

پاسخ شعله پیش مخلوط مغشوش رقیق به نوسانات سرعت ورودی و اثر تغییر نسبت هم‌ارزی و دمای مخلوط ورودی بر آن

نجمه حاجی‌علی‌گل^۱ و کیومرث مظاهری^۲

۱- دانشجوی دکتری، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، n.hajialigol@modares.ac.ir

۲- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران (نویسنده مخاطب)، kiumars@modares.ac.ir

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۵/۲/۱۸، دریافت آخرین اصلاحات: ۹۵/۷/۱۵، پذیرش: ۹۵/۷/۱۹)

چکیده: هدف از کار حاضر بررسی پاسخ شعله و اثر تغییر نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی بر آن است. در این تحقیق، نرخ واکنش زیرشبکه با استفاده از مدل احتراقی چین‌خوردگی سطح شعله ولر محاسبه شده است. برای مدل کردن جریان مغشوش نیز از مدل LES استفاده شده است. تابع تبدیل شعله به‌عنوان پاسخ کمی حرارتی شعله در نظر گرفته شده است. نتایج حاضر نشان می‌دهد در هر فرکانس مورد بررسی، با افزایش دامنه، مقدار نسبت اندازه حرارت آزاد شده افزایش می‌یابد که این مقدار افزایش در فرکانس‌های بالاتر، کمتر خواهد بود. اندازه تابع تبدیل شعله در یک فرکانس ثابت با افزایش دامنه کاهش می‌یابد. در هندسه مسئله، دو ناحیه چرخشی در میدان حل ایجاد می‌شود. هرگونه تغییر در دامنه و فرکانس می‌تواند در ناحیه‌های چرخشی ایجادشده، به‌ویژه ناحیه چرخشی مرکزی، در محفظه اثرگذار باشد. در فرکانس‌های پایین و با تغییر در دامنه، این دو ناحیه چرخشی بر تغییر حرارت آزاد شده شعله تأثیر بسزایی ندارند. به همین دلیل، تغییر دامنه بر کاهش تابع تبدیل در فرکانس‌های پایین اثر چندانی ندارد و اندازه تابع تبدیل مقدار تقریباً ثابتی است. با حرکت به سمت فرکانس‌های بالاتر، افزایش دامنه اثر بیشتری بر میزان تابع تبدیل شعله می‌گذارد و باعث کاهش بیشتر آن می‌شود. با افزایش دامنه، مقدار مربوط به اندازه فاز تا قبل از فرکانس ۱۴۰ هرتز اندکی کاهش می‌یابد. از فرکانس ۲۰۰ به بعد، با افزایش دامنه، مقدار فاز افزایش می‌یابد. با افزایش نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی، میزان نسبت حرارت آزاد شده و مقدار تابع تبدیل شعله کاهش می‌یابد. فاز مربوط به تابع تبدیل شعله، با افزایش نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی، افزایش می‌یابد.

کلیدواژگان: ناپایداری احتراق، پاسخ شعله، تابع تبدیل شعله، نسبت هم‌ارزی، دمای ورودی

مقدمه

ناپایداری احتراق به یک بحث بزرگ برای سازندگان توربین گاز بدل شده است. قوانین سخت‌گیرانه آلاینده‌گی، به‌ویژه در مورد اکسیدهای نیتروژن، منجر به توسعه روش‌های جدید احتراقی مانند احتراق پیش مخلوط رقیق برای جایگزینی با شعله‌های سنتی غیرپیش‌آمیخته شده است. این نوع احتراق، بیشتر از نوع سنتی، در معرض ناپایداری‌ها و تولید نوسانات شدیدی است که باعث خسارت به تجهیزات می‌شود. احتراق با نوسانات پریودیک با دامنه بزرگ، به‌عنوان احتراق ناپایدار، تلقی می‌شود [۱]. چنین ناپایداری‌هایی طی عملکرد تجهیزات پیشرانس (مثل راکت‌ها)، تولید قدرت (توربین گازهای صنعتی)، کوره‌های صنعتی و سیستم‌های گرمایش ایجاد می‌شود. ناپایداری احتراق با کوپل آزاد شدن انرژی حرارتی و نوسانات آکوستیکی محفظه احتراق ایجاد می‌شود. این ناپایداری‌ها، نوسانات با دامنه بزرگ فشار و سرعت تولید می‌کنند که سبب نوسانات نیروی پیشرانس، ارتعاشات شدید محفظه احتراق، افزایش انتقال حرارت و تنش‌های حرارتی دیواره‌ها، بار مکانیکی، پرش شعله و برگشت شعله

می‌شود. بنابراین، در طی نیم‌قرن اخیر تلاش‌های گسترده‌ای برای فهم پدیده‌های تحریک‌کننده این ناپایداری‌ها و توسعه روش‌های پیشگیری‌کننده آن‌ها انجام شده است.

بررسی پدیده ناپایداری احتراق از سه روش تحلیلی، تجربی و شبیه‌سازی عددی امکان‌پذیر است. در شبیه‌سازی‌های عددی، دو روش برای پیش‌بینی ناپایداری احتراق وجود دارد. اولین روش آن روش مستقیم نامیده می‌شود [۲]. در این روش، معادلات مربوط به امواج آکوستیک و آزادشدن حرارت ناپایای شعله به‌طور همزمان و به‌طور کامل توسط دینامیک سیالات محاسباتی حل می‌شوند. در روش دوم، که روش غیرمستقیم نامیده می‌شود، معادلات مربوط به امواج آکوستیک و آزادشدن حرارت ناپایا به‌صورت وابسته به هم حل نمی‌شوند. در این روش، پاسخ حرارت آزادشده ناپایای شعله به نوسانات^۱ به کمک تابع تبدیل شعله^۲ مدل می‌شود [۳]. اگر تابع تبدیل را بتوان یافت، می‌توان پیش‌بینی‌های خوبی از ناپایداری در محفظه احتراق با استفاده از مدل‌های موجود مرتبه پایین داشت [۴]. تابع تبدیل شعله به‌صورت زیر تعریف می‌شود [۴]:

$$H(f, A) = \frac{Q'(f) / \langle Q \rangle}{u'(f) / \langle U \rangle} \quad (1)$$

که در رابطه بالا، $\langle Q \rangle$ متوسط زمانی حرارت آزادشده و $\langle U \rangle$ سرعت متوسط جریان ورودی به داخل محفظه است. $u'(f)$ و $Q'(f)$ به ترتیب نشان‌دهنده سرعت و حرارت آزادشده در هر لحظه است. تابع تبدیل شعله در واقع می‌تواند نمایشی از چگونگی حرارت آزادشده توسط شعله باشد.

تابع تبدیل شعله را می‌توان از طریق مدل‌های تحلیلی، روش‌های آزمایشگاهی و روش‌های عددی به‌دست آورد. در هندسه‌های ساده می‌توان تابع تبدیل شعله را از روش تحلیلی به‌دست آورد. برای کارهای انجام‌شده به روش تحلیلی در زمینه به‌دست‌آوردن تابع تبدیل شعله، می‌توان به تحقیقات بویر [۵]، داوولینگ [۶] و اسپالر [۷] اشاره کرد. این مدل‌ها تابع تبدیلی را ارائه می‌دهند که مشخصه یک فیلتر پایین‌گذر^۳ (جریان با فرکانس پایین) را دارند. بدین معنی که سیستم فرصت پاسخ به فرکانس‌های بالا را ندارد. چنان‌که، با افزایش فرکانس، دامنه تابع تبدیل به سرعت به سمت صفر میل می‌کند.

در روش‌های آزمایشگاهی، تابع تبدیل شعله معمولاً به‌وسیله شدت تشعشع‌هایی که از OH تحریک‌شده به‌دست آورده‌اند، تخمین زده می‌شود. به‌نحوی که نسبت حرارت آزادشده لحظه‌ای به حرارت آزادشده متوسط را به کمک رابطه‌ای که با شدت تشعشع OH دارد، به‌دست می‌آورند. در واقع، یکی از مشکل‌ترین بخش‌های کار تجربی در محاسبه نسبت حرارت آزادشده است [۴]. میدان سرعت را نیز به کمک سرعت‌سنج سیم داغ^۴ اندازه‌گیری می‌کنند. پس از به‌دست آوردن دو مقدار نسبت حرارت آزادشده و سرعت، می‌توان تابع تبدیل شعله را محاسبه کرد. از جمله مهم‌ترین کارهای آزمایشگاهی اولیه انجام‌شده روی تابع تبدیل شعله می‌توان به آزمایش‌های مربوط به مشعل‌ها و شعله‌های آرام توسط مرک [۸]، موگرید [۹] و گلداشمیت [۱۰]، نتایج تجربی شعله مغشوش توسط بکر و همکارانش [۱۱] و مشعل‌های کاربردی دیگ‌های بخار توسط هادویگ [۱۲، ۱۳] اشاره کرد.

بالاچاندان و همکارانش [۴]، به‌صورت تجربی، اثر تغییر دامنه و فرکانس سرعت جریان ورودی به محفظه احتراق را روی حرارت آزادشده ناپایای شعله بررسی کردند. در این آزمایش‌ها، این گروه روش‌های اندازه‌گیری تشعشع OH، CH و روش تصویربرداری PLIF^۵ را برای اندازه‌گیری حرارت آزادشده به‌کار گرفتند. در هر سه روش گفته‌شده، داده‌های قابل قبولی از حرارت آزادشده به‌دست آورده شد. نتایج نشان داد که نسبت حرارت آزادشده با افزایش دامنه در هر فرکانسی افزایش می‌یابد. این افزایش در فرکانس‌های پایین به‌صورت خطی و در فرکانس‌های بالا به‌صورت غیرخطی اتفاق می‌افتد.

1. Perturbations
2. Transfer Function
3. Low Pass Filter
4. Hot Wire
5. Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF) imaging

در کنار روش‌های تجربی و تحلیلی به دست آوردن تابع تبدیل شعله، پاسخ شعله به تحریکات آکوستیکی را با روش دینامیک سیالات محاسباتی می‌توان به دست آورد [۱۵،۱۴]. CFD می‌تواند به مطالعه میدان جریان در کنار به دست آوردن پاسخ شعله بپردازد. در واقع، می‌تواند اندرکنش بین دینامیک شعله و جریان را پیش‌گویی کند. دینامیک سیالات محاسباتی باید توانایی نمایش قابل قبول فیزیک جریان را داشته باشد و همچنین قادر باشد اثرهای جریان مغشوش را بر روی حرارت آزاد شده به خوبی نشان دهد. روش‌های شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ^۱ و متوسط‌گیری شده رینولدز^۲ دو روش برای حل معادلات مربوط به جریان مغشوش است. به نظر می‌رسد که LES، به دلیل توانایی پیش‌بینی درست خواص مربوط به جریان مغشوش، بهترین و مناسب‌ترین مدل برای استفاده در حل معادلات است [۱۶].

فبرر [۱۷] از مدل LES برای بررسی عددی اثر امواج آکوستیکی بر روی پاسخ شعله، بدون در نظر گرفتن رفتار شعله، استفاده کرد. او در مطالعه خود اثر نوسانات سرعت جریان ورودی بر روی پاسخ شعله را بررسی کرد. او رفتار تابع تبدیل شعله را در دامنه‌ها و فرکانس‌های مختلف بررسی کرد. نتایج حاصل از کار او تطبیق خوبی با داده‌های آزمایشگاهی داشت. او همچنین زمان تأخیر پاسخ شعله را نیز در مطالعه خویش بررسی کرد. نتایج نشان داد که زمان تأخیر در دامنه‌ها و فرکانس‌های مختلف تفاوت چندانی ندارد. کردایت [۱۸،۱۹]، به صورت تجربی و عددی، به مطالعه بررسی پاسخ شعله به نوسانات سرعت ورودی در یک مشعل به همراه چرخش پرداخت. او شبیه‌سازی عددی خویش را به کمک مدل آشفتگی LES و حلگر احتراقی زی‌فوم^۳ انجام داد. نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی به کمک این دو حلگر توانست تطبیق خوبی با نتایج تجربی داشته باشد. اگرچه نتایج وی نشان‌دهنده رابطه غیرخطی تابع تبدیل شعله در یک مشعل به همراه چرخش با دامنه تحریک ورودی بود، اما هیچ بحثی در مورد رابطه اثر تغییر دمای ورودی و نسبت هم‌ارزی بر تابع تبدیل شعله صورت نگرفت.

ایجاد تحریک آکوستیکی در ورودی تنها روش بررسی پاسخ شعله و مشاهده تغییرات احتراقی است. چنانکه در بالا نیز گفته شد، تمامی مطالعات موجود در این زمینه از این روش استفاده کرده‌اند. با توجه به اهمیت شبیه‌سازی دقیق جریان‌های مغشوش احتراقی در حضور تحریکات آکوستیکی به دلیل اثر آکوستیک بر ساختارهای توربولانسی، در کار حاضر از مدل LES استفاده شده است. همچنین، به منظور در نظر گرفتن اثرات تراکم‌پذیری در احتراق از مدل تراکم‌پذیر احتراقی فلیمت ولر^۴ برای پیش‌بینی نتایج تجربی حاصل از مطالعه آزمایشگاهی بالاچاندان و همکارانش [۴] استفاده می‌شود. علت انتخاب نتایج آزمایشگاهی بالاچاندان و همکارانش هندسه ساده کار ایشان و همچنین وجود داده‌های کافی برای دو حالت آزمایش در دو حالت سرد و احتراقی است. عوامل مختلفی بر تغییر میزان تابع تبدیل شعله اثر دارند که از جمله آن می‌توان به تغییر در نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی اشاره کرد. هرچند برخی مراجع [۱۹،۱۸،۱۳] به بررسی پاسخ شعله پرداخته‌اند، اما تاکنون هیچ بررسی در مورد اثر متغیرهای مهم ورودی مانند دما و نسبت هم‌ارزی بر پاسخ شعله انجام نشده است. از این رو، در این تحقیق، پس از بررسی چگونگی تغییر اندازه نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن در دامنه‌ها و فرکانس‌های مختلف، اثر تغییر نسبت هم‌ارزی و تغییر دمای ورودی بر عوامل ذکر شده مورد توجه قرار گرفته است. پس از بیان ادبیات موضوع در بخش اول، بخش دوم به بیان هندسه کار، معادلات حاکم و روش حل عددی می‌پردازد. بخش سوم نتایج حاصل را در دو قسمت بیان می‌کند. در قسمت اول، نتایج مربوط به حل جریان سرد برای یک فرکانس و دامنه مشخص و مقایسه آن با داده‌های تجربی آیچ و همکارانش [۲۰] ارائه می‌شود. قسمت دوم، ابتدا، به حل جریان احتراقی بدون تحریک آکوستیکی و در ادامه به ارائه نتایج حاصل از جریان احتراقی همراه با اعمال تحریک می‌پردازد. برای اعتبارسنجی مطالعه عددی حاضر، نتایج با داده‌های بالاچاندان و همکارانش [۴] مقایسه می‌شود. در ادامه این قسمت به بررسی اثر تغییر نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی بر پاسخ شعله پرداخته می‌شود.

1. Large Eddy Simulations (LES)
2. Reynolds-averaged Navier-Stokes (URANS)
3. XiFoam
4. Weller Flamelet

هندسه مورد مطالعه

نمای محفظه احتراق مورد مطالعه در شکل ۱ آورده شده است. این محفظه شامل یک مجرای استوانه‌ای شکل به طول ۸۰ میلی‌متر و قطر داخلی ۳۵ میلی‌متر است. یک جسم مانع^۱ به صورت مخروطی شکل با قطر ۲۵ میلی‌متر در مرکز مجرا قرار داده شده است. جریان گاز سرد از یک محفظه استوانه‌ای با طول ۲۰۰ میلی‌متر و قطر داخلی ۱۰ میلی‌متر فراهم می‌شود. سوخت مورد استفاده اتیلن است. هوا و سوخت به صورت مخلوط کاملاً پیش‌آمیخته از فضای میان جسم مانع و قطر داخلی مجرای استوانه‌ای به محفظه احتراق وارد می‌شود. بخش محفظه اصلی مورد مطالعه مشعل از جنس کوارتز با قطر داخلی ۷۰ میلی‌متر و طول ۸۰ میلی‌متر است. هوا و سوخت قبل از ورود به محفظه با یکدیگر به طور کامل مخلوط می‌شوند.

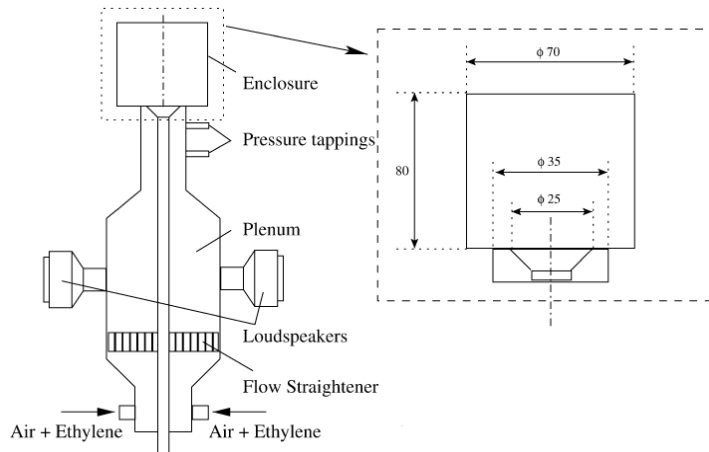


Figure 1- Schematic of the combustion rig [4]

شکل ۱- نمای محفظه احتراق مورد بررسی [۴]

معادلات حاکم، روش حل معادلات و استقلال حل از شبکه

معادلات حاکم در شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ با فیلترگیری از معادلات بقای جرم، تکانه، انرژی و گونه‌ها در فضای مکانی حاصل می‌شوند. در این معادلات، کمیت‌های مجهولی وجود دارند که نیازمند مدل کردن اند تا در نهایت دستگاه معادلات حاکم بسته شود. این جمله‌ها شامل تنش‌های زیرشبکه رینولدز، که بیانگر اثر مقیاس‌های کوچک (باقی‌مانده) بر مقیاس‌های بزرگ (حل‌شونده) است، شارهای گونه‌ها و آنتالپی زیرشبکه و نرخ واکنش شیمیایی فیلترشده ($\bar{\omega}$) هستند، به طوری که h ، ρ ، u و Y_k بیانگر مؤلفه‌های سرعت، چگالی، آنتالپی کل و کسر جرمی گونه k ام هستند.

با استفاده از مدل لزجت گردابه‌ای اسماغورنسکی، تنش‌های رینولدز در مقیاس زیرشبکه با استفاده از رابطه زیر به دست

می‌آیند:

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}^{SGS} = -2\bar{\mu}_{SGS} \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{kk} \right)$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

μ_{SGS} لزجت گردابه‌ای، S_{ij} تانسور نرخ کرنش، δ_{ij} دلتای کرونگر و τ_{kk}^{SGS} قسمت ایزوتروپیک تانسور تنش زیرشبکه بوده که به انرژی جنبشی زیرشبکه، k_{SGS} ، ربط داده می‌شود:

$$\tau_{kk}^{SGS} = \bar{\rho} (\overline{u_k u_k} - \tilde{u}_k \tilde{u}_k) = 2\bar{\rho} k_{SGS} \quad (3)$$

1. Bluff-body

البته، در اینجا، این عبارت در جمله فشار فیلترگیری شده ادغام شده [۲۱] و در نتیجه معادله تکانه به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\frac{\partial\bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(2(\bar{\mu} + \bar{\mu}_{SGS})\left[\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{S}_{kk}\right]\right) \quad (4)$$

در روابط بالا، بالانویس‌های (-) و (~) به ترتیب نشانگر فیلترگیری معمولی و فیلترگیری جرمی فاورند. در کار حاضر، برای مدل‌سازی لزجت گردابه‌ای، از مدل آشفتگی تک‌معادله‌ای استفاده می‌شود. در این مدل، لزجت گردابه‌ای به صورت رابطه $\mu_{SGS} = \bar{\rho}C_k\sqrt{k_{SGS}}\Delta$ تعریف می‌شود که در آن C_k ضریب ثابت و Δ پهنای فیلتر، با اندازه شبکه $\Delta = (\Delta_x\Delta_y\Delta_z)^{1/3}$ ربط داده می‌شود. k_{SGS} نیز از حل معادله انتقال زیر به دست می‌آید:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k_{SGS})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j k_{SGS}) - \frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu + \mu_{SGS})\frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j}\right) = P_k - C_e\frac{\bar{\rho}k_{SGS}^{3/2}}{\Delta} \quad (5)$$

ضرایب ثابت C_k و C_e به ترتیب برابر 0.094 و $1/0.48$ در نظر گرفته شده‌اند [۲۲]. جمله منبع P_k نیز از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$P_k = -\tau_{ij}:\tilde{S}_{ij} = [2\mu_{SGS}\left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{S}_{kk}\right)]:\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}\bar{\rho}k_{SGS}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (6)$$

به منظور مدل‌سازی شار آنتالپی زیر شبکه نیز از فرض انتقال گرادیان ساده استفاده می‌شود، به طوری که [۱۶]:

$$q_{SGS} = \tilde{u}_j\tilde{h} - \tilde{u}_j\tilde{h} \approx -\frac{\mu_{SGS}}{\text{Pr}_t}\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j} \quad (7)$$

برای جریان مادون صوت حاضر، که عدد ماخ آن کوچک است، می‌توان از جمله گرمایش لزجی $(\Phi = \tau_{ij}:(\partial u_j/\partial x_i))$ صرف نظر کرده [۲۱] و در نهایت معادله انرژی فیلترشده را به صورت زیر ساده کرد:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{h})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h}) = \frac{D\bar{P}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Pr}} + \frac{\bar{\mu}_{SGS}}{\text{Pr}_t}\right)\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j}\right) \quad (8)$$

با فرض یک واکنش کلی تک‌مرحله‌ای برگشت‌ناپذیر، معادله بقای گونه‌ها با یک معادله بقا برای متغیر پیشرفت b که بین یک برای واکنشگرها و صفر برای محصولات احتراق تغییر می‌کند، جایگزین می‌شود:

$$b = \frac{Y_f}{Y_{fu}} \quad (9)$$

به طوری که Y_f کسر جرمی سوخت و Y_{fu} کسر جرمی سوخت در مخلوط نسوخته (واکنشگرها) است. در این حالت، با فرض انتقال گرادیان ساده، شار متغیر پیشرفت واکنش زیر شبکه به صورت زیر مدل می‌شود:

$$\tilde{u}_j\tilde{b} - \tilde{u}_j\tilde{b} \approx -\frac{\mu_{SGS}}{Sc_t}\frac{\partial\tilde{b}}{\partial x_j} \quad (10)$$

و در نهایت، معادله بقای متغیر پیشرفت واکنش به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{b})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{b}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\frac{\bar{\mu}}{Sc} + \frac{\bar{\mu}_{SGS}}{Sc_t}\right)\frac{\partial\tilde{b}}{\partial x_j}\right) + \bar{\omega} \quad (11)$$

در این رابطه، Sc و Sc_t اعداد اشمیت آرام و مغشوش‌اند که در اینجا عدد اشمیت آشفته برابر 0.4 در نظر گرفته شده است [۲۳]. از آنجایی که ضخامت شعله پیش‌آمیخته کوچک‌تر از اندازه شبکه مورد استفاده LES است، جبهه شعله بر روی شبکه محاسباتی حل نمی‌شود. بنابراین، شعله یک پدیده زیر شبکه باقی مانده که اندرکنش آن با آشفتگی زیر شبکه باید مدل شود. در اینجا، به منظور مدل‌سازی جمله نرخ واکنش زیر شبکه، از مدل احتراقی چین‌خوردگی سطح شعله^۱، که برای اولین بار توسط ولر

و همکارانش [۲۴] ارائه شد، استفاده شده است. نرخ واکنش در این مدل، همانند دیگر مدل‌های چگالی سطح شعله، از رابطه $\bar{\omega} = \bar{\rho}_u S_u \Xi |\nabla \bar{b}|$ به دست می‌آید. در این رابطه، $\bar{\rho}_u$ چگالی گازهای نسوخته، S_u سرعت سوزش شعله آرام و Ξ ضریب چین خوردگی شعله زیر شبکه است. Ξ را می‌توان به صورت نسبت سرعت سوزش آشفته به آرام در نظر گرفت (S_u'/S_u) و با چگالی سطح شعله به صورت $\Sigma = \Xi |\nabla \bar{b}|$ ربط داد. روابط مختلفی برای محاسبه کمیت‌های Ξ و S_u ارائه شده است، اما در مدل ولر از دو معادله انتقال برای محاسبه این کمیت‌ها به صورت زیر استفاده می‌شود [۲۵]:

$$\frac{\partial \Xi}{\partial t} + u_s \cdot \nabla \Xi = G\Xi - R(\Xi - 1) + (\sigma_s - \sigma_t)\Xi \quad (12)$$

به طوری که u_s سرعت فیلتر شده سطحی شعله محلی، $G\Xi$ و $R(\Xi - 1)$ نرخ‌های تولید و اضمحلال اغتشاش زیر شبکه و σ_t و σ_s نرخ‌های کرنش حل شونده (بیانگر تاثیر کرنش و انتشار بر چین خوردگی سطح شعله) هستند. ضرایب R و G جمله‌های مجهولی‌اند که با استفاده از رابطه سرعت شعله ارائه شده توسط گولدر [۲۶] به صورت زیر مدل می‌شوند:

$$G = R \left(\frac{\Xi_{eq} - 1}{\Xi_{eq}} \right), \quad R = \frac{0.28 \Xi_{eq}^* - 1}{\tau_\eta \Xi_{eq}^*} \quad (13)$$

$$\Xi_{eq}^* = 1 + 0.62 \left(\frac{u'_\Delta}{S_u} \right)^{1/2} \text{Re}_\eta \quad (14)$$

$$\Xi_{eq} = 1 + 2(1-b)(\Xi_{eq}^* - 1) \quad (15)$$

به طوری که τ_η مقیاس زمانی کولموگروف، u'_Δ شدت اغتشاش زیر شبکه و Re_η عدد رینولدز در مقیاس کولموگروف است. با فرض تعادل در نرخ تولید و اضمحلال اغتشاش در مقیاس زیر شبکه، ضریب چین خوردگی تعادلی سطح شعله، Ξ_{eq} معرفی می‌شود. u_s نیز، به طور مشابه، با سرعت فیلتر شده شرطی گاز نسوخته، u ، مربوط می‌شود:

$$u_s = u + \left(\frac{\bar{\rho}_u}{\bar{\rho}} - 1 \right) S_u \Xi \tilde{n} - \frac{\nabla \cdot (\bar{\rho} D \nabla \bar{b})}{\bar{\rho} |\nabla \bar{b}|} \tilde{n} \quad (16)$$

در اینجا، بردار نرمال شعله حل شونده به صورت $\hat{n} = \nabla \bar{b} / |\nabla \bar{b}|$ محاسبه می‌شود. نرخ کرنش حل شونده σ_t از مجموع u و سرعت شعله آشفته زیر شبکه $S_u \Xi$ و با کم کردن قسمت انبساطی از نرخ کرنش در جهت انتشار \hat{n} به دست می‌آید:

$$\sigma_t = \nabla \cdot (u + S_u \Xi \tilde{n}) - \tilde{n} \cdot [\nabla (u + S_u \Xi \tilde{n})] \cdot \tilde{n} \quad (17)$$

باید توجه داشت که در این مدل انبساط گاز در اثر احتراق تنها در جهت \hat{n} فرض می‌شود. σ_s نیز به طور مشابه به دست می‌آید؛ با این تفاوت که تاثیرات کرنش میدان جریان و کرنش انتشار (در اثر انتشار جبهه شعله خمیده) به طور جداگانه در نظر گرفته شده‌اند تا تاثیر خمیدگی شعله به خوبی مدل شود. در محدوده چین خوردگی‌های بسیار زیاد (با فرض همگن بودن)، از تاثیرات انقباض و انبساط میدان جریان صرف نظر شده، از این رو، تاثیر کرنش انتشار نصف چین خوردگی در جهت \hat{n} است [۲۵].

$$\sigma_s = \frac{\nabla \cdot u - \hat{n} \cdot (\nabla u) \cdot \tilde{n}}{\Xi} + \frac{(\Xi + 1) \{ \nabla \cdot (S_u \tilde{n}) - \hat{n} \cdot [\nabla (S_u \tilde{n})] \cdot \tilde{n} \}}{2\Xi} \quad (18)$$

در کد حاضر، برای به دست آوردن سرعت شعله آرام نیز، از یک معادله انتقال استفاده می‌شود:

$$\frac{\partial S_u}{\partial t} + u_s \cdot \nabla S_u = -\sigma_s S_u + \sigma_s S_u^\infty \frac{(S_u^0 - S_u)}{(S_u - S_u^\infty)} \quad (19)$$

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

σ_{ext} نرخ کرنش خاموشی و S_u^0 سرعت شعله آرام اولیه کشیده نشده (در غیاب انحنا و چین خوردگی) است.

برای شبیه‌سازی عددی از نرم‌افزار کدباز اوپن‌فوم و حلگر زی‌فوم استفاده می‌شود. در حلگر زی‌فوم، معادلات ناویر استوکس واکنشی با استفاده از روش حجم محدود گسسته می‌شوند. انتگرال‌گیری زمانی با استفاده از روش پس‌رو مرتبه دوم ضمنی صورت گرفته است. برای حل مسئله جفت‌شدگی میدان‌های سرعت و فشار از الگوریتم تصحیح PISO، که یک روش تکراری است و برای شبیه‌سازی گذرا مناسب است، استفاده شده است. این الگوریتم به‌عنوان یک روش مبتنی بر فشار^۱ شناخته می‌شود. شرایط اولیه و مرزی با توجه به کار تجربی بالاچاندران [۴] در نظر گرفته شده است. شرایط اولیه به‌صورت مواد اولیه با دمای ۳۰۰k، فشار ۱ بار و متغیر پیشرفت واکنش ۱ است. شرایط مرزی بی‌دررو و عدم لغزش برای دیواره‌ها اعمال شده است. سرعت در ورودی محفظه با رابطه $u_{in} = U_b + u' \sin(2\pi ft)$ اعمال شده است که در آن U_b سرعت میانگین ورودی حالت پایا با مقدار عددی ۹/۹ متر بر ثانیه (عدد رینولدز برابر ۱۷۰۰۰) و $u' = AU_b$ نوسان سرعت به‌صورت $u' = AU_b$ است. f و A به‌ترتیب دامنه و فرکانس سرعت اعمالی خواهند بود. استفاده از تحریک سرعت ورودی به‌جای تحریک فشاری آکوستیکی در فرکانس‌های نه‌چندان بزرگ فرض درستی است که در برخی مطالعات عددی گذشته نیز مدنظر قرار گرفته و منجر به نتایج دقیقی نسبت به داده‌های آزمایشگاهی شده است [۱۷، ۱۹]. این مسئله به‌دلیل عدم تغییرات تابع تبدیل شعله و نرخ آزادشدن حرارت نسبت به نوسانات بخش فشاری موج آکوستیک است [۲]. از این رو، تابع تبدیل شعله تنها تابعی از تغییرات سرعت ایجادشده توسط موج آکوستیکی خواهد بود. در انتهای باز محفظه احتراق نیز فشار محیط و سرعت با گرادیان صفر در نظر گرفته شده است.

از یک قطاع ۹۰ درجه سه‌بعدی برای شبیه‌سازی استفاده شده است. از سلول‌های شش‌وجهی با توزیع گره‌های تقریباً یکنواخت در سراسر شبکه محاسباتی استفاده شده است. کیفیت شبیه‌سازی LES وابسته به درصدی از انرژی جنبشی اغتشاشی است که در شبیه‌سازی با این روش به‌طور مستقیم حل می‌شود. پوپ [۲۷] معتقد است که در شبیه‌سازی به روش LES باید حداقل ۷۵ درصد از انرژی جنبشی اغتشاشی به‌طور مستقیم حل شود. این درصد به‌صورت رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$LES_{IQ} = \frac{k_{Resolved}}{k_{Total}} = \frac{k_{Resolved}}{k_{Resolved} + k_{SGS}} \quad (20)$$

در این رابطه، k_{Total} انرژی جنبشی اغتشاشی کل جریان، $k_{Resolved}$ انرژی جنبشی اغتشاشی حل‌شده به‌طور مستقیم و k_{SGS} انرژی جنبشی اغتشاشی در مقیاس زیر شبکه است. شکل ۲ مقدار عددی کمینه LES_{IQ} را برحسب تعداد سلول‌های مختلف نشان می‌دهد.

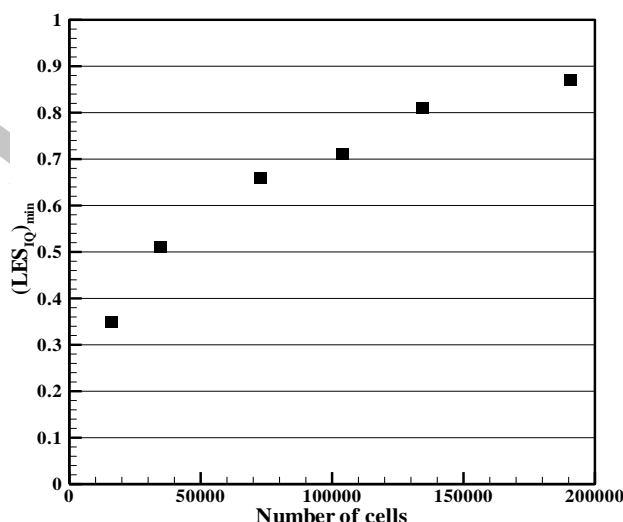


Figure 2- Minimum value of LES_{IQ} for various cells: Grid independency
 شکل ۲- مقدار کمینه LES_{IQ} برای تعداد سلول‌های مختلف: استقلال حل از شبکه

1. Pressure-based scheme

از این شکل می‌توان مشاهده کرد که شبکه‌بندی با تعداد سلول ۱۳۴۸۸۳ می‌تواند معیار LES_{IQ} بزرگ‌تر از ۰/۸ را ارضا کند. از این رو، با این تعداد سلول می‌توان از استقلال حل از شبکه اطمینان یافت. در به‌دست آوردن تابع تبدیل (رابطه ۱)، کمیت حرارت آزاد شده نیاز به محاسبه دارد. نحوه محاسبه حرارت آزاد شده به‌صورت زیر است:

$$Q = H_f \int \bar{\omega} dV = H_f \int \bar{\rho}_u S_u \Xi |\nabla \bar{b}| dV \quad (21)$$

در رابطه بالا H_f آنتالپی تشکیل است.

نتایج و بحث پیرامون آن

جریان سرد

در ابتدا، شبیه‌سازی عددی جریان سرد، که اجازه ارزیابی اولیه‌ای از پیش‌بینی ویژگی‌های جریان را می‌دهد، انجام شد. همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده می‌شود، در اثر نوع هندسه دو منطقه چرخشی در جریان به‌وجود می‌آید. جریان چرخشی اول بر روی جسم مانع ایجاد می‌شود و جریان دوم در کنار دیواره پدید می‌آید. جریان چرخشی اول با نام ناحیه چرخشی مرکزی^۱ و جریان چرخشی دوم با نام ناحیه چرخشی بیرونی^۲ در شکل نشان داده شده است.

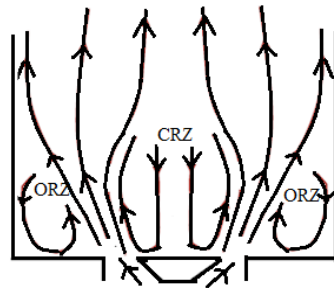


Figure 3- Schematic view of the flow [20]

شکل ۳- طرحواره‌ای از جریان مورد مطالعه [۲۰]

شکل ۴ سرعت متوسط و نوسانی محوری مربوط با دامنه و فرکانس تحریک ۰/۶ و ۱۶۰ هرتز را در ۶ موقعیت مکانی نشان می‌دهد. این موقعیت‌ها مکان‌ها با مختصات طولی و شعاعی (۵،۰)، (۵،۱۵)، (۵،۳۰)، (۵،۰)، (۵،۱۵) و (۵،۰) هستند. سرعت‌ها با سرعت متوسط ورودی بی‌بعد شده‌اند. در این شکل، مقایسه بین داده‌های حاصل از کار تجربی آیچ و همکارانش [۲۰] و نتایج حاصل از مطالعه حاضر صورت گرفته است. مدل اغتشاشی مورد استفاده در کار عددی حاضر LES است. تطبیق خوبی بین دو گروه نتایج در این شکل قابل مشاهده است.

جریان گرم

محفظه بدون تحریک ورودی

شکل ۵ تغییرات نرخ واکنش برحسب موقعیت شعاعی را نشان می‌دهد. این شکل در واقع مقایسه تغییرات نرخ واکنش بین داده‌های تجربی [۴] و نتایج حاصل از حل عددی در موقعیت طولی ۰/۰۱ متر از محل ورودی و برای شعله بدون تحریک سرعت ورودی را به‌نمایش می‌گذارد. از شکل مشخص است که مدل فلیملت می‌تواند نرخ واکنش را به‌خوبی پیش‌بینی کند.

1. Central Recirculation Zone (CRZ)
2. Outer Recirculation Zone (ORZ)

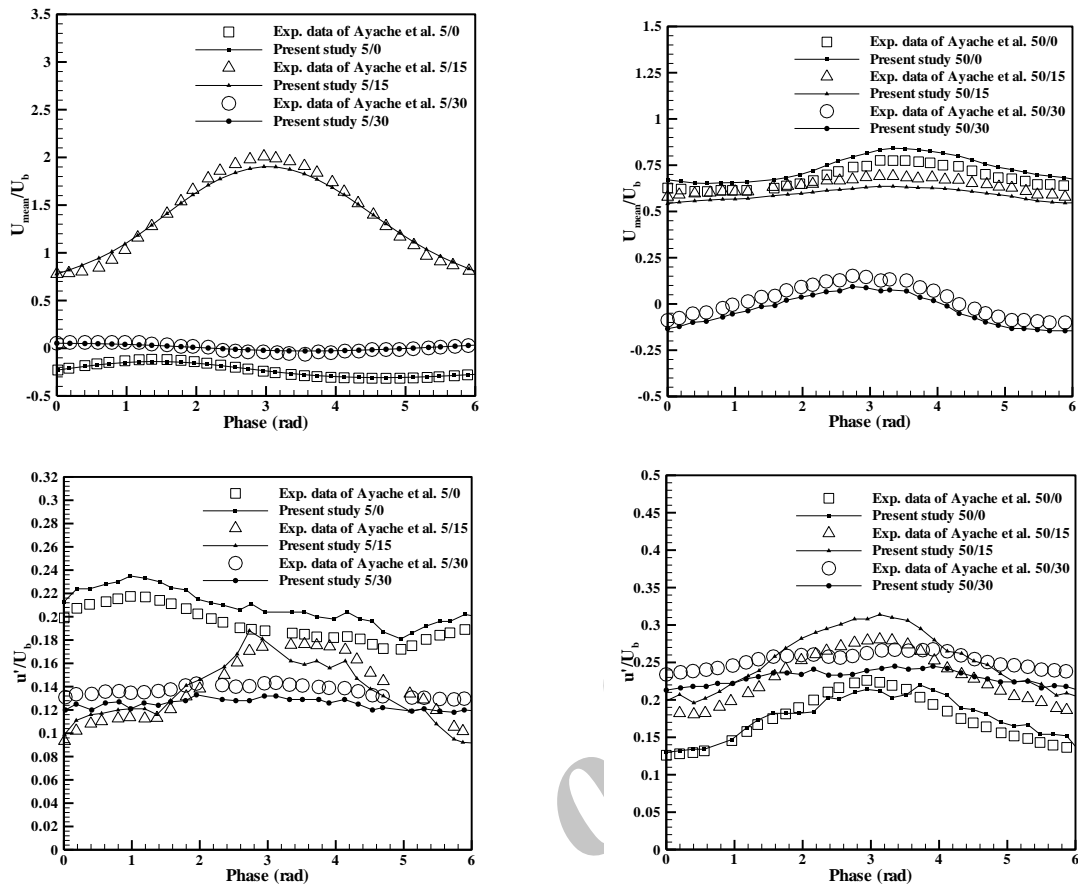


Figure 4- The mean and distributed axial velocity of a non-reactive flow in the amplitude and frequency of 0.6 and 160 Hz
 شکل ۴- سرعت متوسط و نوسانی جریان غیرواکنشی با دامنه و فرکانس ۰/۶ و ۱۶۰ هرتز [۲۰]

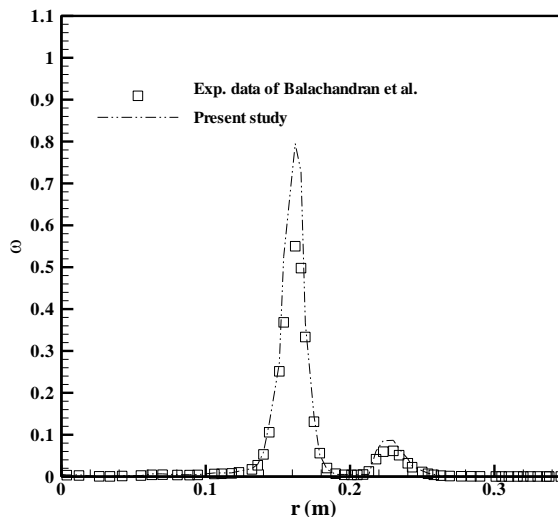


Figure 5- The variation of reaction rate versus radial position: a comparison between the experimental data [4] and the current numerical results

شکل ۵- تغییرات نرخ واکنش برحسب شعاع: مقایسه بین داده‌های تجربی [۴] و مقادیر به‌دست آمده از حل عددی در $z=0.01\text{m}$

محفظه همراه با تحریک ورودی

در این قسمت، سه فرکانس ۴۰، ۱۶۰ و ۳۱۰ هرتز و دامنه‌های ۰ تا ۰/۴۵ مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در ابتدا، شبیه‌سازی تا حدی پیش می‌رود که از حالت گذرای اولیه خارج شده و یک حد پایدار برای نتایج به دست آید. حداقل ۱۴ دوره زمانی-منظور دوره تناوب سرعت ورودی است که به صورت سینوسی اعمال شده است- برای گرفتن نتایج و ارائه آن‌ها طی شد تا جایی که اثر تحریک تا آخرین نقاط در دامنه خروجی هم مشاهده شود. شکل ۶ اندازه نسبت حرارت آزاد شده $|Q'(f)/Q|$ ، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن را برحسب دامنه در فرکانس ۴۰ هرتز نشان می‌دهد.

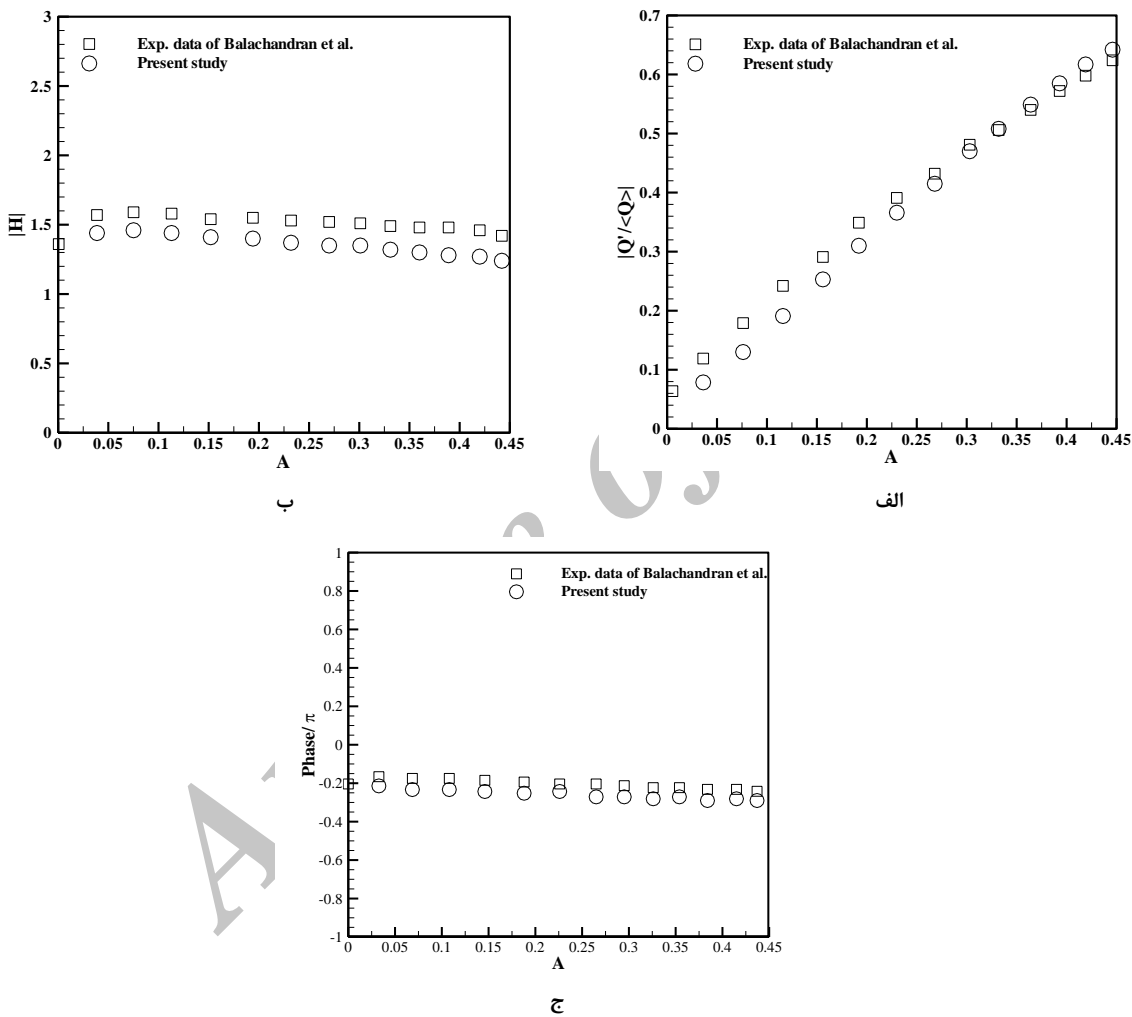


Figure 6- (a) Heat release ratio, (b) the flame transfer function and (c) phase of the flame transfer function versus the inlet excitation amplitude for frequency of 40Hz

شکل ۶- اندازه نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن برحسب دامنه تحریک ورودی برای فرکانس ۴۰ هرتز: (الف) نسبت حرارت آزاد شده، (ب) اندازه تابع تبدیل شعله، (ج) فاز مربوط به تابع تبدیل شعله

در این فرکانس، تغییرات اندازه حرارت آزاد شده برحسب دامنه به صورت خطی صورت می‌گیرد. این رفتار در اندازه تابع تبدیل شعله نیز به صورت تقریباً خطی دیده می‌شود. زمانی که فرکانس موج ورودی کم باشد، طول موج بزرگ خواهد بود. اگر محفظه احتراق به عنوان یک المان در نظر گرفته شود، وقتی طول موج بزرگ باشد، نسبت طول موج به طول المان عددی بزرگ

خواهد بود. در چنین شرایطی، فرض فشردگی^۱ برقرار است [۲۸]. در این شرایط، جریان‌های برشی ایجاد شده ناشی از ناحیه‌های چرخشی در دامنه‌های مختلف، تحت تأثیر تحریک آکوستیکی قرار ندارند و با تغییر در دامنه اثر چندانی بر فیزیک جریان نمی‌گذارند. این بدان معنی است که عوامل ایجادکننده رفتار غیرخطی آزاد شدن حرارت از جمله گرادیان‌های دمایی و گردابه‌ها در هربار تغییر دامنه موج آکوستیکی تغییری نمی‌کنند و تغییرات آزاد شدن حرارت برحسب دامنه خطی می‌شود. با دقت در شکل، مشخص است که با افزایش دامنه در فرکانس ۴۰ هرتز، مقدار فاز مربوط به تابع تبدیل شعله با شیب بسیار کم کاهش می‌یابد. تغییرات نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز آن برحسب دامنه در فرکانس ۱۶۰ هرتز در شکل ۷ نشان داده شده است. از این شکل مشاهده می‌شود که تا دامنه ۰/۱ رفتار خطی بین نسبت حرارت آزاد شده و دامنه وجود دارد. از دامنه ۰/۱۵ به بعد، این رفتار غیرخطی خواهد شد. این نوع رفتار بدین دلیل است که با افزایش فرکانس و کاهش طول موج، فرض فشردگی اعتبار خود را به تدریج از دست می‌دهد و موج آکوستیکی اثر بیشتری بر فیزیک جریان دارد.

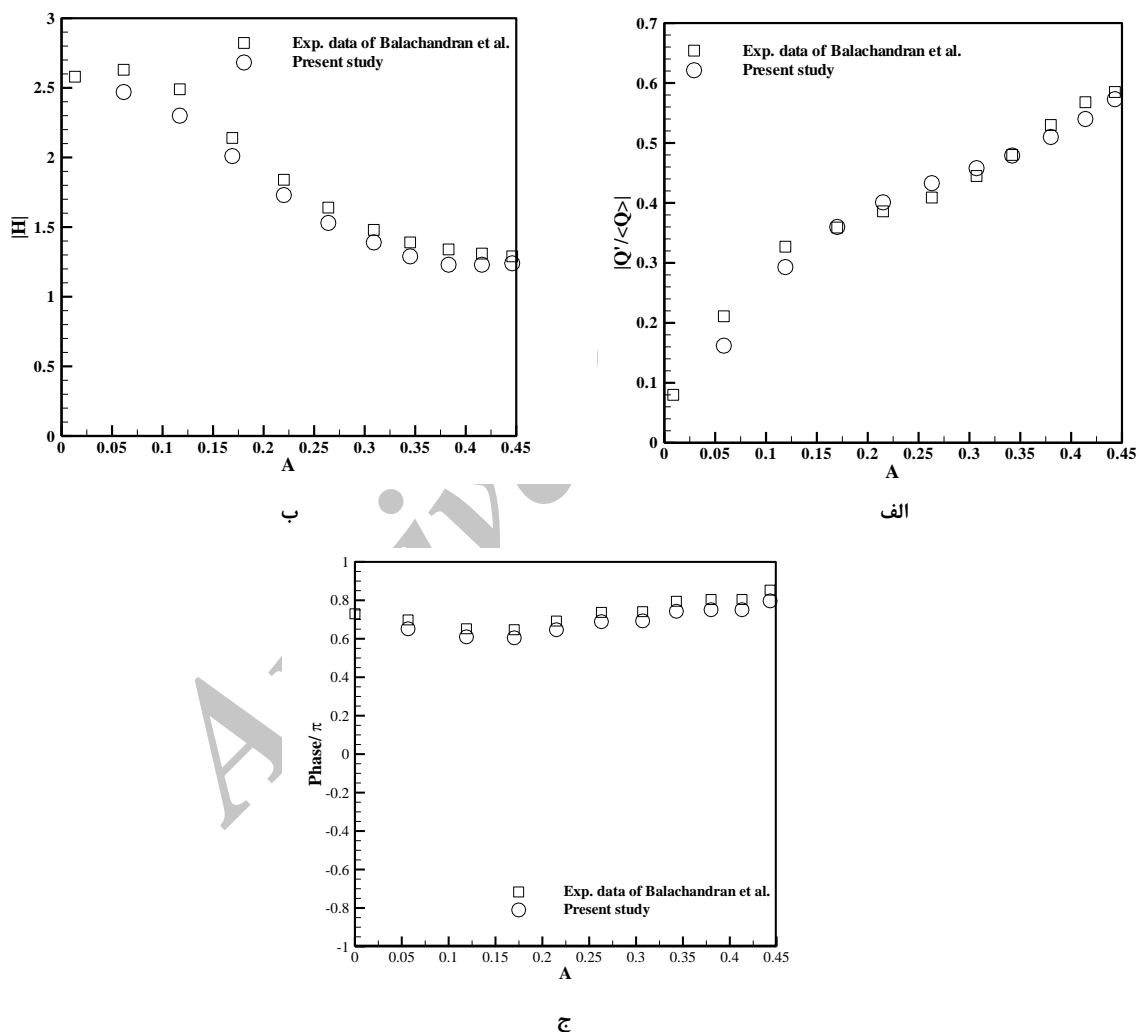


Figure 7- (a) Heat release ratio, (b) the flame transfer function and (c) phase of the flame transfer function versus the inlet excitation amplitude for frequency of 160 Hz

شکل ۷- اندازه نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن برحسب دامنه تحریک ورودی برای فرکانس ۱۶۰ هرتز: (الف) نسبت حرارت آزاد شده، (ب) اندازه تابع تبدیل شعله، (ج) فاز مربوط به تابع تبدیل شعله

1. Compact assumption

از سوی دیگر، از دیدگاه تجربه، ثابت شده است که دامنه تحریکی که در آن گردابه‌ها بر لایه برشی اثر می‌گذارد بسیار به فرکانس وابسته است و با افزایش فرکانس کاهش می‌یابد [۲۹]. در واقع، این بیان، حدود اعتبار فرض فشردگی را در محفظه احتراق بیان می‌کند؛ یعنی وقتی فرض فشردگی برقرار است، چنین دامنه تحریکی دارای مقدار بزرگی است. با کم‌اعتبار شدن فرض فشردگی (افزایش فرکانس) مقدار این دامنه کاهش می‌یابد.

در فرکانس ۱۶۰ هرتز، از دامنه ۰/۱۵ به بعد، با توجه به بی‌اعتبار شدن فرض فشردگی، اثر تغییرات جریان‌های برشی ایجاد شده توسط جریان‌های چرخشی ناشی از تغییر دامنه موج آکوستیکی بر فیزیک جریان بیشتر شده و باعث رفتار غیرخطی تغییرات نسبت حرارت آزاد شده بر حسب دامنه می‌شود. تابع تبدیل شعله در این فرکانس رفتاری غیرخطی دارد. به طوری که در دامنه‌های پایین، تا حدود تقریبی دامنه ۰/۳، کاهش تقریباً سریعی پیدا می‌کند و بعد از دامنه ۰/۳ به یک مقدار تقریباً ثابت می‌رسد. مقدار فاز نیز در ابتدا، با افزایش دامنه کاهش می‌یابد (تقریباً تا دامنه ۰/۱۵) و در ادامه افزودن دامنه، افزایش می‌یابد.

شکل ۸ تغییرات نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن بر حسب دامنه در فرکانس ۳۱۰ هرتز را نشان می‌دهد. تغییرات نسبت حرارت آزاد شده بر حسب دامنه تا دامنه نزدیک به ۰/۱ خطی است و در دامنه‌های بزرگ‌تر رفتار غیرخطی خواهد شد.

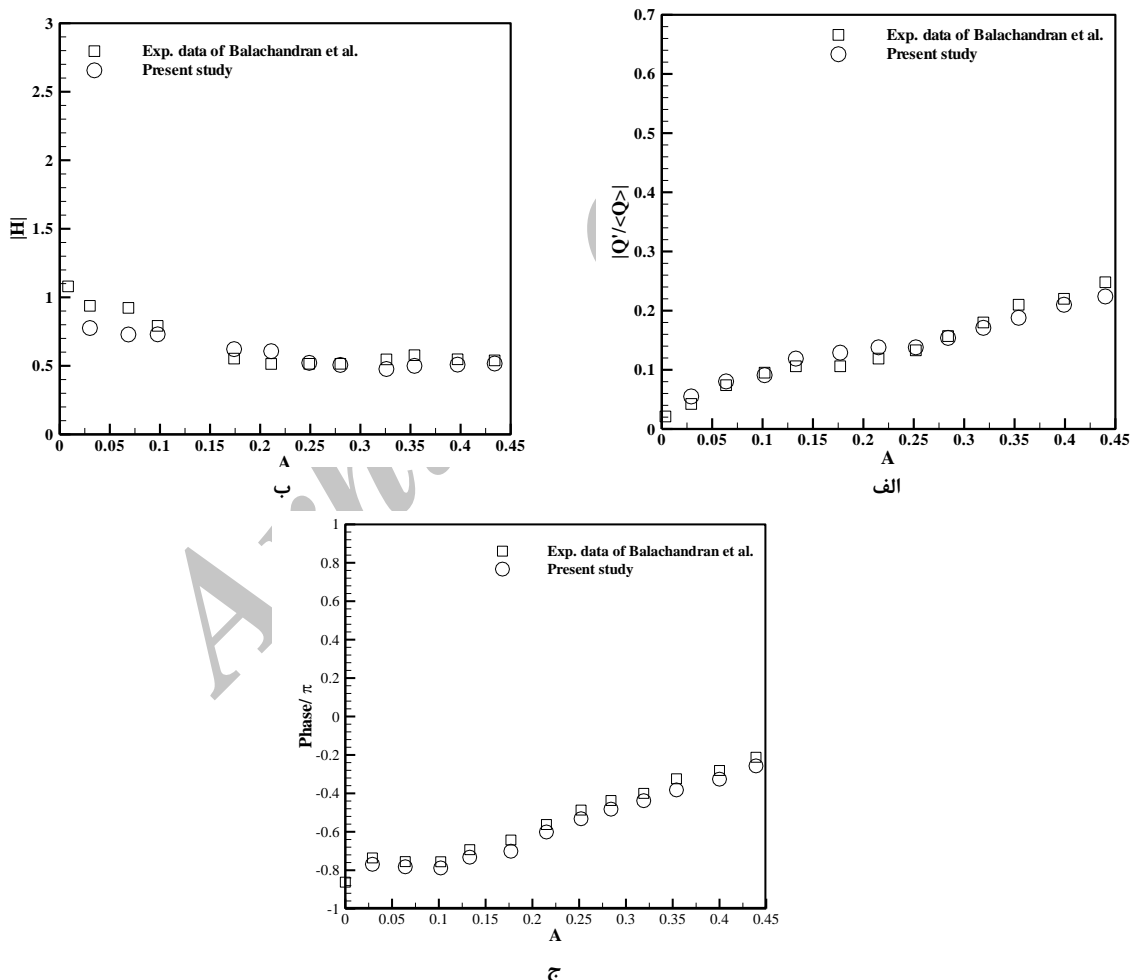


Figure 8- (a) Heat release ratio, (b) the flame transfer function and (c) phase of the flame transfer function versus the inlet excitation amplitude for frequency of 310 Hz

شکل ۸- اندازه نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن بر حسب دامنه تحریک ورودی برای فرکانس ۳۱۰ هرتز: الف) نسبت حرارت آزاد شده، ب) اندازه تابع تبدیل شعله، ج) فاز مربوط به تابع تبدیل شعله

با مشاهده رفتار نسبت آزادشدن حرارت برحسب دامنه در سه فرکانس ۴۰، ۱۶۰ و ۳۱۰ هرتز و مقایسه آن‌ها، می‌توان به این نتیجه رسید که با افزایش فرکانس، دامنه تحریکی که تا آن دامنه رفتار خطی است کوچک‌تر خواهد بود. اندازه تابع تبدیل شعله در فرکانس ۳۱۰ هرتز با افزایش دامنه کاهش پیدا می‌کند. این کاهش به صورت غیرخطی است. در فرکانس ۳۱۰ هرتز، مقدار فاز با افزایش دامنه افزایش می‌یابد.

شکل ۹ تغییرات دامنه و فاز تابع تبدیل شعله برحسب فرکانس به‌ازای دامنه‌های تحریک مختلف را نشان می‌دهد. دامنه تابع تبدیل شعله با افزایش دامنه تحریک کاهش می‌یابد. افزایش دامنه تحریک بر کاهش دامنه تابع تبدیل در فرکانس‌های پایین (تقریباً تا فرکانس ۵۰ هرتز) اثر چندانی ندارد. با حرکت به سمت فرکانس‌های بالاتر، افزایش دامنه تحریک اثر بیشتری بر دامنه تابع تبدیل شعله می‌گذارد و باعث کاهش بیشتر آن می‌شود. با در نظر گرفتن رابطه تعریف‌شده برای تابع تبدیل (رابطه ۱)، افزایش دامنه باعث بزرگ‌شدن مخرج تابع تبدیل می‌شود. همچنین، با در نظر گرفتن شکل‌های ۶ تا ۸، مشاهده می‌شود که افزایش دامنه تحریک منجر به افزایش صورت تابع تبدیل، که همان نسبت حرارت آزادشده است، می‌شود. این افزایش صورت برای فرکانس‌های پایین چنان است که مقدار تابع تبدیل تغییری نمی‌کند. برای فرکانس‌های بزرگ‌تر، اثر افزایش مخرج بر مقدار تابع تبدیل چنان است که مقدار آن را کاهش می‌دهد.

چنانکه پیشتر گفته شده، دامنه تحریکی که در آن گردابه‌ها بر لایه برشی اثر می‌گذارد بسیار به فرکانس وابسته است و با افزایش فرکانس کاهش می‌یابد [۲۹]. این دامنه تحریک نشان‌دهنده شروع رفتار غیرخطی سیستم است. در حالت غیرخطی تمام انرژی آزادشده سیستم در فرکانس تحریک وجود ندارد و سهمی از این انرژی به سایر فرکانس‌ها نیز می‌رسد [۳۰]. از این‌رو، چنانچه از شکل مشهود است، اگر به دامنه‌های کوچک‌تر، که سیستم خطی است، بنگریم، مقدار تابع تبدیل بزرگ‌تری را خواهیم دید که به دلیل بزرگ‌تر بودن مقدار صورت کسر است. یعنی، تقریباً تمام انرژی در همان فرکانس تحریک، که روی محور افقی نمایش داده شده است، آزاد می‌شود، برخلاف دامنه‌های بزرگ‌تر که رفتار غیرخطی باعث بروز انرژی در برخی فرکانس‌ها غیر از فرکانس تحریک خواهد شد. از شکل ۹ مشخص است که در فرکانس‌های کوچک‌تر از ۱۴۰ هرتز، با افزایش دامنه، فاز تغییر چندانی نمی‌کند و در واقع در این محدوده فرکانسی فاز تابع تبدیل خیلی به دامنه وابسته نیست. از فرکانس ۲۰۰ هرتز به بالا، با افزایش دامنه، تغییرات مقدار فاز با افزایش دامنه قابل صرف‌نظر نیست و مقدار آن افزایش می‌یابد. این موضوع می‌تواند ناشی از پراکندگی موج و به دنبال آن تغییر در فرکانس غالب باشد که در فرکانس‌های بالاتر خود را بیشتر نشان می‌دهد.

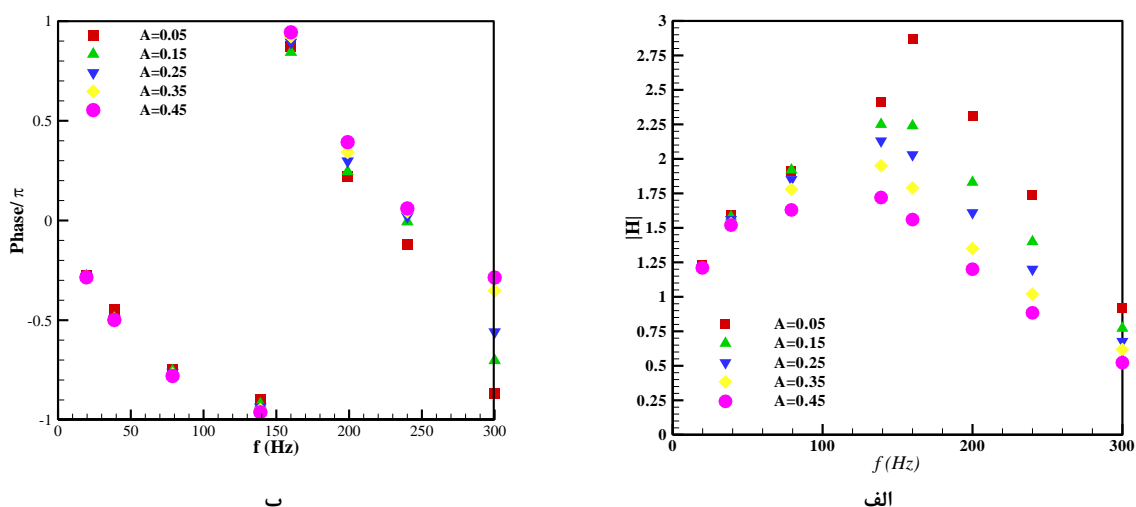


Figure 9- (a) Heat release ratio, (b) phase of the flame transfer function versus frequency in various amplitudes
 شکل ۹- الف) تغییرات اندازه تابع تبدیل شعله و ب) فاز مربوط به آن برحسب فرکانس در دامنه‌های مختلف

تغییرات نسبت حرارت آزادشده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن برحسب دامنه در فرکانس ۱۶۰ هرتز و براساس نسبت‌های هم‌ارزی مختلف در شکل ۱۰ نشان داده شده است. نسبت هم‌ارزی مورد بررسی در این شکل سه مقدار ۰/۱۵۵، ۰/۱۶ و ۰/۱۶۵ است. با دقت در شکل مشخص است که با افزایش نسبت هم‌ارزی، مقدار نسبت حرارت آزادشده و مقدار تابع تبدیل شعله کاهش می‌یابد. از طرفی، مقدار فاز مربوط به تابع تبدیل با افزایش نسبت هم‌ارزی افزایش می‌یابد. با افزایش نسبت هم‌ارزی از ۰/۱۵۵ به ۰/۱۶۵، مقدار سرعت سوزش شعله افزایش می‌یابد. با افزایش سرعت سوزش، طبق رابطه $\bar{\omega} = \bar{\rho}_u S_u \Xi |\nabla \bar{b}|$ ، مقدار نرخ واکنش نیز افزایش می‌یابد. بنابراین، با افزایش سوزش، طول شعله کوتاه‌تر می‌شود. با کوتاه‌تر شدن طول شعله، محدوده اعتبار فرض فشردگی در مورد شعله گسترش می‌یابد. در این صورت فرکانس‌های کمتری روی شعله اثر می‌گذارد (فرکانس برش^۱ کاهش می‌یابد). از این‌رو، شعله کمتر تحت اثر نوسانات محلی قرار می‌گیرد و در نتیجه نوسانات حرارت آزادشده نیز کاهش می‌یابد. بنابراین، با افزایش نسبت هم‌ارزی، اندازه نسبت حرارت آزادشده کم خواهد شد. طبق رابطه تابع تبدیل شعله با نسبت انتقال حرارت آزادشده، از مقدار اندازه تابع تبدیل شعله نیز با افزایش نسبت هم‌ارزی کاسته خواهد شد. شکل نشان می‌دهد که فاز مربوط به تابع تبدیل شعله با افزایش نسبت هم‌ارزی افزایش می‌یابد.

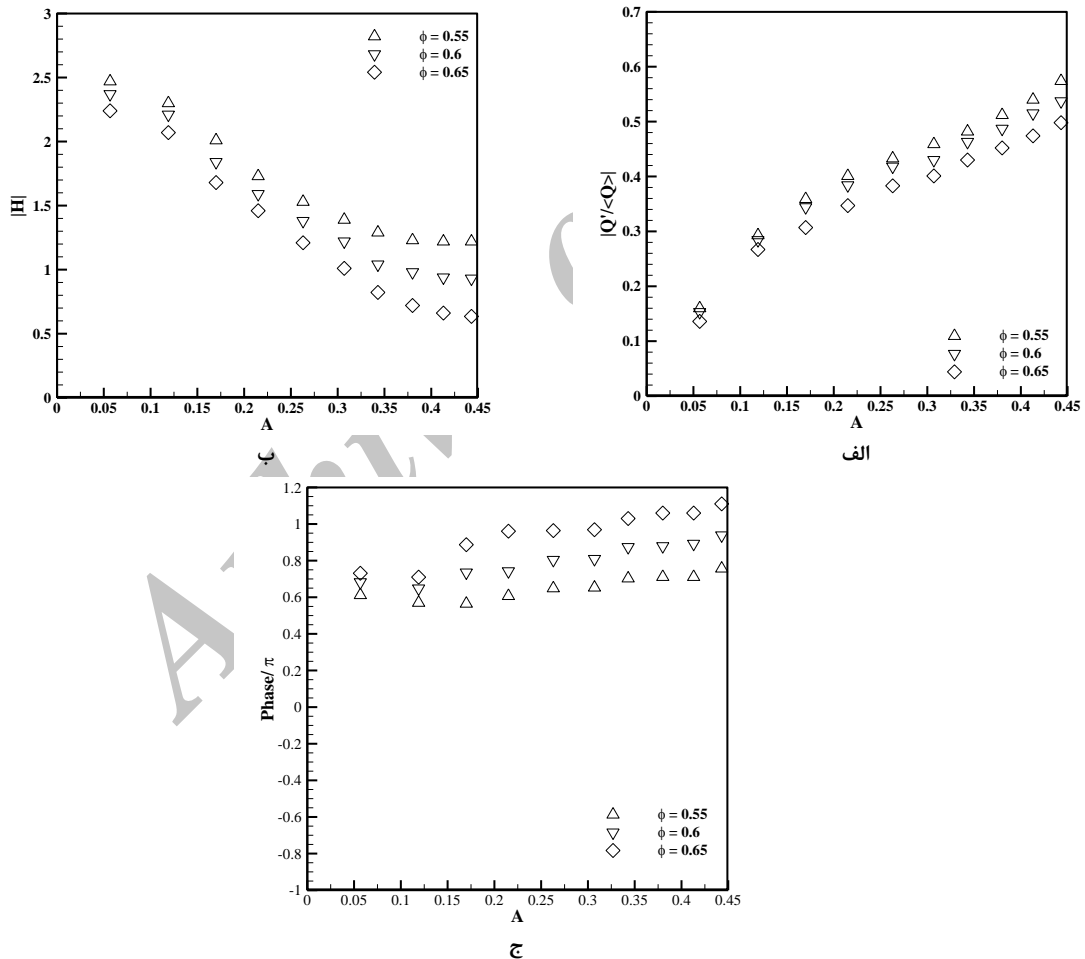


Figure 10- (a) Heat release ratio, (b) the flame transfer function and (c) phase of the flame transfer function versus the inlet excitation amplitude for frequency of 310 Hz

شکل ۱۰- اندازه نسبت حرارت آزادشده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن برحسب دامنه تحریک ورودی برای فرکانس ۱۶۰ هرتز در سه نسبت هم‌ارزی: الف) نسبت حرارت آزادشده، ب) اندازه تابع تبدیل شعله، ج) فاز مربوط به تابع تبدیل شعله

1. Cutoff frequency

شکل ۱۱ تغییرات نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن برحسب دامنه در فرکانس ۱۶۰ هرتز و براساس دماهای ورودی مختلف را نشان می‌دهد. دماهای ورودی مورد بررسی در این شکل، سه مقدار ۳۰۰، ۴۰۰ و ۵۰۰ کلوین است. شکل نشان می‌دهد که مقدار نسبت حرارت آزاد شده و مقدار تابع تبدیل شعله با افزایش دمای ورودی کاهش می‌یابد. از طرفی، با افزایش دمای ورودی، مقدار فاز مربوط به تابع تبدیل افزایش می‌یابد. با افزایش دمای ورودی نیز مقدار سرعت سوزش شعله افزایش می‌یابد و به دنبال آن میزان نرخ واکنش نیز افزایش می‌یابد. بنابراین، شعله کوچک‌تر خواهد شد و به دلایلی که در مورد افزایش نسبت هم‌ارزی بیان شد، در اینجا نیز با افزایش دمای ورودی میزان نسبت حرارت آزاد شده کاسته خواهد شد. طبق رابطه تابع تبدیل شعله با نسبت انتقال حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله نیز با افزایش نسبت هم‌ارزی کم خواهد شد. با افزایش دمای ورودی، مقدار فاز مربوط به اندازه تابع تبدیل افزایش می‌یابد.

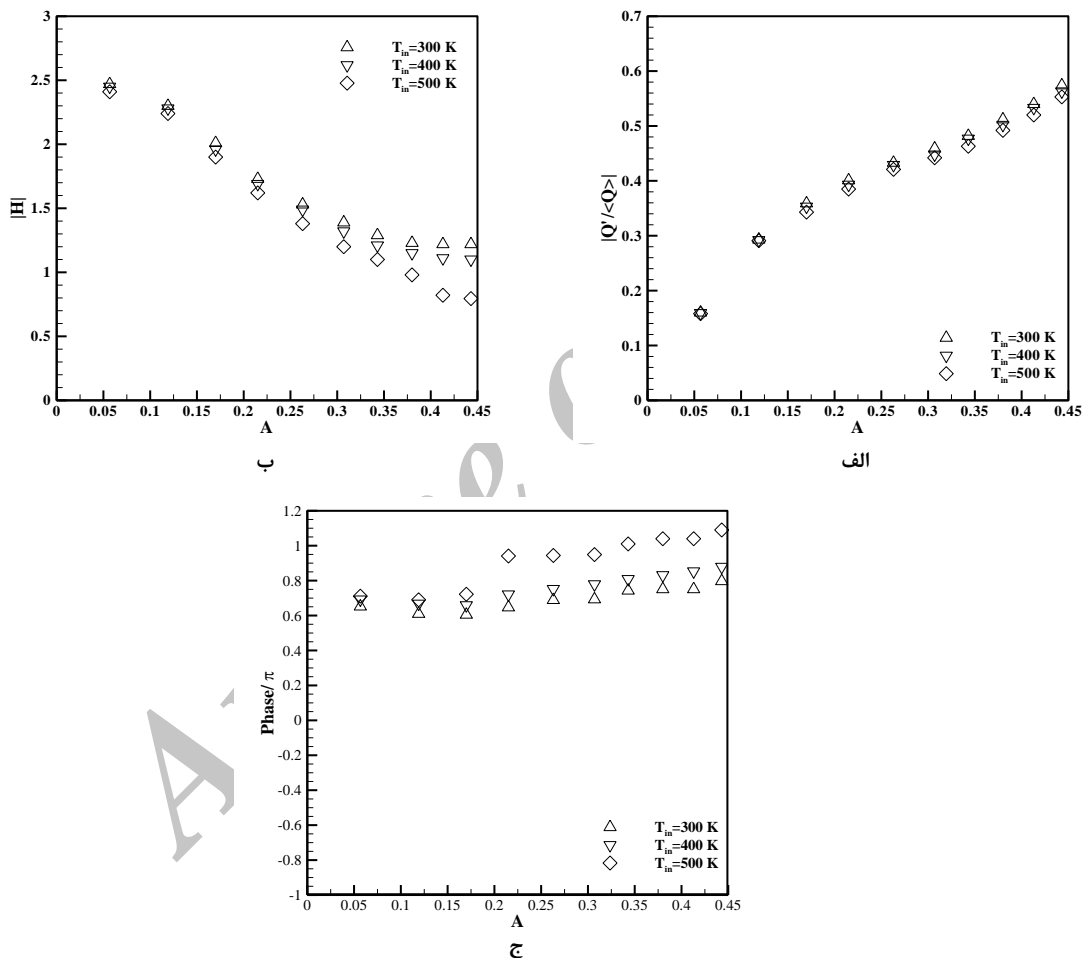


Figure 11- (a) Heat release ratio, (b) the flame transfer function and (c) phase of the flame transfer function versus the inlet excitation amplitude for frequency of 310 Hz

شکل ۱۱- اندازه نسبت حرارت آزاد شده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن برحسب دامنه تحریک ورودی برای فرکانس ۱۶۰ هرتز در سه نسبت هم‌ارزی: الف) نسبت حرارت آزاد شده، ب) اندازه تابع تبدیل شعله، ج) فاز مربوط به تابع تبدیل شعله

نتیجه‌گیری

در کار حاضر، مدل احتراقی فلیملت ولر و مدل اغتشاشی LES برای پیش‌بینی نتایج تجربی استفاده شده است. برای شبیه‌سازی از نرم‌افزار کدباز اوپن‌فوم استفاده شد. ابتدا، جریان سرد و سپس جریان احتراقی شبیه‌سازی شد. برای ایجاد

تحریک، از یک موج سرعت سینوسی در ورود محفظه احتراق استفاده شد. در این مطالعه، به بررسی عددی پاسخ شعله و اثر تغییر نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی بر آن پرداخته شد. نتایج حاضر نشان می‌دهد که با افزایش دامنه در فرکانس‌های مختلف، $\left| \frac{Q'(f)}{Q} \right|$ افزایش می‌یابد و به دنبال آن اندازه تابع تبدیل شعله، با افزایش دامنه، کاهش می‌یابد. تغییر دامنه بر کاهش تابع تبدیل در فرکانس‌های پایین (تقریباً تا فرکانس ۵۰ هرتز) اثر چندانی ندارد. با حرکت به سمت فرکانس‌های بالاتر، افزایش دامنه اثر بیشتری بر میزان تابع تبدیل شعله می‌گذارد و باعث کاهش بیشتر آن می‌شود. از مقدار فاز مربوط به تابع تبدیل شعله تا قبل از فرکانس تقریبی ۱۴۰ هرتز، با افزایش دامنه، به میزان کم کاسته خواهد شد. بعد از فرکانس ۲۰۰ هرتز، با افزایش دامنه، مقدار فاز افزایش می‌یابد. با افزایش نسبت هم‌ارزی و افزایش دمای ورودی، به دلیل افزایش سرعت سوزش شعله و به دنبال آن افزایش نرخ واکنش، مقدار نسبت انتقال حرارت آزاد شده و تابع تبدیل شعله کاهش می‌یابد. مقدار فاز مربوط به تابع تبدیل شعله، با افزایش نسبت هم‌ارزی و دمای ورودی، افزایش می‌یابد.

منابع

1. L. Crocco and S. Cheng, *Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors*, Butterworths Scientific Publications, London, 1956.
2. T. C. Lieuwen, *Unsteady Combustor Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2012.
3. T. C. Lieuwen and V. Yang, *Combustion Instabilities in gas Turbine Engines (Operational Experience, Fundamental Mechanisms and Modeling)*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, the University of Michigan, 2005.
4. R. Balachandran, B. O. Ayoola, C. F. Kaminski, A. P. Dowling and E. Mastorakos, "Experimental Investigation of the Non-Linear Response of Turbulent Premixed Flames to Imposed Inlet Velocity Oscillations," *Combust. Flame*, 143, No. 1, 2005, pp. 37-55.
5. L. Boyer and J. Quinard, "On the Dynamics of Anchored Flames," *Combustion and Flame*, 82, 1990, pp. 51-56.
6. A. P. Dowling, "A Kinematic Model of a Ducted Flame," *Journal of Fluid Mechanics*, 394, 1999, pp. 51-72.
7. T. Schuller, D. Durox and S. Candel, "A Unified Model for the Prediction of Laminar Flame Transfer Functions: Comparisons between Conical and V-Flame Dynamics," *Combustion and Flame*, 134, 2003, pp. 21-34.
8. H. J. Merk, "An Analysis of Unstable Combustion of Premixed Gases," *6th Symposium on Combustion Bd. VI*, Yale University New Haven 1956, pp. 500-512.
9. B. D. Mugridge, "Combustion Driven Oscillations," *Journal of Sound and Vibration*, 70, 1980, pp. 437-452.
10. V. W. Goldschmidt, R. G. Leonard, J. F. Riley, G. Wolfbrandt and P. K. Baade, "Transfer Function of Gas Flames: Methods of Measurement and Representative Data," *ASHRAE Transactions*, 84, 1978, pp. 466-476.
11. R. Becker and R. Günther, "The Transfer Function of Premixed Turbulent Jet Flames," *13th International Symposium on Combustion*, University of Utah Salt Lake City, Utah, 1970, pp. 517-526.
12. S. Hadvig, "Combustion Instability System Analysis," *Journal of the Institute of Fuel*, 1971, pp. 550-558.
13. S. Hadvig, "Combustion-Driven Oscillations," *ASME Publication*, 73, 1973, pp. 121-136.
14. M. Zhu, A. P. Dowling and K. N. C. Bray, "Study of Flame Transfer Function with Three Dimensional Calculations," *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, Atlanta, Georgia, USA, June 16-19, 2003.
15. B. Schuermans, H. Lubcke, D. Bajusz and P. Flohr, "Thermoacoustic Analysis of Gas Turbine Combustion Systems using Unsteady CFD," *Proceedings of ASME Turbo Expo*, Reno-Tahoe, Nevada, USA, June 6-9, 2005.
16. S. Roux, G. Lartigue, T. Poinso, U. Meier and C. Bérat, "Studies of Mean and Unsteady Flow in a swirled Combustor using Experiments, Acoustic Analysis and Large Eddy Simulations," *Combust. Flame*, 141, 2005, pp. 40-54.
17. G. Febrer, Z. Yang and J. J. McGuirk, "A Hybrid Approach for Coupling of Acoustic Wave Effects and Incompressible LES of Reacting Flows," *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, San Diego, California, 2011.
18. H. J. Krediet, C. H. Beck, W. Krebs, S. Schimek, C. O. Paschereit and J. B. W. Kok, "Identification of the Flame Describing Function of a Premixed Swirl Flame from LES," *Combust. Sci. Technol.*, 184, 2012, pp. 888-900.
19. H. J. Krediet, C. H. Beck, W. Krebs and J. B. W. Kok, "Saturation Mechanism of the Heat Release Response of a Premixed Swirl Flame using LES," *Proc. Combust. Inst.*, 34, 2013, pp. 1223-1230.
20. S. Ayache, J. R. Dawson, A. Triantafyllidis, R. Balachandran and E. Mastorakos, "Experiments and Large-Eddy Simulations of Acoustically Forced Bluff-Body Flows," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31, 2010, pp. 754-766.
21. T. Poinso and D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion*, Second Edition, R. T. Edwards, Inc., Philadelphia, USA, 2005.
22. 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.

23. S. R. Gubba, S. S. Ibrahim, W. Malalasekera and A. R. Masri, "An Assessment of Large Eddy Simulations of Premixed Flames Propagating Past Repeated Obstacles," *Combustion Theory and Modelling*, 13, 2009, pp. 513-540.
24. M. P. Kirkpatrick, S. W. Armfield, A. R. Masri and S. S. Ibrahim, "Large Eddy Simulation of a Propagating Turbulent Premixed Flame, Flow," *Turbulence and Combustion*, 70, 2003, pp. 1-19.
25. H. G. Weller, G. Tabor, A. D. Gosman and C. Fureby, "Application of a Flame-Wrinkling LES Combustion Model to a Turbulent Mixing Layer," *Proceedings of the Combustion Institute*, 27, 1998, pp. 899-907.
26. O. L. Gulder, "Turbulent Premixed Flame Propagation Models for Different Combustion Regimes", *Proceedings of the Combustion Institute*, 23, 1990, pp. 743-750.
27. S. B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
28. A. P. Dowling and A. S. Morgans, "Feedback Control of Combustion Oscillations," *Annual Review of Fluid Mechanics*, 37, 2005, pp. 151-182.
29. T. Lieuwen and Y. Neumeier, "Nonlinear Pressure-Heat Release Transfer Function Measurements In A Premixed Combustor," *Proc. Combust. Inst*, 29, 2002, pp. 99-105.
30. P. A. Hield, M. J. Brear and S. Ho Jin, "Thermoacoustic Limit Cycles in a Premixed Laboratory Combustor with Open and Choked Exits," *Combustion and Flame*, 156, 2009, pp. 1683-1697.

English Abstract

Turbulent lean premixed flame response to the imposed inlet oscillating velocity and effect of the equivalence ratio and inlet temperature on it

Najmeh Hajjaligol and Kiumars Mazaheri

Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
(Received: 2016.4.8, Received in revised form: 2016.9.7, Accepted: 2016.9.11)

In the present study, the flame response and the effect of equivalence ratio and inlet temperature on the flame response are numerically investigated using Weller flamelet combustion and LES turbulent models. The results show that with increasing excitation amplitude at a constant frequency, the heat release ratio increases; the increment is smaller at higher frequencies. Due to the combustor geometry, two recirculating zones are formed. Any change in the amplitude and frequency can affect these recirculation zones, especially the central recirculation zone. At the low frequencies (below 50Hz), increasing the excitation amplitude affects flame transfer function inconsiderably, because of no influence of the recirculation zones on the heat release. At higher frequencies, an increase in the amplitude has a more influence on value of flame transfer function. It is shown that by increasing the amplitude, up to frequency of 140 Hz, the phase of flame transfer function slightly reduced, while this is intensified with increasing the equivalence ratio or flame inlet temperature. Furthermore, by increasing the equivalence ratio or inlet temperature of the flame, heat release ratio and the flame transfer function are reduced.

Keywords: Combustion instability, Flame response, Flame transfer function, Equivalence ratio