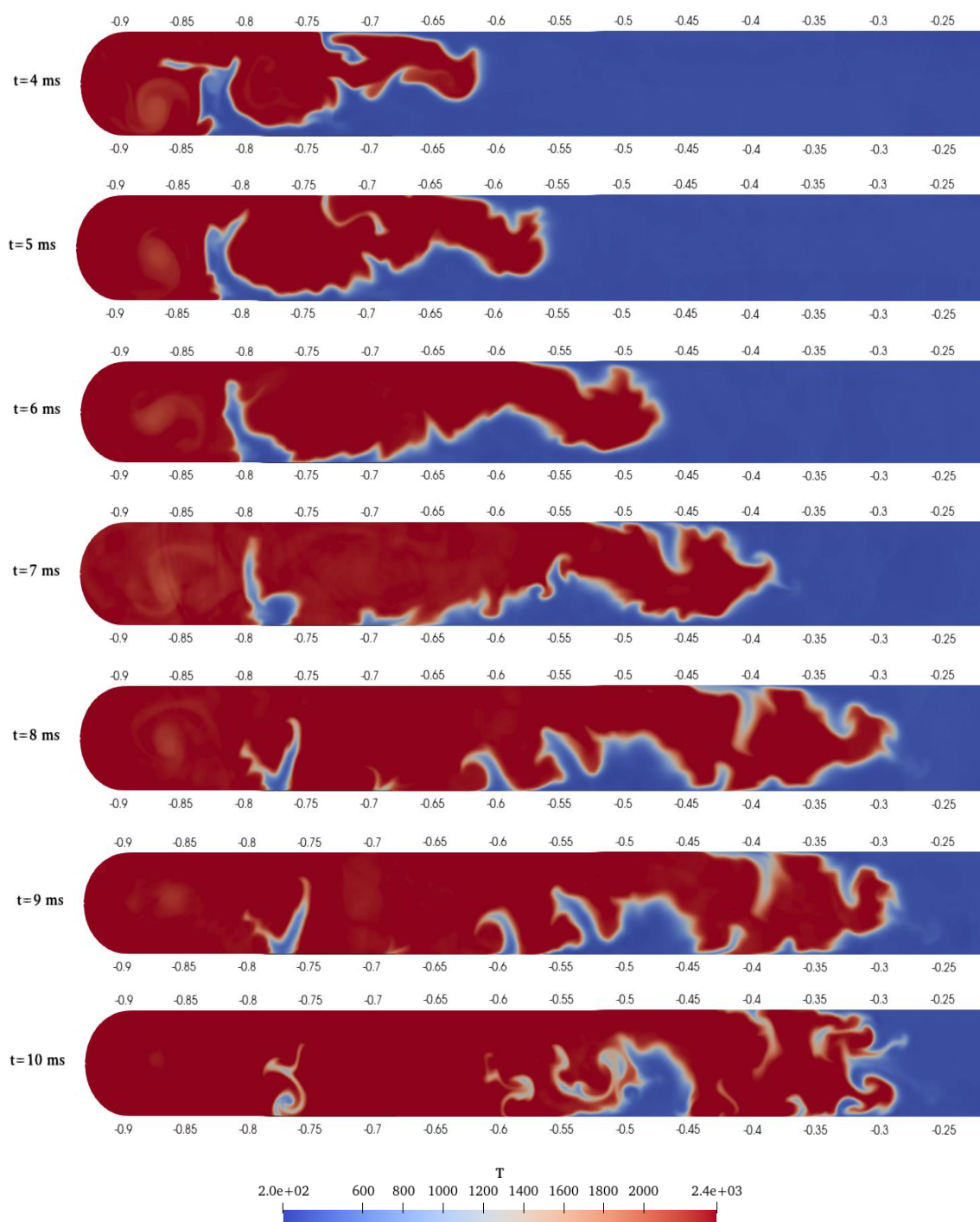


Figure 8- Instantaneous temperature contour for 3000g centrifugal acceleration at $t = 1$ to 10 ms
 شکل ۸- کانتور دمای لحظه‌ای برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰g در زمان‌های ۱ تا ۱۰ میلی ثانیه

با دقت در شکل ۸ می‌توان نتیجه گرفت که با گذشت زمان میزان چین‌خوردگی سطح شعله افزایش می‌یابد. در تحلیل این پدیده می‌توان گفت که در مسئله مورد بررسی، حرارت آزاد شده از شعله‌ای که توسط منبع جرقه‌زن تولید می‌شود، تمایل به آرام کردن جریان از طریق کاهش چگالی و افزایش لزجت دارد. در همین زمان موج ضعیف فشاری از انتهای سمت چپ لوله

که محل فعالیت جرقه زن است (و به سبب فعالیت جرقه زن تولید می شود)، جدا شده و به سمت مقابل می رود. با گذشت زمان به سبب ناپایداری رایلی - تیلور القاء شده، انبساط حرارتی و سرعت شعله مغشوش، شعله به سمت جلو حرکت می کند. موج ضعیف ذکر شده با برخورد به انتهای لوله منعکس و در بازگشت با جبهه شعله برخورد می کند و سبب افزایش تقعر و تحدب در سطح شعله و در واقع باعث چین خوردگی بیشتر شعله می شود. برای ملاحظه ی بهتر موج فشاری ایجاد شده در اثر فرایند جرقه زنی، کانتور گرادیان فشار برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه و در زمان های مختلف در شکل ۹ نشان داده شده است.

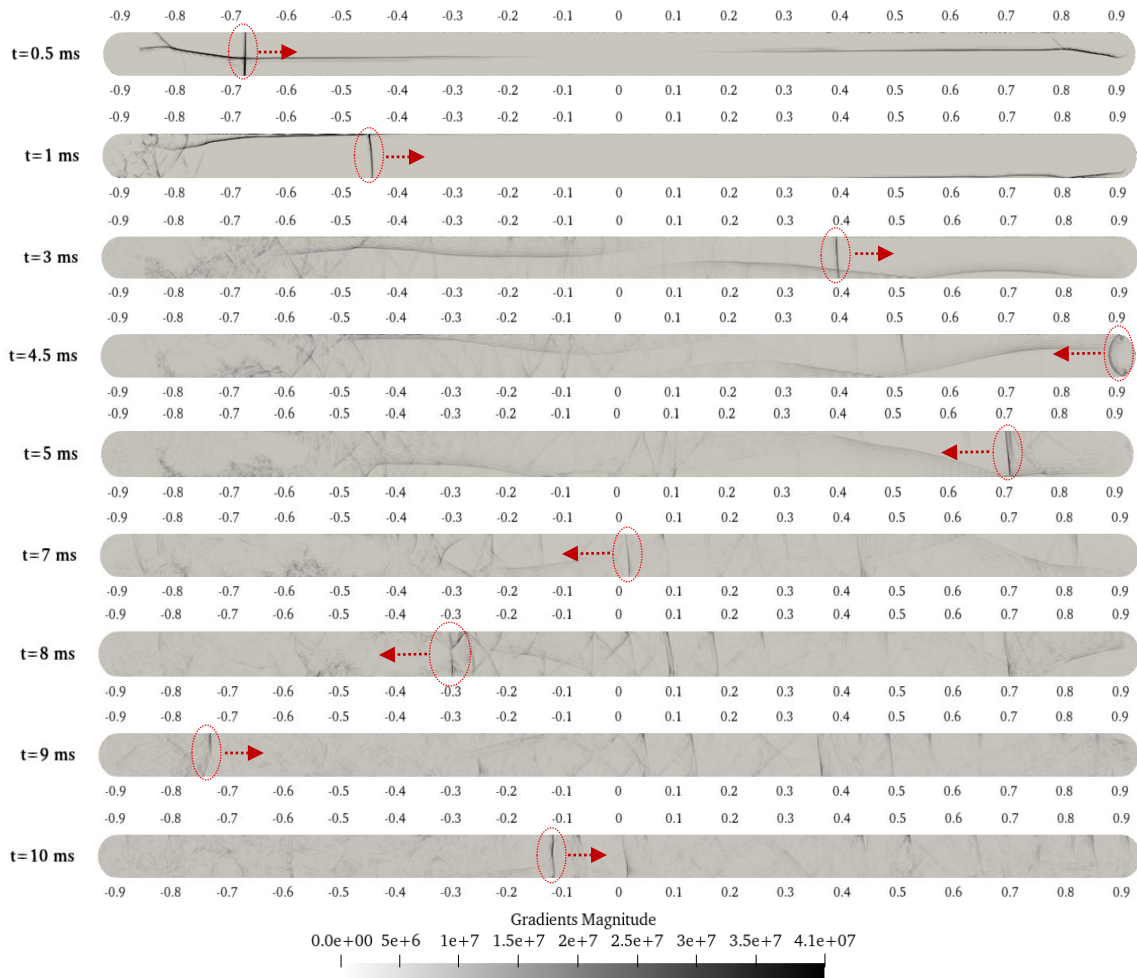


Figure 9- Instantaneous pressure gradient contour for 3000g centrifugal acceleration at $t = 0.5$ to 10 ms

شکل ۹- کانتور گرادیان فشار برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰g در زمان های ۰/۵ تا ۱۰ میلی ثانیه

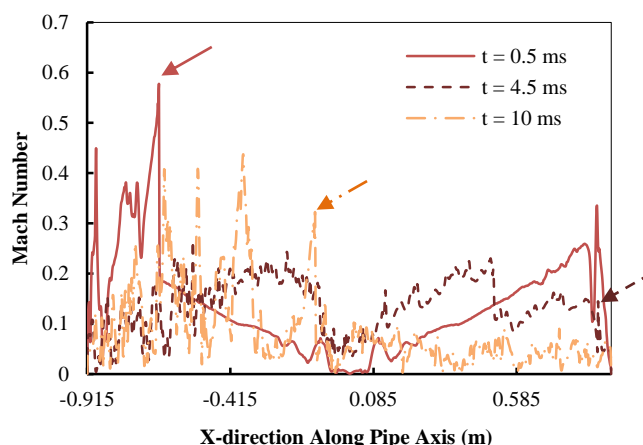


Figure 10- Mach number along the axis of the pipe for three-time steps to determine the Mach number of the pressure wavefront

شکل ۱۰- عدد ماخ در راستای محور لوله برای سه گام زمانی برای تعیین عدد ماخ جبهه موج فشاری

در شکل ۹ کانتور گرادیان فشار در لوله در فواصل زمانی مختلف ترسیم شده است. برای ملاحظه‌ی بهتر، موج فشاری عمودی مورد نظر به کمک خط‌چین مشخص شده و پیکان قرمز رنگ جهت حرکت آن را نشان می‌دهد. همچنین نمودار عدد ماخ در طول محور لوله برای سه گام زمانی ۰/۵، ۴/۵ و ۱۰ میلی‌ثانیه در شکل ۱۰ آورده شده است. محل جبهه موج فشاری به کمک پیکان برای نمودار گام زمانی مربوطه نیز، مشخص شده است. با توجه به شکل ۹ ملاحظه می‌شود که برای شتاب‌گیر از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه موج فشاری در زمان ۴/۵ میلی‌ثانیه به انتهای لوله برخورد کرده و منعکس می‌شود. به‌دلیل اینکه گسترش و انعکاس موج تا زمان ۸ میلی‌ثانیه در گذر از گازهای سوخته نشده بوده (چگالی بالاتر گازهای سوخته نشده)، موج مربوطه ضعیف‌تر می‌شود که این مطلب در نمودار عدد ماخ در طول محور لوله در گام زمانی ۴/۵ میلی‌ثانیه به وضوح قابل مشاهده است. پس از برخورد موج به سطح شعله که در گام زمانی ۸ میلی‌ثانیه رخ می‌دهد و گذر از سطح شعله و ورود به ناحیه گازهای سوخته شده با چگالی پایین‌تر، انتظار بر این است که موج فشاری قوی‌تر شود که باز هم در شکل ۱۰ برای نمودار مربوط به گام زمانی ۱۰ میلی‌ثانیه، این پدیده مشاهده می‌شود.

با مقایسه دو شکل ۸ و ۹ ملاحظه می‌شود که موج فشاری بسیار سریع‌تر از سطح شعله حرکت می‌کند و پس از برخورد با انتهای لوله منعکس می‌شود. در زمان ۸ میلی‌ثانیه، موج فشاری با سطح شعله برخورد کرده و به سمت چپ می‌رود. برخورد موج فشاری با سطح شعله، سبب چین‌خوردگی بیشتر سطح آن می‌شود. در کانتور دمای لحظه‌ای و در زمان ۹ و ۱۰ میلی‌ثانیه، چین‌خوردگی بیشتر سطح شعله نسبت به زمان‌های ۸ میلی‌ثانیه، به وضوح قابل مشاهده است.

با توجه به اینکه برای تمامی حالات فرایند جرقه‌زنی یکسان در نظر گرفته شده است، گسترش موج فشاری که در اثر فرایند جرقه‌زنی تولید می‌شود برای تمام موارد مورد بررسی یکسان است و تنها تفاوتی که وجود دارد برخورد موج بازگشتی با سطح شعله است. سرعت انتشار شعله در شتاب‌های گریز از مرکز مختلف یکسان نیست، بنابراین محل و زمان برخورد موج فشاری با سطح شعله در نمونه‌های مختلف، متفاوت است. در جدول ۱ موقعیت زمانی (برحسب میلی‌ثانیه) و مکانی (برحسب متر) برخورد موج فشاری با سطح شعله برای موارد مختلف نشان داده شده است.

جدول ۱- موقعیت مکانی و زمانی برخورد موج فشاری با سطح شعله

Table 1- Location and time of the pressure wave collision with the flame surface

row	Centrifugal Acceleration (g)	x (m)	t (ms)
1	1g	-0.74	9.5
2	395g	-0.7	9.5
3	1000g	-0.67	9
4	2000g	-0.5	8.5
5	3000g	-0.3	8
6	4000g	-0.65	9

با توجه به شکل ۲، متوسط‌گیری سرعت انتشار شعله در فواصل بین -0.735 و -0.455 انجام می‌شود، لذا مطابق با جدول ۱، برای شتاب‌های گریز از مرکز ۳۹۵، ۱۰۰۰، ۲۰۰۰ و ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه بر خورد موج فشاری با سطح شعله در بازه متوسط‌گیری سرعت انتشار شعله انجام می‌شود. به منظور جدا کردن اثر برخورد موج فشاری با سطح شعله، بر روی سرعت انتشار شعله، متوسط‌گیری سرعت انتشار شعله برای تمامی موارد در بازه -0.735 تا موقعیت مکانی برخورد که در جدول ۱ نشان داده شده است، انجام گرفت و در شکل ۱۱ بر حسب شتاب گریز از مرکز ترسیم شده است. به عنوان مثال، متوسط‌گیری سرعت انتشار شعله برای شتاب گریز از مرکز ۲۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، در بازه بین -0.735 و -0.5 انجام شده است.

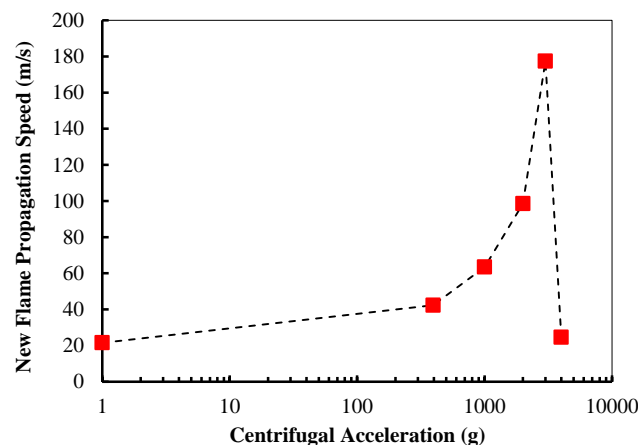


Figure 11- Flame propagation speed between -0.735 and the location of the pressure wave collision with the flame surface in terms of centrifugal acceleration

شکل ۱۱- سرعت انتشار شعله بین -0.735 و موقعیت مکانی برخورد موج فشاری با سطح شعله بر حسب شتاب گریز از مرکز

در شکل ۱۱ ملاحظه می‌شود که با جدا کردن اثر برخورد موج فشاری با سطح شعله و تأثیر آن در کاهش سرعت انتشار شعله، با در نظر گرفتن بازه متوسط‌گیری مورد نظر، سرعت انتشار شعله افزایش می‌یابد. مجدداً روندی که در شکل ۶ دیده شد، در اینجا نیز ملاحظه می‌شود و با افزایش شتاب گریز از مرکز، سرعت انتشار تا شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه افزایش یافته و سپس به صورت ناگهانی افت می‌کند. می‌توان نتیجه گرفت که در محفظه‌های احتراقی که دارای انتهای بسته نیست و بازگشت این موج فشاری در آن وجود ندارد (مثل لوله‌ای که انتهای آن باز است)، سرعت انتشار، توانایی بالاتر رفتن نسبت به آنچه که لوئیس بدست آورده بود، را دارد.

همان‌طور که در رابطه (۶) ذکر شد، حل معادله انتقال برای پارامتر چین‌خوردگی که نسبت سرعت شعله مغشوش به سرعت شعله آرام است، اثرات کشش و انحناء را در نظر می‌گیرد. در شکل ۱۲، چین‌خوردگی سطح شعله در طول محور لوله از ابتدای فرایند جرقه‌زنی تا لحظه ۸ میلی‌ثانیه متوسط‌گیری شده است. با توجه به اینکه هدف، بررسی اثر شتاب گریز از مرکز بر

روی سرعت انتشار شعله است، علت انتخاب زمان ۸ میلی‌ثانیه این است که مطابق با جدول ۱، زمانی انتخاب شود که موج فشاری بازگشتی برای تمامی موارد مورد بررسی، با سطح شعله برخورد نکرده است.

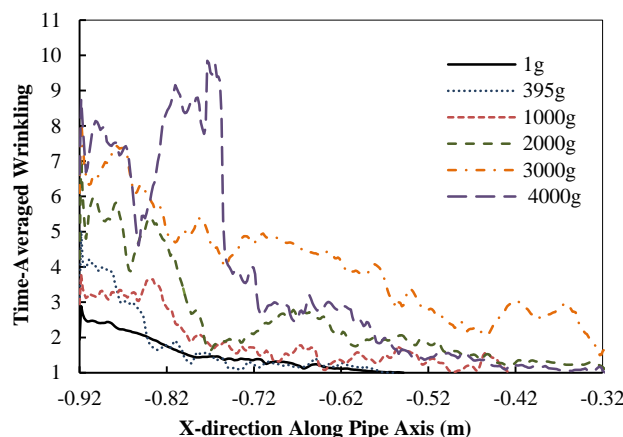


Figure 12- Time-averaged wrinkling flame surface distribution along the axis of the tube up to $t = 8$ ms for different centrifugal accelerations

شکل ۱۲- متوسط چین‌خوردگی سطح شعله تا زمان ۸ میلی‌ثانیه برای شتاب‌های گریز از مرکز مختلف و در راستای محور لوله

در شکل ۱۲، محور افقی نشان دهنده فاصله از سر جرقه‌زن است و به دلیل اینکه از فاصله $-0/3$ در نیمه سمت چپ لوله تا انتهای سمت راست آن (فاصله $-0/3$ تا $0/915$) تا زمان ۸ میلی‌ثانیه، شعله وجود ندارد، لذا به منظور اختصار و ملاحظه بهتر، محور افقی نمودار در بازه $[-0/9$ و $-0/3]$ ترسیم شده است؛ همچنین ملاحظه می‌شود که با افزایش شتاب گریز از مرکز، میزان چین‌خوردگی در راستای محور لوله افزایش می‌یابد. همچنین در شتاب ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه متوسط چین‌خوردگی به صورت ناگهانی افزایش و سپس افت شدیدی می‌کند که به نوعی می‌توان کاهش سطح شعله و خاموشی را نتیجه گرفت. همچنین در شتاب ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه روند بهتری در کاهش چین‌خوردگی سطح شعله نسبت به شتاب‌های گریز از مرکز دیگر مشاهده می‌شود.

همان‌طور که تاکنون ذکر شد، چرخش لوله حول محور عمود بر مرکز لوله (شکل ۳) موجب القاء نیروی گریز از مرکز به مخلوط گازی پیش‌آمیخته سرد می‌شود، از طرفی با توجه به اینکه اثر ناپایداری رایلی-تیلور در مرز بین دو سیال دارای چگالی مختلف بروز می‌کند (و در جریان‌های واکنشی، مرز بین واکنش دهنده‌ها و محصولات، سطح شعله است)، می‌توان یکی از عوامل چین‌خوردگی سطح شعله را القاء ناپایداری رایلی-تیلور در نظر گرفت. اثر ناپایداری رایلی-تیلور را می‌توان به صورت پیدایش اشکال قارچ-مانند در سطح شعله ملاحظه کرد که در شکل ۷ و ۸ به وضوح قابل مشاهده است. از طرفی افزایش نیروی گریز از مرکز سبب افزایش ناپایداری رایلی-تیلور و در نتیجه افزایش میزان چین‌خوردگی سطح شعله می‌شود. لذا در شکل ۱۲ در حالت ۱ متر بر مجذور ثانیه کمترین میزان چین‌خوردگی و در حالت ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه بیشترین میزان چین‌خوردگی موضعی ملاحظه می‌شود.

به‌منظور مقایسه تأثیر استفاده از مدل اغتشاشی در روند انتشار شعله پیش‌آمیخته تحت شتاب گریز از مرکز، برای حالت شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، شبیه‌سازی احتراق پیش‌آمیخته با مدل اغتشاشی $k-\epsilon$ نیز صورت گرفته است. در شکل ۱۳ کانتور دمای لحظه‌ای برای زمان‌های ۱، ۳، ۵ و ۷ میلی‌ثانیه برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه و برای دو مدل اغتشاشی مورد نظر آورده شده است.

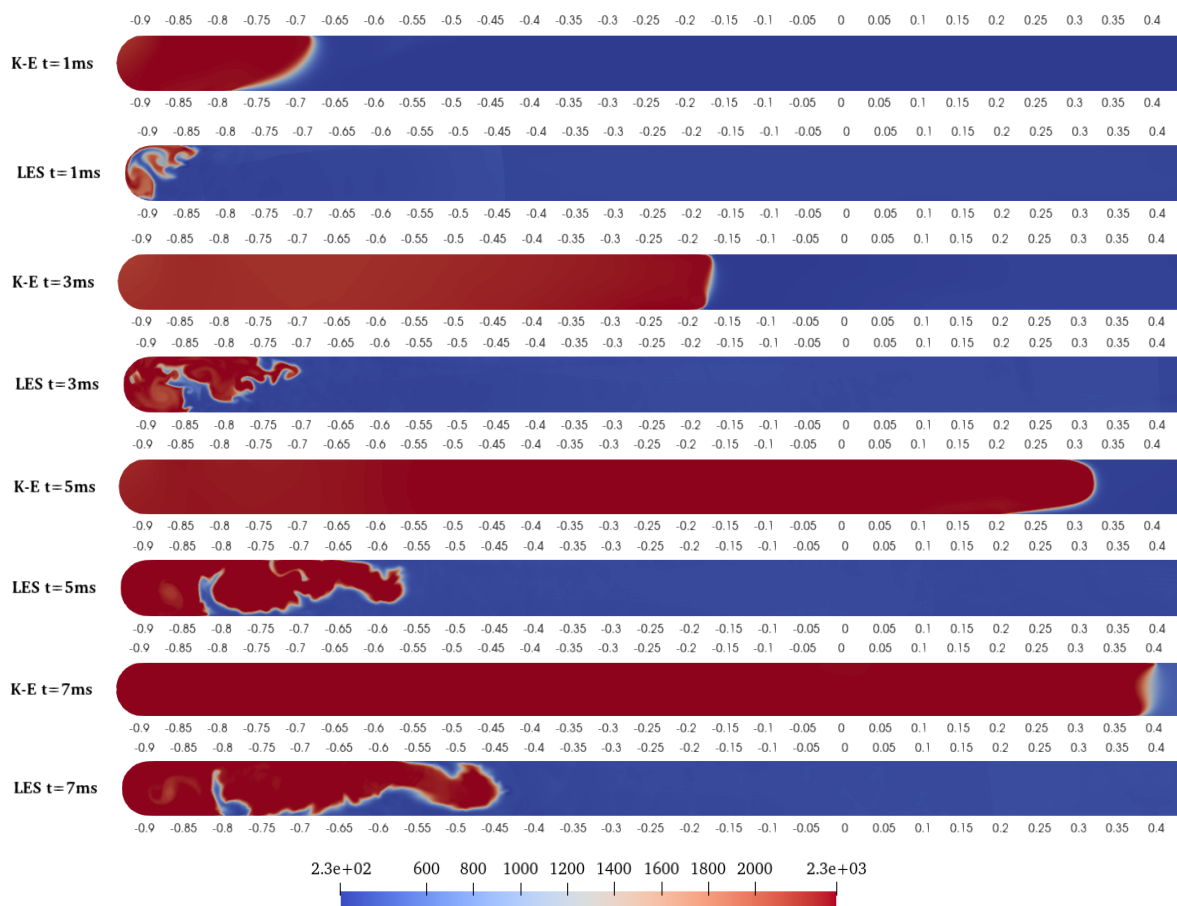


Figure 13- Comparison of the use of k-ε turbulence model with LES in flame propagation simulation
 شکل ۱۳- مقایسه استفاده از مدل اغتشاشی k-ε با LES در شبیه‌سازی انتشار شعله

با توجه به شکل ۱۳، ملاحظه می‌شود که برای مسئله مورد بررسی، مدل اغتشاشی k-ε دارای اختلاف فراوانی با مدل LES^۱ است و این اختلاف هم در شکل شعله و هم در سرعت انتشار آن مشهود است. سرعت انتشار شعله برای مدل LES، ۱۰۱/۲ متر بر ثانیه و برای مدل k-ε، ۲۸۶/۷ به دست آمد که نسبت به نتایج آزمایشگاهی به ترتیب، ۸٪ و ۱۶۴٪ خطا داشت. همچنین میزان چین‌خوردگی سطح شعله برای دو مدل مورد نظر در شکل ۱۴ مقایسه شده است. ملاحظه می‌شود که متناسب با سرعت پیشروی بالا و سطح شعله‌ی بزرگتر در حالت استفاده از مدل اغتشاشی k-ε، میزان چین‌خوردگی سطح شعله نیز بسیار بالاتر از حالت شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ است.

1. Large Eddy Simulation

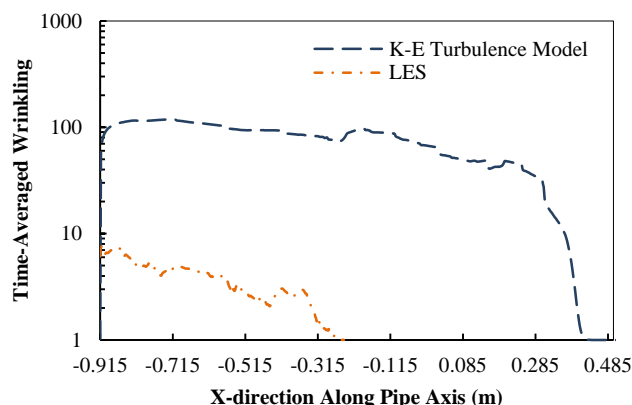


Figure 14- Comparison of time-averaged wrinkling flame surface distribution along the axis of the tube for two different turbulence models

شکل ۱۴- مقایسه متوسط چین‌خوردگی سطح شعله در راستای محور لوله تا زمان ۸ میلی‌ثانیه برای دو مدل اغتشاشی مختلف

در این قسمت هدف، بررسی اثر طول لوله بر روی میزان سرعت انتشار شعله و چین‌خوردگی سطح شعله است. لذا با در نظر گرفتن دو طول لوله مختلف (۰/۵ برابر طول لوله اصلی و ۱/۵ برابر طول لوله اصلی (قطر لوله تغییر نکرده است)) سرعت انتشار و میزان چین‌خوردگی در شتاب ۲۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه برای سه طول لوله مختلف مقایسه می‌شود. با توجه به در نظر گرفتن فرایند جرقه‌زنی یکسان برای هر سه حالت مختلف، بدیهی است که موج فشاری بازگشتی برای طول لوله کوتاه‌تر (۰/۵ طول لوله اصلی) سریع‌تر به انتهای لوله رسیده و در بازگشت با سطح شعله برخورد می‌کند، لذا با توجه اینکه موج بازگشتی برای طول لوله کوتاه‌تر، در زمان ۴ میلی‌ثانیه به سطح شعله برخورد می‌کند، محاسبه سرعت انتشار شعله در زمان ۴ میلی‌ثانیه از ابتدای فرایند جرقه‌زنی برای سه حالت مورد نظر، محاسبه و در جدول ۲ آورده شده است.

جدول ۲- سرعت انتشار شعله در شتاب گریز از مرکز ۲۰۰۰g برای سه طول مختلف لوله

Table 2- Flame propagation speed at 2000g centrifugal acceleration for three different pipe lengths

row	Length (m)	Flame Propagation Speed (m/s)
1	2.745	55.62
2	1.83	41.25
3	0.915	14.37

مطابق با جدول ۲ ملاحظه می‌شود که با افزایش طول لوله به دلیل افزایش فاصله از مبدأ دوران، نیروی گریز از مرکز وارد شده به مخلوط سوخت و هوای پیش‌آمیخته، افزایش می‌یابد و این امر منجر به افزایش سرعت انتشار شعله شده است. به منظور بررسی اثر طول لوله بر روی چین‌خوردگی سطح شعله و کنار گذاشتن اثرات برخورد موج فشاری با سطح شعله، متوسط‌گیری چین‌خوردگی سطح شعله برای سه طول لوله مورد نظر، تا زمان ۴ میلی‌ثانیه انجام شده و در شکل ۱۵ نشان داده شده است.

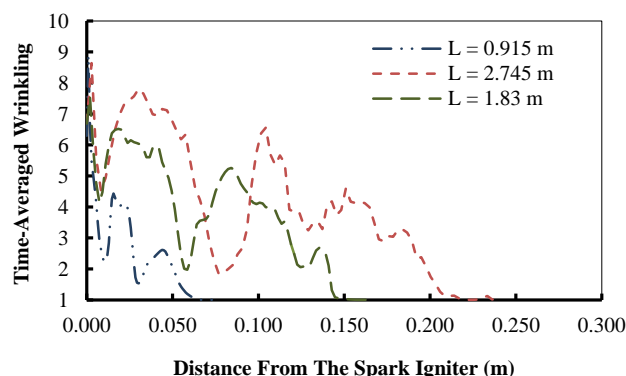


Figure 15- Time-averaged wrinkling flame surface distribution along the axis of the tube up to $t = 4$ ms at 2000g centrifugal acceleration for three different tube lengths

شکل ۱۵- متوسط چین خوردگی سطح شعله تا زمان ۴ میلی ثانیه در شتاب گریز از مرکز ۲۰۰۰g و برای سه طول لوله مختلف

در شکل ۱۵ با افزایش طول و به تبع آن افزایش فاصله از مبدأ دوران، نیروی حاصل از شتاب گریز از مرکز، افزایش می‌یابد و ملاحظه می‌شود که چین‌خوردگی سطح شعله، افزایش یافته است. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که شتاب گریز از مرکز یا نیروی حاصل از شتاب گریز از مرکز تأثیر مستقیمی بر افزایش میزان چین‌خوردگی سطح شعله و همچنین سرعت انتشار شعله دارد.

نتیجه‌گیری

به‌منظور بررسی اثر شتاب گریز از مرکز بر روی سرعت شعله در مخلوط پیش‌آمیخته، شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ مخلوط پیش‌آمیخته هوا- پروپان در یک لوله بسته انجام گرفت. به‌دلیل محدودیت‌های موجود از جمله بزرگ بودن هندسه، پیچیدگی میدان جریان، بالا بودن تعداد سلول‌های شبکه‌بندی در حالت سه‌بعدی و...، هندسه مورد نظر به‌صورت دوبعدی تحلیل شد. سرعت‌های چرخشی مختلف به لوله حاوی مخلوط هوا- پروپان اعمال شد تا شتاب‌های گریز از مرکز مختلفی بر مخلوط سوخت و هوای پیش‌آمیخته در حالت سرد (پیش از احتراق) القاء شود. سپس جرقه‌زنی و فرایند احتراق، شبیه‌سازی شد. مقایسه‌ی نتایج حل عددی با نتایج آزمایشگاهی نشان داد که نتایج حاصله با توجه به هندسه‌ی در نظر گرفته شده (دوبعدی) دارای دقت مناسبی است. ملاحظه شد که سرعت انتشار شعله با افزایش شتاب گریز از مرکز از ۱ تا ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه مرتباً در حال افزایش است و بیشترین سرعت انتشار شعله مربوط به شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه و برابر ۱۰۱ متر بر ثانیه است. سپس با افزایش شتاب گریز از مرکز تا ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه، سرعت انتشار شعله به‌طور ناگهانی افت کرد. همچنین با بررسی میزان چین‌خوردگی سطح شعله در شتاب‌های گریز از مرکز مختلف، دلیل کاهش قابل ملاحظه‌ی سرعت انتشار شعله در شتاب گریز از مرکز ۴۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه به‌صورت کیفی مشخص شد و می‌توان این‌طور تحلیل کرد که دلیل افت ناگهانی سرعت شعله در شتاب گریز از مرکز مورد نظر این است که به‌دلیل چرخش زیاد در میدان جریان سرد در شتاب مورد نظر همچنین مطابق فرضیه کارلویتز^۱، نرخ افت حرارت از شعله به واسطه هدایت به مخلوط سوخت و هوای سرد مجاور، از نرخ تولید حرارت به‌وسیله واکنش شیمیایی تجاوز می‌کند. در اثر فعالیت جرقه‌زن موج فشاری در لوله به‌وجود می‌آید، با بررسی گرادیان فشار در لوله، حرکت این موج فشاری و برخورد آن با سطح شعله برای شتاب گریز از مرکز ۳۰۰۰ متر بر مجذور ثانیه بررسی شد. سپس با در نظر گرفتن بازه‌ای مناسب برای متوسط‌گیری سرعت انتشار شعله، اثر

1. Karlovitz

برخورد موج فشاری با سطح شعله کنار گذاشته شد و ملاحظه شد که در صورتی که این موج فشاری تأثیری بر روی سطح شعله نگذارد، سرعت انتشار شعله پتانسیل بالا رفتن بیشتری دارد و برابر $177/4$ متر بر ثانیه برای شتاب گریز از مرکز 3000 متر بر مجذور ثانیه بود. اثر طول لوله بر روی سرعت انتشار شعله نیز در شتاب گریز از مرکز 2000 متر بر مجذور ثانیه بررسی و ملاحظه شد که افزایش طول و در نتیجه افزایش نیروی گریز از مرکز در شتاب 2000 متر بر مجذور ثانیه، تأثیر مستقیمی بر سرعت انتشار شعله دارد به طوری که با افزایش $1/5$ برابری طول لوله، سرعت انتشار شعله $34/83$ درصد افزایش یافت و به $55/62$ متر بر ثانیه رسید. همچنین افزایش طول لوله منجر به افزایش میزان چین‌خوردگی سطح شعله شد.

تشکر و قدردانی

بدینوسیله از زحمات و راهنمایی‌های جناب آقای دکتر میرزابزرگ که سهم بزرگی در تعریف پروژه و پیش‌برد آن داشتند و همچنین همکاری صمیمانه مرکز پردازش فوق سریع دانشگاه صنعتی مالک اشتر اصفهان و آقای مهندس اسدی تشکر و قدردانی می‌شود.

منابع

1. M. P. Boyce, "Gas Turbine Engineering Handbook", Forth Edition, Butterworth-Heinemann, 2011.
2. J. D. Mattingly, W. H. Heiser and D. H. Daley, "Aircraft Engine Design", Second Edition, AIAA, 1987.
3. B. T. Bohan and M. D. Polanka, "Analysis of Flow Migration in an Ultra-Compact Combustor," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135, 2013, pp. 1-11.
4. K. Y. Hsu, L. P. Goss and W. M. Roquemore, "Characteristics of a Trapped-Vortex Combustor," *Journal of Propulsion and Power*, 14, 1998, pp. 57-65.
5. J. Zelina, J. Ehret, R. D. Hancock and D. T. Shouse, "Ultra-Compact Combustion Technology Using High Swirl for Enhanced Burning Rate," *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Indianapolis, Indiana, USA, July 2002.
6. J. Zelina, D. T. Shouse and C. Neuroth, "High-Pressure Tests of a High-g Ultra-Compact Combustor," *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Tucson, Arizona, USA, July 2005.
7. G. D. Lewis, "Combustion in a Centrifugal-Force Field," *International Symposium on Combustion*, 13, 1971, pp. 625-629.
8. G. D. Lewis, "Centrifugal-Force Effects on Combustion," *International Symposium on Combustion*, 14, 1973, pp. 413-419.
9. G. D. Lewis, J. H. Shadowen and E. B. Thayer, "Swirling Flow Combustion," *Journal of Energy*, 1, 1977, pp. 201-205.
10. J. Zelina, G. J. Sturgess and D. T. Shouse, "The Behavior of an Ultra-Compact Combustor (UCC) Based on Centrifugally-Enhanced Turbulent Burning Rates," *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Fort Lauderdale, Florida, USA, July 2004.
11. A. M. Briones, B. Sekar and T. Erdmann, "Effect of Centrifugal Force on Turbulent Premixed Flames," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137, 2015, pp. 1-10.
12. A. P. Lapsa and W. J. A. Dahm, "Hyperacceleration effects on turbulent combustion in premixed step-stabilized flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, 32, 2009, pp. 1731-1738.
13. W. A. Sirignano, J. P. Delplanque and F. Liu, "Selected Challenges in Jet and Rocket Engine Combustion Research," *In 33th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1997.
14. R. A. Anthenien, R. Mantz, W. M. Roquemore and G. Sturgess, "Experimental Results for a Novel, High Swirl, Ultra Compact Combustor for Gas Turbine Engines," *In 2nd Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute*, 2001.
15. R. J. Quaale, R. A. Anthenien, J. Zelina and J. Ehret, "Flow Measurements Within a High Swirl Ultra Compact Combustor for Gas Turbine Engines," *In 16th Meeting of the International Society for Airbreathing Engines*, 2003.
16. Y. Liu, Z. Wang and H. Tang, "Numerical Investigation of Turbulent Premixed Combustion in a High Acceleration Field," *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 14, 2020, pp. 1010-1022.
17. S. Emami Koopaei and K. Mazaheri, "Numerical Investigation of the Effects of Blockage Ratio and Obstruction Geometry on Flame Acceleration and Overpressure of Gas Explosion," *Fuel and Combustion*, 5, 2012, pp. 1-24. (in Persian)
18. N. Hajjaligol and K. Mazaheri, "Turbulent lean premixed flame responseto the imposed inlet oscillatingvelocity and effect of the equivalence ratio and inlet temperature on it," *Fuel and Combustion*, 9, 2016, pp. 21-37. (in Persian)
19. K. J. DeMarco, B. T. Bohan, E. A. Hornedo and M. D. Polanka, "Design Strategy for Fuel Introduction to a Circumferential Combustion Cavity," *AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2018.

20. T. J. Erdmann, A. W. Caswell and E. J. Gutmark, "Experimental Study on the Impact of High Centrifugal Body Forces on Constant Pressure, Propane-Air Flames," *AIAA SciTech Forum*, 2019.
21. J. P. Sykes, T. P. Gallagher and B. A. Rankin, "Effects of Rayleigh-Taylor instabilities on turbulent premixed flames in a curved rectangular duct," *Proceedings of the Combustion Institute*, 38, 2020, pp. 6059-6066.
22. C. J. Greenshields, *OpenFOAM User Guide version 6*, OpenFOAM Foundation Ltd, 2018.
23. X. Y. Zhou, J. C. F. Pereira, "Large Eddy Simulation (2D) of a Reacting Plane Mixing Layer Using Filtered Density Function Closure," *Flow, Turbulence and Combustion*, 64, 2000, pp. 279-300.
24. P. E. Desjardin, S. H. Frankel, "Two-dimensional large eddy simulation of soot formation in the near-field of a strongly radiating nonpremixed acetylene-air turbulent jet flame," *Combustion and Flame*, 119, 1999, pp. 121-132.
25. R. Mercier, C. Mehl, B. Fiorina, "Filtered Wrinkled Flamelets model for Large-Eddy Simulation of turbulent premixed combustion," *Combustion and Flame*, 205, 2019, pp. 93-108.
26. A. Horvat, I. Kljenak, J. Marn, "Two-dimensional large-eddy simulation of turbulent natural convection due to internal heat generation," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, 2001, pp. 3985-3995.
27. A. Matos, F. A. Pinho, A. Silveira, "Large-eddy simulation of turbulent flow over a two-dimensional cavity with temperature fluctuations," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42, 1999, pp. 49-59.
28. W.C. Cheng, F. P. Agel, "Evaluation of subgrid-scale models in large-eddy simulation of flow past a two-dimensional block," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 44, 2013, pp.301-311.
29. J. Blazek, "Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications," Elsevier, 2001.
30. H. G. Weller, "The development of a new flame area combustion model using conditional averaging," *Thermo-fluids section report TF/9307*, Imperial College of Science, Technology and Medicine, 1993.
31. P. A. Libby and F. A. Williams, "In Turbulent Reacting Flows, Topics in Applied Physics," *Lecture Notes in Physics*, Springer-Verlag, 44, 1980.
32. A. Yoshizawa and K. Horiuti, "A Statistically-Derived Subgrid-Scale Kinetic Energy Model for the Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows," *Journal of the Physical Society of Japan*, 54, 1985, pp. 2834-2839.
33. T. Holzmann, *Mathematics, Numerics, Derivations and OpenFOAM*, First Edition, 2019.

English Abstract

Investigation of the Effect of Centrifugal Acceleration on the Flame Propagation Speed in Premixed Combustion

Seyyed Ghasem Moshir Estekhah¹, Alireza Mostofizadeh^{2*}, Mehrdad Bazazzadeh³

1- Department of Mechanic and Aerospace, Malek Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran, ghasemmoshir@gmail.com

2- Department of Mechanic and Aerospace, Malek Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran, ar.mostofi@gmail.com

3- Department of Mechanic and Aerospace, Malek Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran, bazazzadeh@mut-es.ac.ir

*Corresponding author

(Received: 11/11/2021, Received in revised form: 20/04/2022, Accepted: 21/04/2022)

Increasing the flame propagation speed with aid of centrifugal force proposed by Lewis is a new challenge that can reduce the length of the combustion chamber and thus increase the thrust to weight ratio. In this study, large eddy simulation of premixed combustion of air-propane mixture in a two-dimensional tube with closed ends have been implemented in OpenFoam Software to investigate the effect of centrifugal force on the flame propagation speed. Comparison of numerical solution results with experimental data showed about 8% error in the most critical centrifugal acceleration (3000g). To investigate the effect of the turbulence model, the combustion simulation using the k turbulence model for 3000g, was compared with the LES model and it was observed that the LES model, investigate propagation speed and flame wrinkling with higher accuracy. Considering the flame surface wrinkling parameter, it was observed that at a centrifugal acceleration equal to 4000g, the flame surface wrinkling, suddenly increased and then decreased rapidly that indicates the extinction of the flame. Then, the effect of pipe length on flame propagation speed and flame wrinkling at 2000g was investigated and it was observed that increasing pipe length and distance from the origin of rotation, the induced centrifugal force increased and as a result, propagation speed and wrinkling increases.

Keywords: Thrust, Combustion, Premixed, OpenFoam, Wrinkling