

تحلیل صدای حاصل از احتراق با تغییر سرعت ورودی محفظه در شعله پیش مخلوط مغشوش رقیق

نجمه حاجی علی گل*

استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی همدان، همدان، hajialigol@hut.ac.ir

* نویسنده مخاطب

(تاریخ دریافت: ۱۳/۰۴/۱۴۰۲، دریافت آخرین اصلاحات: ۰۷/۰۵/۱۴۰۲، پذیرش: ۱۹/۰۵/۱۴۰۲)

چکیده: از مهم‌ترین مشکلاتی که در سه دهه اخیر در توربین‌های گازی مشاهده شده، ناپایداری احتراق به علت رقیق‌سازی مخلوط سوخت و هوا است. ناپایداری احتراق در نتیجه تأثیر متقابل بین فرآیند احتراق و فرآیندهای دینامیکی جریان در محفظه پدید می‌آید. عوامل متعددی در ایجاد ناپایداری احتراق مؤثرند، از جمله عوامل که امروزه به عنوان چالشی اساسی در این زمینه مطرح است، امواج آنتروپی هستند. امواج آنتروپی به‌عنوان نواحی داغ در حال حرکت با اینرسی جریان شناخته می‌شوند. هدف مطالعه حاضر، بررسی اثر جریان آشفته و انتقال حرارت بر امواج آنتروپی با تغییر سرعت ورودی جریان و شرایط مرزی گرمایی دیواره‌های محفظه احتراق به‌وسیله شبیه‌سازی عددی است. از نرم‌افزار کدباز OpenFOAM برای شبیه‌سازی عددی استفاده می‌شود. برای تحریک آکوستیکی جریان، سرعت ورودی به صورت سرعت نوسانی با دامنه‌ها و فرکانس‌های مختلف اعمال خواهد شد. با توجه به اهمیت شبیه‌سازی دقیق جریان‌های آشفته احتراقی در حضور تحریکات آکوستیکی بدلیل اثر آکوستیک بر ساختارهای آشفته، در مطالعه حاضر از LES استفاده می‌شود. همچنین به‌منظور در نظر گرفتن اثرات تراکم‌پذیری در احتراق، مدل تراکم‌پذیر احتراقی فلیملت ولر برای شبیه‌سازی جریان احتراقی مورد استفاده قرار می‌گیرد. نتایج حاصل از شبیه‌سازی نشان می‌دهد بیشترین مقدار اضمحلال و پراکندگی موج آنتروپی در فرکانس تحریک رخ می‌دهد. فرکانس تحریک، فرکانس تعیین‌کننده سیستم است و انرژی عمده سیستم در آن حضور دارد و تحت بیشترین اثرات هیدرودینامیکی قرار می‌گیرد. با افزایش فرکانس تحریک، درصد اضمحلال و پراکندگی موج آنتروپی افزایش یافت، از این‌رو، احتمال حضور این امواج در فرکانس‌های کوچک‌تر بیشتر است. با افزایش فاصله از بالادست جریان، اضمحلال و پراکندگی موج آنتروپی افزایش یافت. مشاهده شد با افزایش سرعت ورودی از میزان اضمحلال و پراکندگی موج آنتروپی کاسته و بر اندازه موج آکوستیکی بازتاب شده و صدای آنتروپی افزوده خواهد شد. نتایج نشان داد زمانی که شرط مرزی دیواره از آدیاباتیک به انتقال حرارت همرفتی تغییر پیدا می‌کند، اثرات انتقال حرارت همرفتی بر دیواره‌ها موجب تخریب بیشتر موج در محفظه می‌شود.

کلیدواژگان: صدای احتراق، ناپایداری احتراق، امواج آنتروپی، اضمحلال و پراکندگی، پاسخ شعله.

مقدمه

امروزه صدای احتراق یکی از چالش‌های مهم در احتراق پیش‌مخلوط رقیق به حساب می‌آید [۱]. نرخ آزاد شدن گرمای ناپایا منجر به انبساط حجمی ناپایا می‌شود که می‌تواند به‌عنوان یک چشمه آکوستیکی عمل کند [۲-۴]. این امواج آکوستیکی تولید شده با عنوان "صدای احتراق مستقیم" شناخته می‌شوند. نرخ آزاد شدن حرارت ناپایا همچنین تولید تغییرات دمایی می‌کند که به‌عنوان "نقاط داغ" یا امواج آنتروپی شناخته می‌شوند که ممکن است نهایتاً منجر به تولید صدای آنتروپی^۱ و موج

^۱Entropy noise

آکوستیکی بازتاب شده حاصل از موج آنتروپی شود. امواج آنتروپی با اینرسی محلی جریان حرکت می‌کنند و به عبارتی با جریان به سمت پایین دست جاروب می‌شوند. در یک جریان با شتاب صفر، مشخص شده است که اختلالات جریان می‌توانند به امواج آکوستیک، آنتروپی و ورتیسیتی که با یکدیگر هیچ اثر متقابلی ندارند، تقسیم شوند [۵]. این به معنای سکوت امواج آنتروپی است. اما هنگامی که امواج آنتروپی شتاب می‌گیرند، نواحی‌ای از سیال با چگالی‌های مختلف تحت یک انقباض حجمی قرار می‌گیرند که می‌توانند به عنوان یک چشمه آکوستیک باشند [۶-۳]. این چشمه دوم آکوستیک به عنوان "صدای آنتروپی" یا به طور عمومی‌تر "صدای احتراق غیرمستقیم" شناخته می‌شوند، بدین دلیل که مستقیماً توسط خود شعله ایجاد نمی‌شود و تولید آن نیازمند شتاب‌گیری اختلالات مربوطه است. البته صدای احتراق غیرمستقیم به صدای ناشی از شتاب‌گیری هر دو امواج آنتروپی و ورتیسیتی گفته می‌شود [۷]. چون در محفظه‌های احتراق امواج آنتروپی مهم‌تر از امواج ورتیسیتی هستند و مرتبه بزرگی بسیار بالاتری دارند، دو اصطلاح "صدای احتراق غیرمستقیم" و "صدای آنتروپی" به جای یکدیگر به کار می‌روند [۷].

بین شعله، که نوسانات دمایی و امواج آنتروپی از آن تولید می‌شوند و ورودی توربین (یا نازل انتهایی محفظه احتراق) که این امواج شتاب می‌گیرند، امواج آنتروپی در معرض انتقال^۲ توسط میدان جریان محفظه احتراق هستند. امواج آنتروپی به دلیل تغییرات میدان سرعت به واسطه اثرات لزجت، اثرات آشفتگی، گردابه‌ها و شرایط مرزی معمولاً نمی‌توانند یک بعدی در نظر گرفته شوند. اما اغلب بررسی‌ها در این زمینه، امواج آنتروپی را تک‌بعدی فرض کرده‌اند. هم‌چنین در مورد امواج آنتروپی فرض دیگری هست که این امواج بدون هیچ تغییری به ورودی توربین (یا نازل انتهایی محفظه احتراق) می‌رسند؛ درحالی‌که میدان جریان آشفتگی می‌تواند موجب اضمحلال و پراکندگی امواج آنتروپی شود؛ به حدی که قدرت آن‌ها در خروجی محفظه احتراق ناچیز شود. مدل‌های امواج آنتروپی تاکنون به‌طور کلی فرض می‌کنند که امواج آنتروپی یا تحت اثر فرآیندهای اغتشاشی قرار نمی‌گیرند و بدون تغییر به انتهای محفظه احتراق می‌رسند و یا کلاً به انتهای محفظه نمی‌رسند.

هیلد و همکارانش [۸] یک محفظه احتراق ناپایدار ترموآکوستیکی و پیش مخلوط را با خروجی نازل خفه‌شده و بدون نازل (در حالت باز) به صورت آزمایشگاهی بررسی نمودند. آنان نتیجه گرفتند که امواج آنتروپی اهمیت بالایی در پایداری ترموآکوستیکی محفظه احتراق دارند؛ بدین معنی که امواج آنتروپی با تغییرات صفر یا بسیار اندکی به انتهای محفظه می‌رسند. هرچند، اکستین [۹] نتیجه کاملاً متفاوتی از آزمایش‌ها و مدل‌سازی خودشان در محفظه احتراق سوخت مایع ارائه کرد. آن‌ها با توجه به پراکندگی امواج آنتروپی، نقش این امواج را در ناپایداری ترموآکوستیکی محفظه احتراق ناچیز دانستند. دقت در بررسی‌های هیلد و همکارانش [۸] و اکستین و همکارانش [۹] نشان می‌دهد احتمالاً آنچه به تفاوت نتیجه‌گیری‌های این دو گروه منجر شده است متفاوت بودن طول شعله نسبت به طول محفظه احتراق است. شعله آزمایش مرجع [۸] بلندتر بوده و تا نزدیکی انتهای محفظه وجود داشت، درحالی‌که شعله بررسی مرجع [۹] تنها تا طول ابتدایی محفظه بود. همین امر به تغییر اثر جریان آشفتگی بر امواج آنتروپی منجر می‌شود.

ساتلمایر [۱۰] فرآیند پراکندگی برای کشیدگی زمانی یک پالس چگالی را بررسی کرد. تحلیل وی بر اساس زمان اقامت اختلال در یک محفظه ساده بود. در مدل پراکندگی وی از یک تابع چگالی احتمال^۳ تجربی برای زمان اقامت در مدل پراکندگی استفاده کرد. وی اولین فردی بود که مدل تحلیلی برای پراکندگی را ارائه داد. ساتلمایر بیان داشت که غیریکنواختی‌های جریان کانال، پراکندگی شدیدی ایجاد می‌کند و بنابراین، امواج آنتروپی به ندرت به انتهای محفظه می‌رسند و اثر ناچیزی بر ناپایداری ترموآکوستیکی دارند. برخی بررسی‌های آزمایشگاهی درون محفظه‌های ناپایدار ترموآکوستیکی در مورد امواج آنتروپی هم‌چنین تأیید کردند که این امواج می‌توانند به‌شدت میرا شوند. هرچند، شبیه‌سازی عددی مستقیم^۴

¹Indirect combustion noise

²Advection

³Probability Density Function (PDF)

⁴Direct Numerical Simulation (DNS)

اخیر مورگانز و همکارانش [۱۱] در یک کانال با جریان غیرواکنشی و غیرقابل تراکم نشان داد که امواج آنتروپی می‌توانند از اثرات اضمحلالی و پراکندگی جریان در امان بمانند. ایشان، نتایج ساتلمایر را به دلیل نقص در تابع PDF^۱ رد کردند. بنظر آنها تابع PDF در این مطالعه باید گاوسی شکل باشد و تابع مستطیلی مورد استفاده ساتلمایر [۱۰] نتایج درستی در پی ندارد. به‌علاوه، بررسی تحلیلی چی سو و مرگانز [۱۱] نشان داد که وجود اضمحلال و پراکندگی امواج آنتروپی می‌تواند به شدت پایداری ترموآکوستیکی محفظه احتراق را تغییر دهد. آنان نشان دادند که بسته به شدت اضمحلال و پراکندگی امواج آنتروپی، ناپایداری ترموآکوستیکی می‌تواند تقویت یا تضعیف شود. در بررسی عددی یک محفظه احتراق موتور هوایی به کمک LES^۲، نشان داده شد که امواج آنتروپی مدهای سیستم را به فرکانس‌های بالاتر تغییر می‌دهند که موجب ناپایداری‌های اختلاطی آکوستیکی-آنتروپی می‌شود [۱۲]. در این مطالعه، محققان به دلیل میرایی امواج آنتروپی (ناشی از اختلاط و میرایی جریان آشفته) با حرکت آن‌ها از محل تشکیل شعله تا مقطع خروجی از یک ضریب کوچک‌تر از واحد استفاده نمودند. تیم تحقیقاتی باکه [۱۵-۱۳] پس از شبیه‌سازی عددی دستگاه آزمایش خود با استفاده از مدل URANS اضمحلال و پراکندگی امواج آنتروپی را ناچیز دانستند. لوریر و همکارانش [۱۶] اثر شکل امواج آنتروپی بر نوسانات حداکثر فشار ایجاد شده را بررسی نمودند. ایشان برای مطالعه خود از هندسه کار باکه و همکارانش [۱۵، ۱۴] استفاده کردند. آنان دریافتند که موج آنتروپی کم‌عمق، قله‌های موج فشاری کوچکتری را ایجاد می‌کند.

لیکو و همکارانش [۱۷] با استفاده از مدل URANS^۳ برای پیش‌بینی کاهش دامنه موج آنتروپی در خروجی تیغه استاتور استفاده کردند. مدل آن‌ها نشان می‌داد که در فرکانس صفر امواج آنتروپی بدون تغییر و بدون میرایی باقی می‌مانند، اما در فرکانس‌های بالاتر با گذر از طبقات توربین میرا می‌شوند. اگرچه مدل آنان نتایج کلی خوبی در پی داشت، اما نیازمند دانستن اطلاعاتی نظیر زمان تأخیر رسیدن امواج به انتها و بنابراین ویژگی‌های جریان متوسط اطراف هر تیغه بود. برای کاهش مجهولات مدل لیکو، بائرهیم و همکارانش [۱۸] از مدل LES برای زمان تأخیر استفاده نمودند و رابطه‌ای برای آن ارائه کردند. آنان به صورت کلی پاسخ این سؤال که کدام پارامتر کنترل‌کننده پروفیل سرعت بر تغییرات موج آنتروپی اثرگذار است را همواری^۴ یا عدم تقارن^۵ پروفیل سرعت عنوان کردند و در مدل خود این پارامتر را وارد کردند. پروفیل سرعت هموارتر، میرایی کمتر امواج آنتروپی را به همراه داشت [۱۸].

هم‌چنین ثابت شده است که فرکانس امواج آنتروپی نیز در ایجاد اضمحلال و پراکندگی آن‌ها مهم است. احتمال این‌که امواج آنتروپی با فرکانس بالا به دلیل نوسانات اغتشاشی شدید در گازهای سوخته، قبل از رسیدن به نازل یا پره‌های توربین پخش شوند و در هنگام رسیدن به نازل انتهای دامنه ناچیزی داشته باشند، زیاد است [۱۰، ۱۹]. بنابراین، اگرچه این امواج در معرض نوسانات اغتشاشی شدید هستند، پخش و میرایی امواج آنتروپی هنگامی که آنها بین ناحیه شعله و ورودی توربین حرکت می‌کنند، بسیار کوچکتر از فرکانس‌های بالا خواهد بود [۲۰].

مرور مطالعات انجام شده در زمینه امواج آنتروپی به‌وضوح نشان می‌دهد که میرایی و پراکندگی این امواج می‌تواند به‌نحو مؤثری صدای احتراق غیرمستقیم و پایداری ترموآکوستیکی محفظه احتراق را تغییر دهد. گستره این اثرات درحال حاضر ناشناخته است، چراکه سازگاری روشنی از میزان اضمحلال و پراکندگی این امواج در ادبیات موضوع وجود ندارد. حتی وجود و عدم وجود میرایی این امواج نیز همچنان مورد بحث است. این منجر به یک ناسازگاری جدی در ادبیات موضوع و موجب اغتشاش درمورد اهمیت عملی امواج آنتروپی است. یک گام عملی در بهبود وضع موجود، بررسی تمام مکانیزم‌های ممکن در مورد پراکندگی و اضمحلال امواج آنتروپی است. به‌طور کلی دو مکانیزم درمورد اضمحلال و پراکندگی امواج آنتروپی وجود

¹ Permeability Density Function

² Large Eddy Simulation

³ Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

⁴ Flatness

⁵ Asymmetry

دارد؛ یکی به دلیل هیدرودینامیک محفظه و دیگری به دلیل انتقال حرارت. هیدرودینامیک محفظه می‌تواند به وسیله اضمحلال لزجی، اختلاط جریان آشفته و پراکندگی به دلیل غیریکنواختی‌های میدان سرعت بر امواج آنتروپی اثر بگذارد. انتقال حرارت از محفظه احتراق نیز می‌تواند امواج آنتروپی را تغییر دهد. همچنین، این عامل می‌تواند بر میدان سرعت جریان تراکم‌پذیر اثر گذاشته و به صورت غیرمستقیم بر امواج آنتروپی اثر کند [۲۱، ۲۲]. در واقع، تمام محفظه‌های احتراق شامل اثرات هیدرودینامیکی و انتقال حرارت هستند. اهمیت اضمحلال و پراکندگی امواج آنتروپی توسط تعدادی از محققان در بررسی‌های تحلیلی [۲۳، ۲۴]، عددی [۱۱] و آزمایشگاهی [۲۵] مورد توجه قرار گرفته است. اما با این وجود، تاکنون، اتفاق نظر در این زمینه وجود ندارد و این موضوع همچنان جای بررسی دارد. بنابراین، یک ارزیابی حساب‌شده از اثر عوامل مذکور بر امواج آنتروپی ضروری است. هدف مطالعه حاضر بررسی اثر جریان مغشوش و انتقال حرارت بر امواج آنتروپی با تغییر سرعت جریان ورودی و شرایط مرزی گرمایی دیواره‌های محفظه تحریک شده با امواج آکوستیکی است.

هندسه مورد مطالعه

نمای محفظه احتراق مورد مطالعه در شکل ۱ آورده شده است. این محفظه شامل یک مجرای استوانه‌ای شکل به طول ۵۰۰ 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. 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. هوا و سوخت قبل از ورود به محفظه با یکدیگر به طور کامل مخلوط می‌شوند.

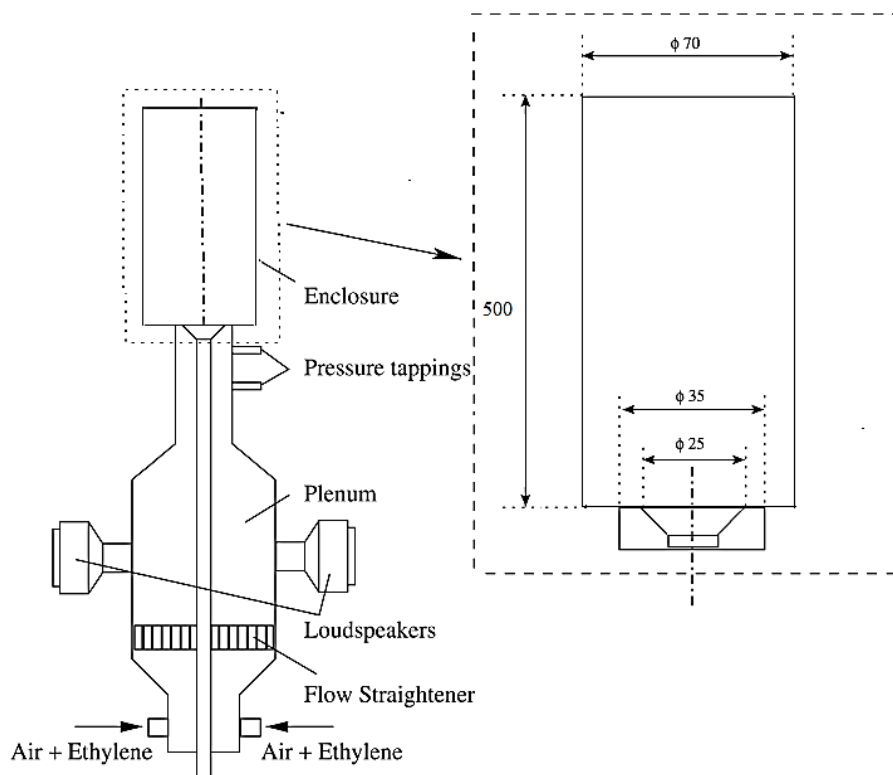


Figure 1- Schematic of the combustion rig [26]

شکل ۱- نمای محفظه احتراق مورد بررسی [۲۶]

^۱Bluff-body

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 کردن‌اند 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 و Y_k بیانگر مؤلفه‌های سرعت، چگالی، آنتالپی کل و کسر جرمی گونه k ام هستند.

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

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}^{SGS} &= -2\bar{\mu}_{SGS} \left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{S}_{kk} \right) \\ \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

μ_{SGS} لزجت گردابه‌ای، S_{ij} تانسور نرخ کرنش، δ_{ij} دلتای کرونکر و τ_{kk}^{SGS} قسمت ایزوتروپیک تانسور تنش زیرشبکه بوده که

به انرژی جنبشی زیرشبکه، k_{SGS} ، ربط داده می‌شود:

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

البته، در اینجا، این عبارت در جمله فشار فیلترگیری شده ادغام شده [۲۷] و در نتیجه معادله تکانه به صورت زیر بیان

می‌شود:

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

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:

$$\frac{\partial (\bar{\rho} k_{SGS})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j k_{SGS}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \mu_{SGS}) \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right) = P_k - C_e \frac{\bar{\rho} k_{SGS}^{3/2}}{\Delta} \quad (4)$$

ضرایب ثابت C_k و C_e به ترتیب برابر 0.094 و 1.048 در نظر گرفته شده‌اند [۲۸]. جمله منبع P_k نیز از رابطه زیر به دست

می‌آید:

$$P_k = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} = [2\mu_{SGS} \left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{S}_{kk} \right)]: \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k_{SGS} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (5)$$

به منظور مدل‌سازی شار آنتالپی زیرشبکه نیز از فرض انتقال گرادیان ساده استفاده می‌شود، به طوری که

$$q_{SGS} = \tilde{u}_j \tilde{h} - \tilde{u}_j \tilde{h} \approx -\frac{\mu_{SGS}}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \quad (6)$$

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 [۲۶] و در نهایت معادله انرژی فیلترشده را به صورت زیر ساده کرد:

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{\Phi})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{\Phi}) = \frac{D\bar{P}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\bar{\mu}}{Pr_t} \frac{\mu_{SGS}}{Pr_t} \right) \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial x_j} \right) \quad (7)$$

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:

$$b = \frac{Y_f}{Y_{fu}} \quad (8)$$

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:

$$\bar{u}_j \bar{b} - \tilde{u}_j \tilde{b} \approx -\frac{\mu_{SGS}}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial x_j} \quad (9)$$

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

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{b})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{b}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\bar{\mu}}{Sc} + \frac{\bar{\mu}_{SGS}}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{b}}{\partial x_j} \right) + \bar{\omega} \quad (10)$$

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 [۲۹].

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 آشفستگی 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 [۳۰] ارائه شد، استفاده شده است. نرخ واکنش در این مدل، همانند دیگر مدل‌های چگالی سطح شعله، از رابطه $\bar{\omega} = \bar{\rho}_u S_u \Xi |\nabla \tilde{b}|$ به دست می‌آید. در این رابطه، $\bar{\rho}_u$ چگالی گازهای نسوخته، S_u سرعت سوزش شعله آرام و Ξ ضریب چین‌خوردگی شعله زیر شبکه است. Ξ را می‌توان به صورت نسبت سرعت سوزش آشفته به آرام در نظر گرفت (S_u/S_{u0}) و با چگالی سطح شعله به صورت $\Sigma = \Xi |\nabla \tilde{b}|$ 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 [۳۰]:

$$\frac{\partial \Xi}{\partial t} + \tilde{u}_s \cdot \nabla \Xi = G \Xi - R(\Xi - 1) + (\sigma_s - \sigma_t) \Xi \quad (11)$$

به طوری که u_s سرعت فیلترشده سطحی شعله محلی، $G \Xi$ و $R(\Xi - 1)$ نرخ‌های تولید و اضمحلال اغتشاش زیر شبکه و σ_s و σ_t نرخ‌های کرنش حل‌شونده (بیانگر تأثیر کرنش و انتشار بر چین‌خوردگی سطح شعله) هستند. ضرایب R و G جمله‌های مجهولی‌اند که با استفاده از رابطه سرعت شعله ارائه‌شده توسط گولدر [۳۱] به صورت زیر مدل می‌شوند:

$$G = R \left(\frac{\Xi_{eq} - 1}{\Xi_{eq}} \right), \quad R = \frac{0.28 \Xi_{eq}^* - 1}{\tau_\eta \Xi_{eq}^*} \quad (12)$$

$$\Xi_{eq}^* = 1 + 0.62 \left(\frac{u'_\Delta}{S_u} \right)^2 Re_\eta \quad (13)$$

$$\Xi_{eq} = 1 + 2(1 - b)(\Xi_{eq}^* - 1) \quad (14)$$

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 چین‌خوردگی تعادلی سطح شعله، Ξ_{eq} ، معرفی می‌شود. u_s نیز، به‌طور مشابه، با سرعت فیلترشده شرطی گاز نسوخته، u ، مربوط می‌شود:

^۱Flame Surface Wrinkling

$$\tilde{u}_s = \tilde{u} + \left(\frac{\tilde{\rho}_u}{\tilde{\rho}} - 1\right) S_u \tilde{\varepsilon} \tilde{n} - \frac{\nabla \cdot (\tilde{\rho} D \nabla \tilde{b})}{\tilde{\rho} |\nabla \tilde{b}|} \tilde{n} \quad (15)$$

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

$$\sigma_t = \nabla \cdot (\tilde{u} + S_u \tilde{\varepsilon} \tilde{n}) - \tilde{n} \cdot [\nabla (\tilde{u} + S_u \tilde{\varepsilon} \tilde{n})] \cdot \tilde{n} \quad (16)$$

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 تأثیرات کرنش میدان جریان و کرنش انتشار (در اثر انتشار جبهه شعله خمیده) به طور جداگانه در نظر گرفته شده‌اند تا تأثیر خمیدگی شعله به خوبی مدل شود. در محدوده چین‌خوردگی‌های بسیار زیاد (با فرض همگن بودن)، از تأثیرات انقباض و انبساط میدان جریان صرف‌نظر شده، از این رو، تأثیر کرنش انتشار نصف چین‌خوردگی در جهت \hat{n} است [۳۰].

$$\sigma_s = \frac{\nabla \cdot \tilde{u} - \hat{n} \cdot (\nabla \tilde{u}) \cdot \tilde{n}}{\tilde{\varepsilon}} + \frac{(\tilde{\varepsilon} + 1) \{ \nabla \cdot (S_u \tilde{n}) - \hat{n} \cdot [\nabla (S_u \tilde{n})] \cdot \tilde{n} \}}{2\tilde{\varepsilon}} \quad (17)$$

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

$$\frac{\partial S_u}{\partial t} + \tilde{u}_s \cdot \nabla S_u = -\sigma_s S_u + \sigma_s S_u^\infty \frac{(S_u^0 - S_u)}{(S_u - S_u^\infty)} \quad (18)$$

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

σ_{ext} نرخ کرنش خاموشی و S_u^0 سرعت شعله آرام اولیه کشیده‌نشده (در غیاب انحنای چین‌خوردگی) 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 پسر دو مرتبه دوم ضمنی صورت گرفته است. برای حل مسئله جفت‌شدگی میدان‌های سرعت و فشار از الگوریتم تصحیح PISO^۱، که یک روش تکراری است و برای شبیه‌سازی گذرا مناسب است، استفاده شده است. این الگوریتم به‌عنوان یک روش مبتنی بر فشار^۲ شناخته می‌شود. شرایط اولیه و مرزی با توجه به کار تجربی بالاچاندرا [۲۶] در نظر گرفته شده است. شرایط اولیه به صورت 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 و $u' = AU_b$ نوسان سرعت به صورت A و f به ترتیب دامنه و فرکانس سرعت اعمالی خواهند بود. سرعت‌های دیگر مورد استفاده در مطالعه پیش رو به ترتیب ۱۳ و ۱۷ متر بر ثانیه است. در انتهای باز محفظه احتراق نیز فشار محیط و سرعت با گرادبان صفر در نظر گرفته شده است.

از هندسه سه‌بعدی برای شبیه‌سازی استفاده شده است. کیفیت شبیه‌سازی LES وابسته به درصدی از انرژی جنبشی اغتشاشی است که در شبیه‌سازی با این روش به طور مستقیم حل می‌شود. پوپ [۳۲] معتقد است که در شبیه‌سازی به روش LES باید حداقل ۷۵ درصد از انرژی جنبشی اغتشاشی به طور مستقیم حل شود. این درصد به صورت رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$LES_{IQ} = \frac{k_{Resolved}}{k_{Total}} = \frac{k_{Resolved}}{k_{Resolved} + k_{SGS}} \quad (19)$$

در این رابطه، k_{Total} انرژی جنبشی اغتشاشی کل جریان، $k_{Resolved}$ انرژی جنبشی اغتشاشی حل‌شده به طور مستقیم و k_{SGS} انرژی جنبشی اغتشاشی در مقیاس زیرشبکه است. در این مطالعه مشاهده شد که شبکه‌بندی با تعداد سلول ۱۴ میلیون

^۱Pressure-Implicit with Splitting of Operators

^۲Pressure-based scheme

می‌تواند معیار LES_{IQ} را با عددی نزدیک به ۹۰ درصد ارضا کند. از این رو، با این تعداد سلول می‌توان از استقلال حل از شبکه اطمینان یافت.

نحوه محاسبه حرارت آزادشده به صورت زیر است:

$$Q = H_f \int \bar{\omega} dV = H_f \int \bar{\rho}_u S_u \bar{\varepsilon} |\nabla \bar{b}| dV \quad (20)$$

در رابطه بالا H_f آنتالپی تشکیل است.

انجام پس پردازش

بدست آوردن تغییرات موج آنتروپی در محفظه احتراق نیاز به انجام عملیات پس پردازش دارد. بعد از مطالعات صورت گرفته در این زمینه، در نهایت روش زیر برای انجام عملیات پس پردازش به عنوان روش‌های مناسب تشخیص داده شد.

تابع تبدیل فوریه سریع (FFT)^۱

یک تبدیل فوریه سریع، تجزیه یک رشته از مقادیر زمانی به مؤلفه‌هایی با فرکانس‌های متفاوت است [۳۳]. این عملیات در بسیاری از رشته‌ها، از جمله آکوستیک که در آن دامنه موج در فرکانس‌های مختلف مهم می‌باشد، مفید است [۳۴]. تبدیل یک سیگنال به سری فوریه (به معنی مجموعی از توابع هارمونیک) با روش‌های تبدیل فوریه سریع و به صورت عددی انجام می‌شود. به وسیله تبدیل فوریه سریع می‌توان توابع و سیگنال‌های گسسته را از حوزه زمان به حوزه فرکانس (و یا از حوزه مکان به حوزه عدد موج) تبدیل کرد [۳۴].

در کار حاضر برای به کارگیری دو روش فوق از دمای بالک در هر مقطع کمک گرفته شده است. تغییرات دمای بالک در هر مقطع در یک تناوب زمانی گرفته شد و سپس عملیات روی آن‌ها انجام شد. برای بکارگیری تابع همبستگی و مقایسه FFT مربوط به دسته داده‌ها، ابتدا دمای بالک در اولین مقطعی که جریان‌های چرخشی و تغییرات شعله در میدان حل وجود ندارند، به عنوان مقطع داده‌های مقطع پایه در نظر گرفته می‌شوند. دو دسته دیگر از داده‌ها در مقاطع دیگری در پایین دست ذخیره می‌شوند. برای درک بهتر مفهوم، شکل ۲ را در نظر بگیرید، مقطع اول، مقطعی در فاصله ۰/۳ متری از پایین دست آخرین نقطه جریان چرخشی است (بخش ۱ مشخص شده در شکل). اگرچه آخرین نقطه جریان چرخشی در شرایط مرزی مختلف (بخصوص با تغییر سرعت ورودی) تغییر می‌کند، اما مقطع اول، اولین محلی است که موج آنتروپی بطور کامل تولید شده و با اینرسی جریان و تحت اثرات میرایی آن حرکت خواهد کرد. این مقطع به عنوان مقطع پایه در نظر گرفته شده است و معیار مقایسه برای تغییرات موج در مقاطع دیگر است. بخش دوم و سوم به ترتیب در فواصل ۰/۱۵ و ۰/۳ متری از پایین دست مقطع اول هستند (بخش ۲ و ۳). عملیات پس پردازش بین مقاطع اول و دوم و همچنین مقاطع اول و سوم انجام می‌شود.

^۱Fast Fourier Transform

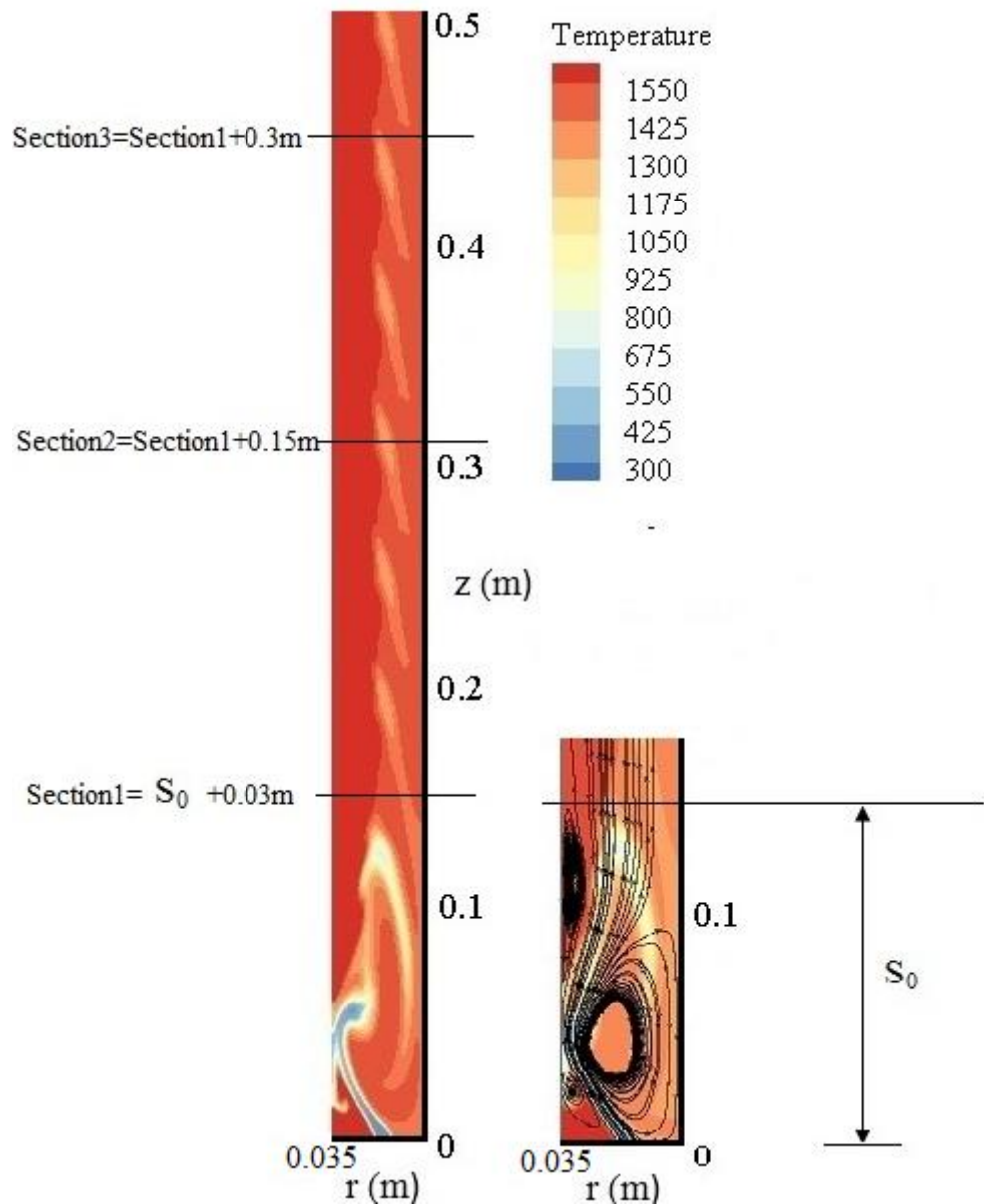


Figure 2- The considered sections for post-processing

شکل ۲- ناحیه چرخشی و میدان دمایی جریان حل شده و مقاطع در نظر گرفته شده برای انجام عملیات پس پردازش

در کار حاضر از FFT به عنوان ابزاری برای تعیین کمی اضمحلال و پراکندگی امواج آنتروپی استفاده شده است. اضمحلال یک موج مکانیکی به معنای کاهش انرژی موج است. در یک طول زمانی ثابت از یک موج آنتروپی، دامنه موج (موج) در اینجا یعنی دمای بالک مقطع در یک دوره تناوب) تعیین کننده میزان انرژی آن است. در یک فرکانس معین، تغییرات دامنه تابع تبدیل فوریه سریع بین مقطع مبنای در نظر گرفته شده و سایر مقاطع، یک شاخص اضمحلال ارائه می نماید. تغییرات این مقدار در هر فرکانس، میزان نابودی موج و انتقال انرژی از موج به سیال پایه در هر فرکانس است. در بررسی حاضر، نسبت تغییر دامنه تبدیل فوریه بین موج در مقطع پایه و یک مقطع مورد نظر بر دامنه تبدیل فوریه در مقطع مبنای در یک فرکانس

معین به‌عنوان اضمحلال تعیین می‌شود. تغییرات دامنه‌های تابع تبدیل فوریه موج، تنها برای نقاط اکستریم نسبی^۱ در نظر گرفته شده است.

$$\text{Dissipation} = \frac{A_{\text{FFT}}(T_{\text{avg}}(z_{\text{base}})) - A_{\text{FFT}}(T_{\text{avg}}(z_a))}{A_{\text{FFT}}(T_{\text{avg}}(z_{\text{base}}))} (f = f_a) \quad (21)$$

که در آن z_a و f_a به ترتیب مقطع طولی و فرکانس دلخواه می‌باشند.

پراکندگی به معنای سرعت حرکت متفاوت مؤلفه‌های یک موج در فضای فرکانسی است. برای یک موج، این به معنای کشیدگی آن در میدان زمان و مکان است. با این کشیدگی، فرکانس متناظر دامنه‌های موج تغییر می‌کند. بنابراین، تغییرات فرکانسی موج آنتروپی می‌تواند پراکندگی آن را مشخص نماید. این تغییرات برای نقاط مشخصی مانند اکستریم‌های نسبی قابل تشخیص خواهد بود. در بررسی حاضر، نسبت تغییر فرکانس تبدیل فوریه بین موج در مقطع پایه و یک مقطع مورد نظر بر فرکانس تبدیل فوریه در مقطع مبنا در یک دامنه معین FFT به‌عنوان پراکندگی تعیین می‌شود. تغییرات فرکانسی تابع تبدیل فوریه موج، تنها برای نقاط اکستریم نسبی در نظر گرفته شده است.

$$\text{Dispersion} = \frac{f(T_{\text{avg}}(z_{\text{base}})) - f(T_{\text{avg}}(z_a))}{f(T_{\text{avg}}(z_{\text{base}}))} = \frac{\Delta f}{f} \quad (22)$$

که در آن z_a مقطع طولی دلخواه است.

موج آکوستیکی بازتاب شده و صدای احتراق ناشی از امواج آنتروپی

امواج آنتروپی در گذر از یک مقطع با شتاب متوسط غیر صفر (مانند نازل یا طبقه‌ای از پره‌های توربین) می‌توانند به امواج آکوستیک تبدیل شوند [۱۷]. زمانی که یک موج آکوستیک ایجاد شود، به همه جهات - برای حالت یک بعدی به پایین دست و بالادست - منتشر می‌شود. بنابراین در حالت یک بعدی یک بخش از موج آکوستیک تولید شده به سمت بالادست منعکس می‌شود (موج آکوستیکی بازتاب شده) و بخش دیگر به سمت پایین دست گلوگاه حرکت می‌کند [۲].

در شبیه‌سازی عددی هندسه مورد مطالعه، دامنه امواج آکوستیکی تولید شده توسط یک نازل آدیاباتیک مفروض در انتهای محفظه احتراق محاسبه شده است. نازل مفروض مطابق با هندسه مورد استفاده لیکو و همکارانش [۱۷] با شعاع‌های ورودی و خروجی ۳۵ و ۴۰ میلی‌متر در نظر گرفته شده است.

دامنه امواج آکوستیکی بازتاب شده به درون محفظه احتراق (P_1^-) و انتقال یافته به خارج (P_2^+) - که صدای آنتروپی خوانده می‌شود - با توجه به نتایج تحلیلی ماربل و کندل [۶] که در روابط (۴-۸) و (۴-۹) ارائه شده‌اند، محاسبه شد. در علائم P_1^- و P_2^+ پانویس‌های ۱ و ۲ به ترتیب قسمت‌های بالادست و پایین دست گلوگاه نازل و بالانویس‌های + و - به ترتیب موج حرکت کننده به پایین دست و بالادست را نشان می‌دهند.

$$P_1^- = \frac{\frac{1}{2} M_1 \sigma}{1 + \frac{1}{2} (\gamma - 1) M_1} \quad (23)$$

$$P_2^+ = \left(\frac{M_2 - M_1}{2} \right) \left(\frac{\frac{1}{2} \sigma}{1 + \frac{1}{2} (\gamma - 1) M_1} \right) \quad (24)$$

¹Relative Extrama

در روابط بالا M عدد ماخ و σ قدرت موج آنتروپی است. قدرت موج آنتروپی در بررسی‌های تحلیلی صورت گرفته در این زمینه به صورت نسبت نوسانات آنتروپی به ظرفیت گرمایی ویژه فشار ثابت ($\sigma = S'/c_p$) شناخته می‌شود. برای هماهنگی با ادبیات موضوع دو نسبت $\frac{P_1^-}{\sigma}$ و $\frac{P_2^+}{\sigma}$ به عنوان دامنه موج آکوستیکی بازتاب شده و صدای احتراق حاصل از امواج آنتروپی (صدای آنتروپی) بکار برده می‌شوند. هم‌چنین لازم بذکر است که در روابط (۲۳) و (۲۴) باید درصدی از موج آنتروپی که به‌عنوان باقیمانده موج ایجاد شده توسط شعله (σ) در انتهای محفظه وجود دارد در نظر گرفته شود. چرا که با توجه به نتایج فصل حاضر موج آنتروپی اولیه تحت اثرات میرایی موجود دچار نقصان دامنه خواهد شد.

نتایج و بحث پیرامون آن

در ابتدا، شبیه‌سازی تا حدی پیش می‌رود که از حالت گذرای اولیه خارج شده و یک حد پایدار برای نتایج به‌دست 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. برای اعتبارسنجی مطالعه حاضر نتایج برای فرکانس ۱۶۰ هرتز با نتایج بالاچاندران [۲۶] مورد مقایسه قرار گرفت. تغییرات نسبت حرارت آزادشده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز آن برحسب دامنه در فرکانس ۱۶۰ هرتز در شکل ۳ نشان داده شده است. از این شکل مشاهده می‌شود که تا دامنه ۰/۱ رفتار خطی بین نسبت حرارت آزادشده 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. 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. 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 ایجادشده توسط جریان‌های چرخشی ناشی از تغییر دامنه موج آکوستیکی بر فیزیک جریان بیشتر شده و باعث رفتار غیرخطی تغییرات نسبت حرارت آزادشده برحسب 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. مقایسه نتایج حاصل از مطالعه حاضر با نتایج تجربی نشان می‌دهد که حل عددی از دقت مناسب جهت پیش‌بینی نتایج برخوردار است.

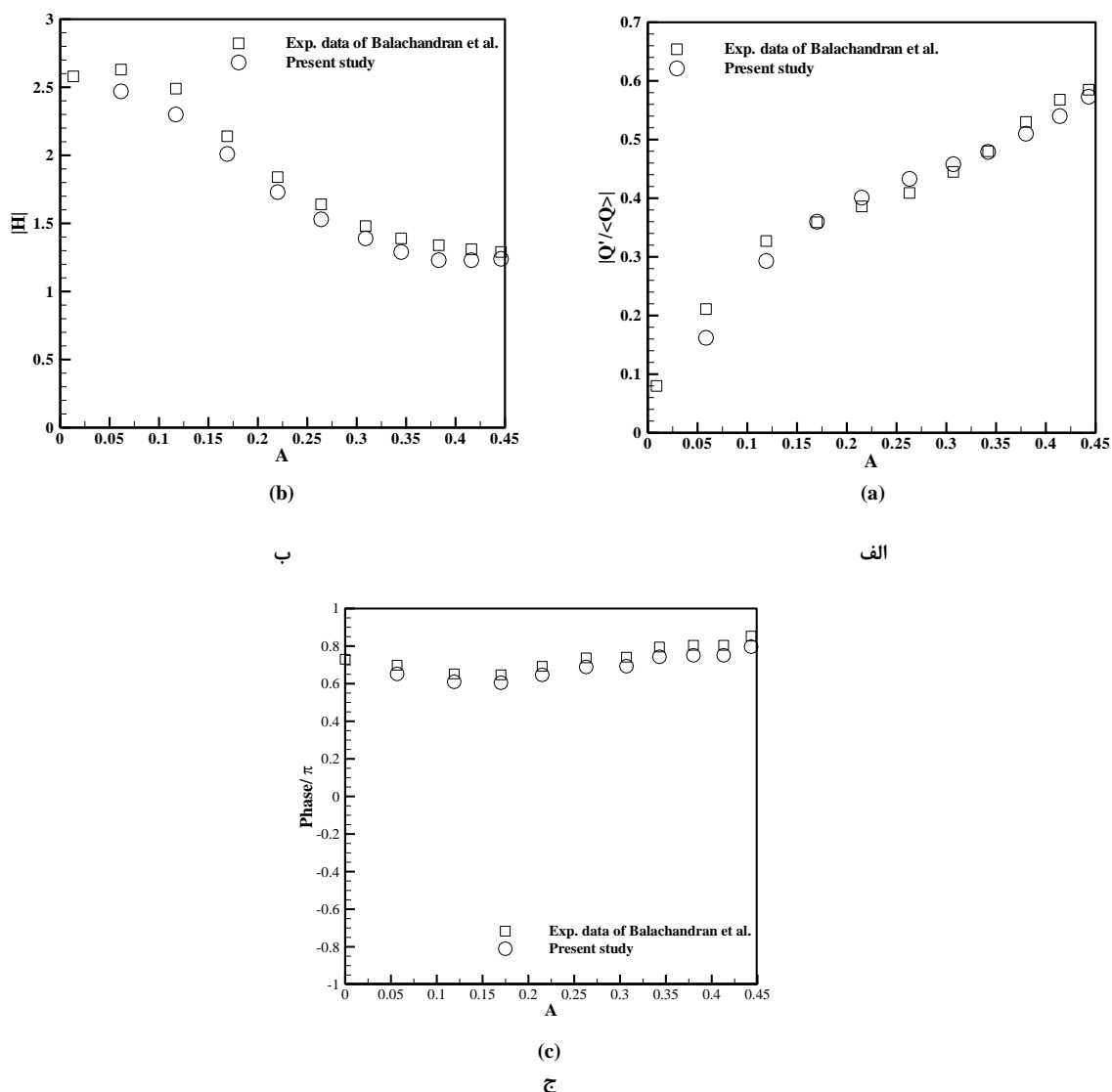


Figure 3- (a) Heat release ratio, (b) the flame transfer function and (c) phase of the flame transfer function versus the inlet excitation amplitude for frequency of 160 Hz

شکل ۳- اندازه نسبت حرارت آزادشده، اندازه تابع تبدیل شعله و فاز مربوط به آن برحسب دامنه تحریک ورودی برای فرکانس ۱۶۰ هرتز: الف- نسبت حرارت آزادشده، ب- اندازه تابع تبدیل شعله، ج- فاز مربوط به تابع تبدیل شعله

شکل ۴ نمودار کاهش درصدی دامنه FFT به‌عنوان اضمحلال برای مقاطع و دامنه‌های متفاوت در سرعت‌های ورودی ۱۳، ۹/۹ و ۱۷ متر بر ثانیه در محفظه احتراق آدیاباتیک و در معرض انتقال حرارت همرفتی را نشان می‌دهد. تغییرات در هر مقطع نسبت به مقطع ۱ سنجیده شده است. از این شکل می‌توان فهمید که بیشترین مقدار کاهش دامنه FFT در هر دو دامنه سرعت ورودی مورد بررسی در فرکانس تحریک رخ می‌دهد. پس بیشترین مقدار اضمحلال موج در فرکانس تحریک است. فرکانس تحریک، فرکانس تعیین‌کننده سیستم است و انرژی عمده سیستم در آن حضور دارد و تحت بیشترین اثرات هیدرودینامیکی قرار می‌گیرد. همان‌طور که شکل ۸ نشان می‌دهد، در هر دو دامنه و هر سه عدد سرعت ورودی با افزایش فاصله از بالادست جریان، اضمحلال موج افزایش می‌یابد. با حرکت موج به سمت پایین دست محفظه، موج تحت اثر جریان آشفستگی دچار اضمحلال خواهد شد. با مقایسه بین دو دامنه مورد بررسی، می‌توان دریافت که با افزایش دامنه از ۰/۲ به

۰/۴، اضمحلال موج شدیدتر خواهد بود؛ زیر اثرات جریان بر موج افزایش می‌یابد. با افزایش سرعت ورودی، موج کمتر دچار اضمحلال خواهد شد. با افزایش دامنه، تعداد فرکانس‌هایی که در آن FFT دارای بیشینه نسبی است، افزایش می‌یابد. این نشان می‌دهد که با افزایش دامنه رفتار غیرخطی سیستم، بیشتر دیده می‌شود. با افزایش دامنه اثرات جریان بر موج در طیف فرکانسی گسترش می‌یابد. با افزایش سرعت ورودی و قدرت گرفتن طیف پس‌زمینه در جریان آشفته، انرژی بیشتری به تمام فرکانس‌ها از جمله فرکانس‌های غیرتحریک خواهد رسید و به همین دلیل، افزایش سرعت ورودی منجر به افزایش رفتار غیرخطی سیستم (در اینجا افزایش تعداد فرکانس‌های غیرتحریک) خواهد شد. با دقت در شکل ۸ می‌توان فهمید که محفظه احتراق در معرض انتقال حرارت همرفتی، درصد اضمحلال مقدار بزرگتری را در هر مورد نسبت به محفظه آدیاباتیک دارد. در محفظه احتراق در معرض جریان همرفتی علاوه بر اثرات هیدرودینامیکی، اثرات سرمایشی انتقال حرارت ناشی از همرفت نیز بر موج و نیز بر سیال پایه اثرگذار است که به شدت اضمحلال را نسبت به حالت آدیاباتیک افزایش می‌دهد.

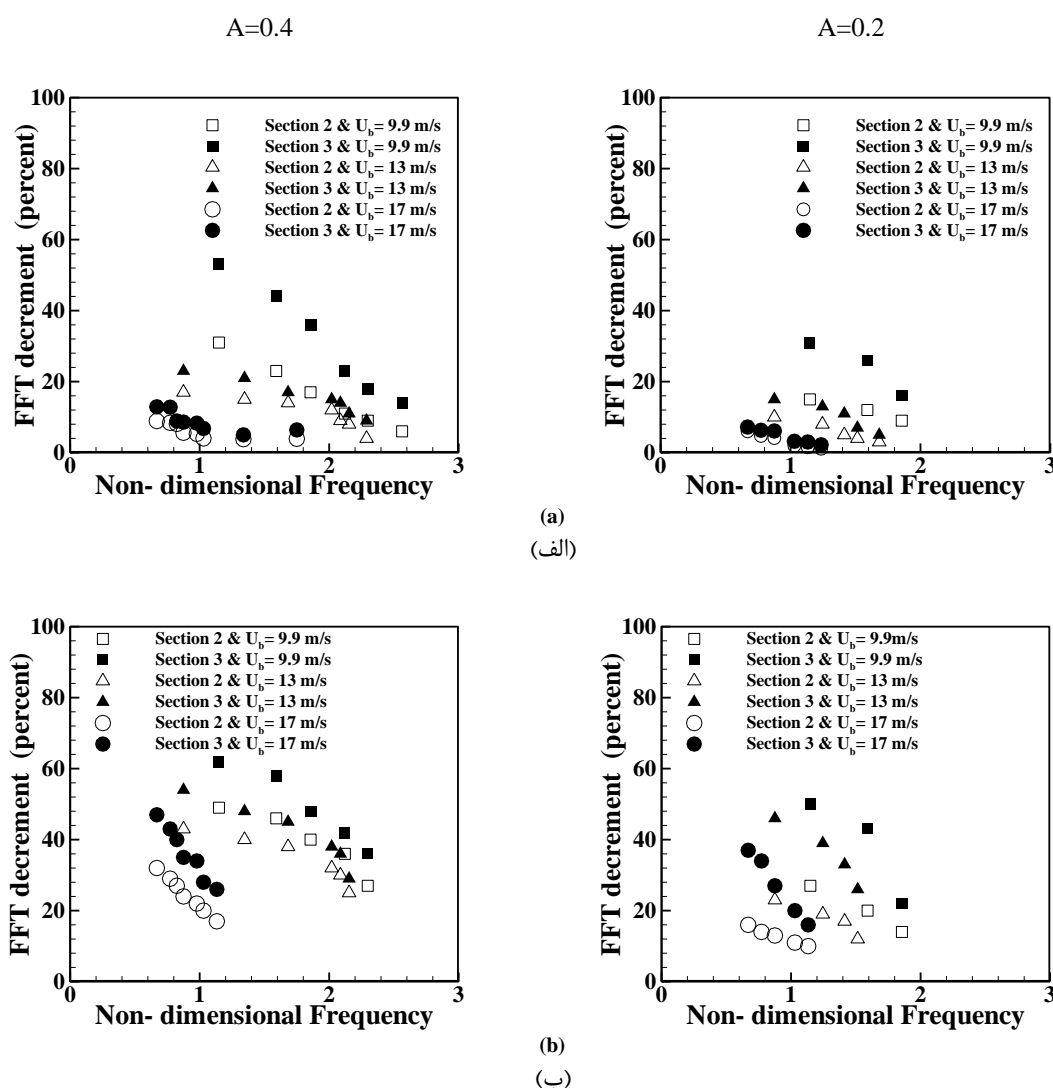


Figure 4- The dissipation index for various inlet velocity; (a) the adiabatic combustor and (b) the convectively cooled combustor
 شکل ۴- کاهش درصدی دامنه FFT (اضمحلال) برای سرعت‌های ورودی متفاوت و در دامنه‌های مختلف: (الف) محفظه آدیاباتیک و (ب) محفظه در معرض انتقال حرارت همرفتی

در مقاطع مختلف محفظه احتراق، درصدی از پراکندگی می تواند وجود داشته باشد. در هر مقطع، علاوه بر اثرات اختلاط آشفته‌گی که موجب به وجود آمدن پراکندگی می‌شود، پروفیل سرعت نیز می‌تواند موجب ایجاد پراکندگی در محفظه‌های احتراق شود. در واقع، سرعت کمتر در نزدیکی دیواره‌ها، باعث کشیدگی بیشتر بخشی از موج نسبت به آنچه در مناطق مرکزی وجود دارد، می‌شود. این کشیدگی به پراکندگی موج منجر می‌شود. شکل ۵ درصد کاهش فرکانس‌ها نسبت به فرکانس پایه به‌عنوان مقدار کمی پراکندگی برای سرعت‌های مختلف ورودی و دامنه‌های متفاوت در محفظه احتراق آدیاباتیک و در معرض انتقال حرارت همرفتی را نشان می‌دهد. از این شکل مشخص است که بیشترین مقدار پراکندگی در هر دو دامنه در فرکانس تحریک رخ می‌دهد. در هر دو دامنه با افزایش فاصله از بالادست جریان، میزان پراکندگی موج بیشتر خواهد شد. مانند تغییرات اضمحلال، پراکندگی نیز با افزایش دامنه تحریک ورودی بیشتر می‌شود. با افزایش سرعت ورودی و کاهش اثر جریان بر موج از میزان پراکندگی کاسته خواهد شد. علاوه بر اثرات هیدرودینامیکی جریان آشفته، انتقال حرارت همرفتی نیز موجب افزایش پراکندگی می‌شود.

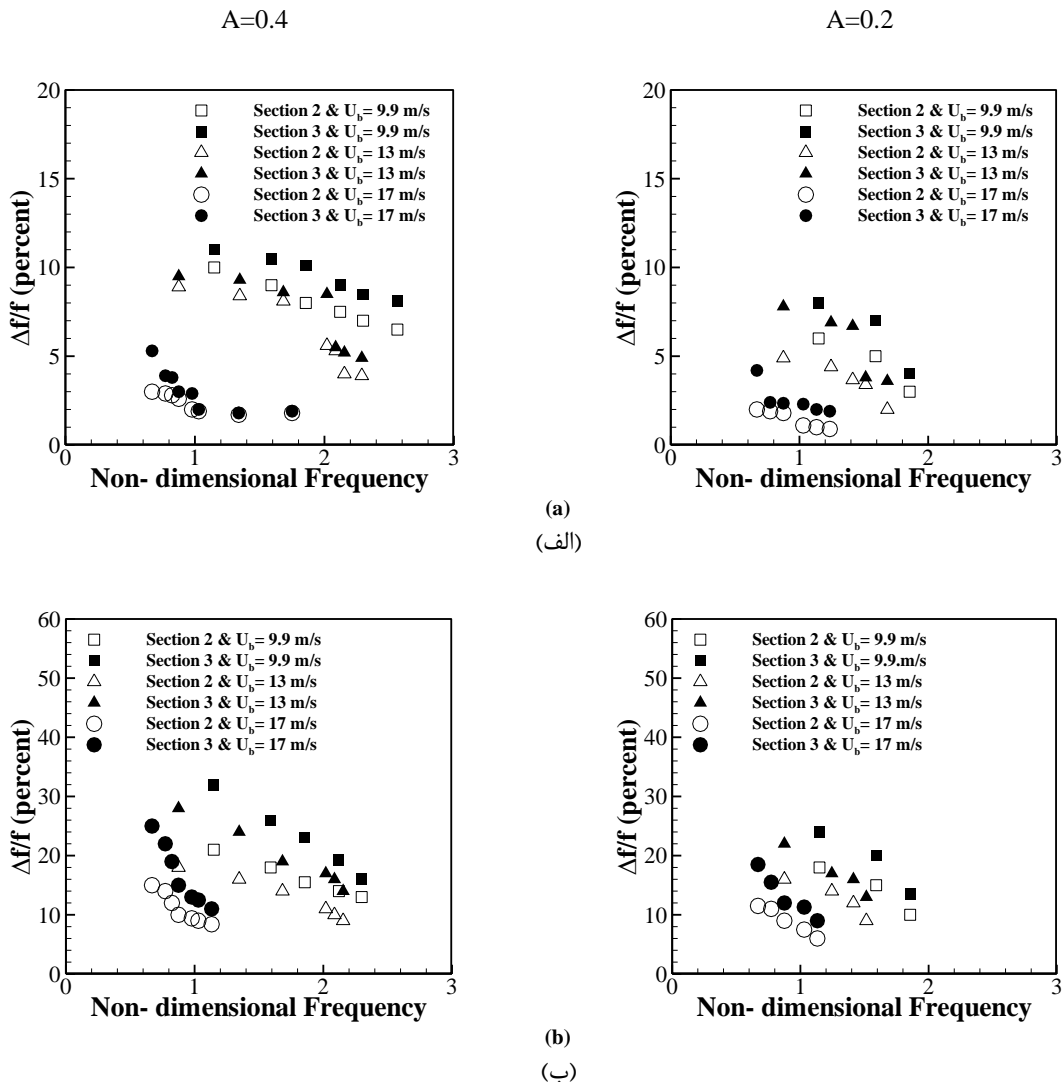
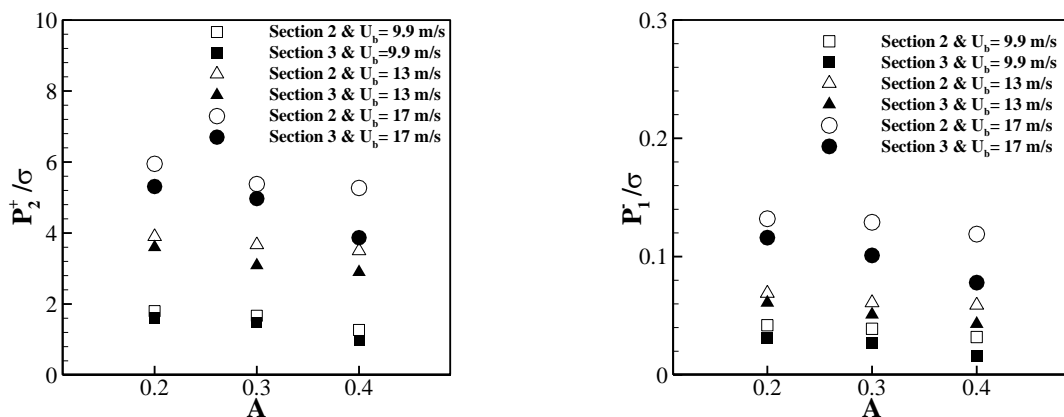


Figure 5- The dispersion index for various inlet velocity; (a) the adiabatic combustor and (b) the convectively cooled combustor
 شکل ۵- درصد کاهش فرکانس‌ها نسبت به فرکانس پایه (پراکندگی) برای سرعت‌های ورودی متفاوت و در دامنه‌های مختلف: (الف) محفظه آدیاباتیک و (ب) محفظه در معرض انتقال حرارت همرفتی

شکل (۶) اثر تغییر سرعت ورودی بر دامنه موج آکوستیکی بازتاب شده، $\frac{P_1^-}{\sigma}$ ، و دامنه صدای آنتروپی، $\frac{P_2^+}{\sigma}$ ، در دو مقطع مورد بررسی و دامنه‌های مختلف و برای محفظه احتراق آدیاباتیک و در معرض انتقال حرارت همرفتی که توسط یک نازل فوق بحرانی مفروض در انتهای محفظه احتراق ایجاد می‌شود را نشان می‌دهد. بدین معنی که اگر موج آنتروپی از مقاطع مذکور بلافاصله وارد نازل شود، پاسخ آکوستیکی نازل به چه صورت خواهد بود. ۶ نشان می‌دهد با افزایش سرعت ورودی، $\frac{P_1^-}{\sigma}$ و $\frac{P_2^+}{\sigma}$ افزایش می‌یابد. در شکل ۴ مشخص شد که افزایش سرعت ورودی از شدت اضمحلال موج آنتروپی می‌کاهد. این منجر به رسیدن درصد بیشتری از موج آنتروپی به انتهای محفظه می‌شود. درحالتی که از تغییرات موج آنتروپی صرف نظر شود، افزایش سرعت ورودی محفظه- که به معنای افزایش سرعت ورودی نازل است- موجب افزایش امپدانس^۱ (به معنای ضرب چگالی در سرعت گاز) و ورودی نازل شده و باعث افزایش دامنه موج بازتابی و کاهش دامنه موج انتقالی خروجی می‌شود [۱۶]. این تغییرات در پاسخ‌های آکوستیکی با افزایش سرعت ورودی با توجه به روابط (۲۳) و (۲۴) نیز قابل مشاهده است. بنابراین، افزایش دامنه موج بازتابی با افزایش سرعت ورودی واضح است. اما نتایج نشان می‌دهد بر خلاف پیش‌بینی کاهش دامنه موج انتقالی خروجی با افزایش سرعت ورودی در حالت ثبوت موج آنتروپی، مقدار دامنه موج انتقالی در موارد مورد بررسی حاضر افزایش می‌یابد. این نشان می‌دهد کاهش اضمحلال موج آنتروپی با افزایش سرعت بر کاهش دامنه موج ناشی از تغییر امپدانس غالب است. در شکل ۴ مشاهده شد که با افزایش فاصله از بالادست جریان، بر میزان اضمحلال موج افزوده خواهد شد. این دلیل کاهش $\frac{P_1^-}{\sigma}$ و $\frac{P_2^+}{\sigma}$ است که در شکل ۶ دیده می‌شود. شکل ۴ هم‌چنین نشان داد که افزایش دامنه منجر به افزایش درصد اضمحلال موج می‌شود. افزایش درصد اضمحلال منجر به کاهش $\frac{P_1^-}{\sigma}$ و $\frac{P_2^+}{\sigma}$ با افزایش دامنه خواهد شد. این تغییرات در شکل ۶ مشاهده می‌شود. از این شکل مشخص است که محفظه احتراق در معرض انتقال حرارت همرفتی مقدار $\frac{P_1^-}{\sigma}$ و $\frac{P_2^+}{\sigma}$ کوچک‌تری نسبت به محفظه احتراق آدیاباتیک دارد. این به دلیل درصد اضمحلال بیشتر در محفظه احتراق در معرض انتقال حرارت همرفتی است.



(الف)
(ب)

¹Impedance

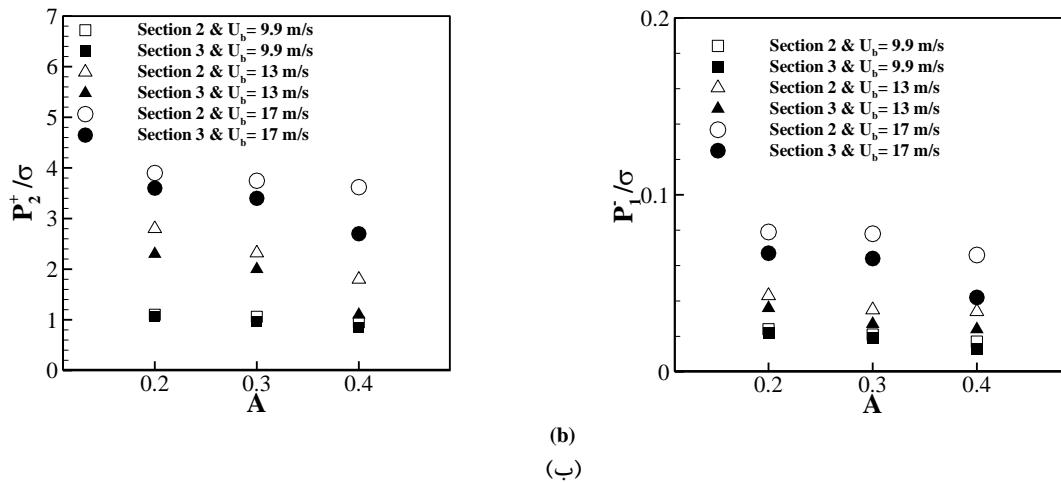


Figure 6- The entropy noise produced for various excitation amplitude, (a) the adiabatic combustor and (b) the thermally convective combustor

شکل ۶- اثر تغییر سرعت ورودی بر اندازه موج آکوستیکی بازتاب شده و صدای آنتروپی: (الف) محفظه آدیاباتیک و (ب) محفظه در معرض انتقال حرارت همرفتی

شکل ۷ قسمت (الف)، اضمحلال برای مقاطع و دامنه‌های مختلف در فرکانس‌های مختلف را نشان می‌دهد. از شکل مشخص است که با افزایش فرکانس، درصد اضمحلال افزایش می‌یابد. تغییرات پراکندگی در قسمت (ب) شکل ۷ به صورت درصد نشان داده شده است. شکل نشان می‌دهد با افزایش فرکانس، درصد پراکندگی افزایش می‌یابد. یکی از عوامل ایجاد پراکندگی در موج آنتروپی، کشیدگی موج به دلیل سرعت کمتر جریان در نزدیکی دیواره‌ها است. در واقع، اگر موج در کسری مشخص از طول محفظه احتراق کشیده شود، این کشیدگی برای یک موج با طول مکانی یا زمانی کوتاه‌تر (فرکانس بزرگتر) در مقایسه با طول آن بسیار بزرگتر از موجی با طول مکانی یا زمانی بزرگتر (فرکانس کمتر) خواهد بود که این به معنای پراکندگی بیشتر برای موج با فرکانس بزرگتر است.

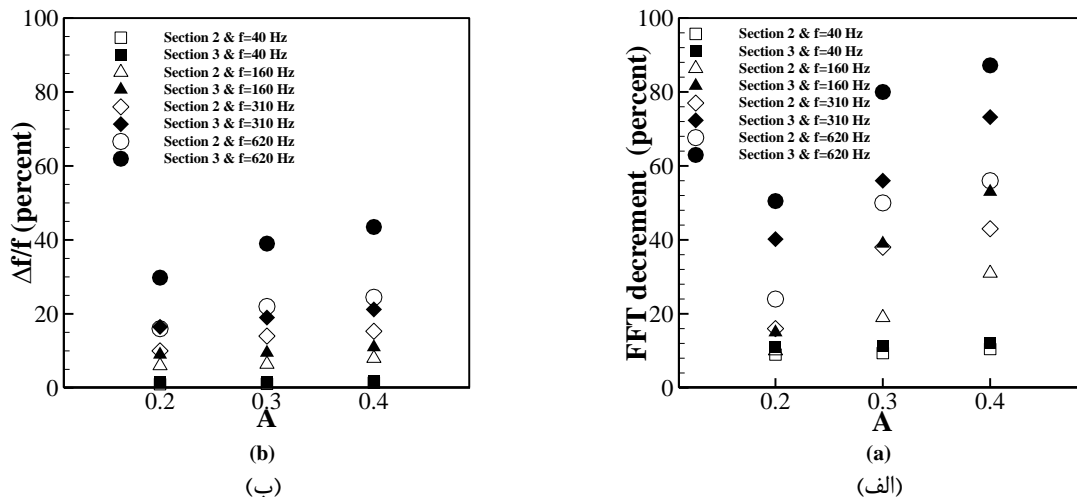


Figure 7- Effect of frequency: (a) percentage reduction of FFT amplitude (dissipation) and (b) percentage reduction of frequency difference compared to base frequency (dispersion)

شکل ۷- اثر تغییر فرکانس: (الف) کاهش درصدی دامنه FFT (اضمحلال) و (ب) درصد کاهش اختلاف فرکانس‌ها نسبت به فرکانس پایه (پراکندگی)

شکل ۸ اثر تغییر فرکانس بر $\frac{P_2^+}{\sigma}$ و $\frac{P_1^-}{\sigma}$ را نشان می‌دهد. از شکل مشخص است که با افزایش فرکانس از $\frac{P_1^-}{\sigma}$ و $\frac{P_2^+}{\sigma}$ کاسته خواهد شد که به دلیل کاهش دامنه موج آنتروپی است. تغییرات دامنه موج آکوستیکی بر اساس دامنه در فرکانس‌های کوچکتر به رفتار خطی شبیه‌تر است. افزایش فرکانس از ۴۰ به ۶۲۰ هرتز، صدای بازتابی داخل محفظه را در دامنه ۰/۲ و ۰/۴ به ترتیب تا ۱/۳ و ۱/۷ کاهش می‌دهد. این مقادیر برای صدای آنتروپی ۱/۲ و ۱/۳ خواهد بود. بنابراین، امواج آنتروپی فرکانس بالا دامنه آکوستیکی کوچکتری ایجاد خواهند کرد و مکانیزم اثر آنها بر ترموآکوستیک محفظه احتراق بیشتر از دامنه وابسته به تغییر فاز خواهد بود. از شکل مشخص است که از $\frac{P_1^-}{\sigma}$ و $\frac{P_2^+}{\sigma}$ با افزایش فاصله از بالادست جریان و افزایش دامنه نیز کم خواهد شد.

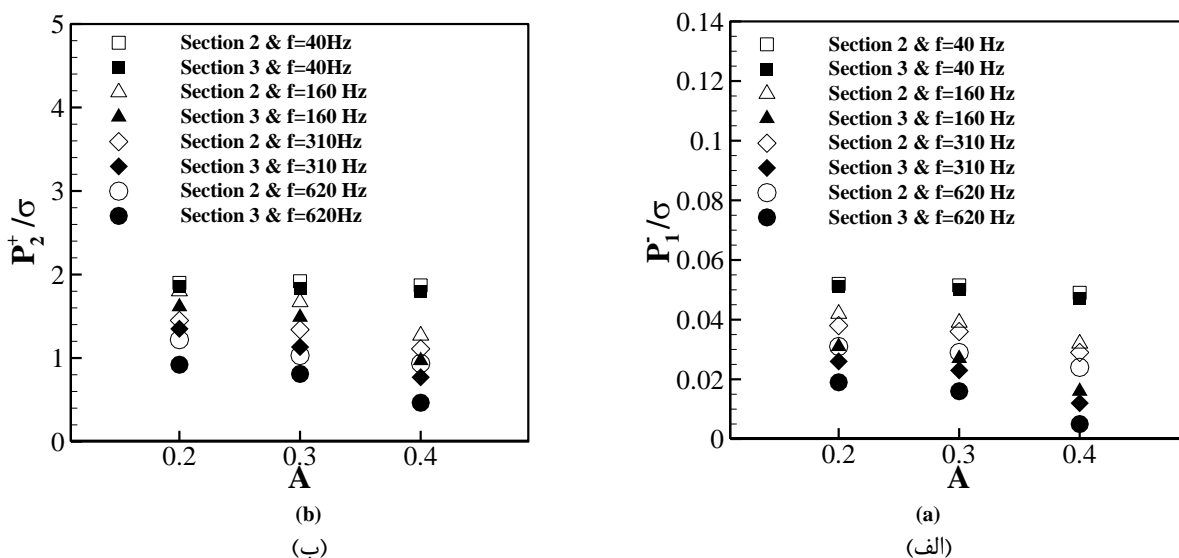


Figure 8- Effect of frequency on reflected acoustic wave and entropy sound

شکل ۸- اثر تغییر فرکانس بر اندازه موج آکوستیکی بازتاب شده و صدای آنتروپی

انتگرال حجمی ورتیسسته برای دامنه‌ها و فرکانس‌های در شکل ۹ نشان داده شده است. با افزایش فرکانس بر مقدار ورتیسسته افزوده می‌شود. در فرکانس‌های بالاتر، دما در محفظه کاهش می‌یابد که این خود به افزایش ورتیسسته می‌انجامد. افزایش دامنه تحریک ورودی نیز به دلیل افزایش نوسانات در جریان آشفته به افزایش ورتیسسته منجر می‌شود. با این حال، افزایش فرکانس درصد تغییرات بیشتری را در دامنه کوچکتر نسبت به دامنه بزرگتر ایجاد می‌کند؛ به طوری که در دامنه ۰/۲، این افزایش ۶۵ درصد و در دامنه ۰/۴ برابر ۵۵ درصد است.

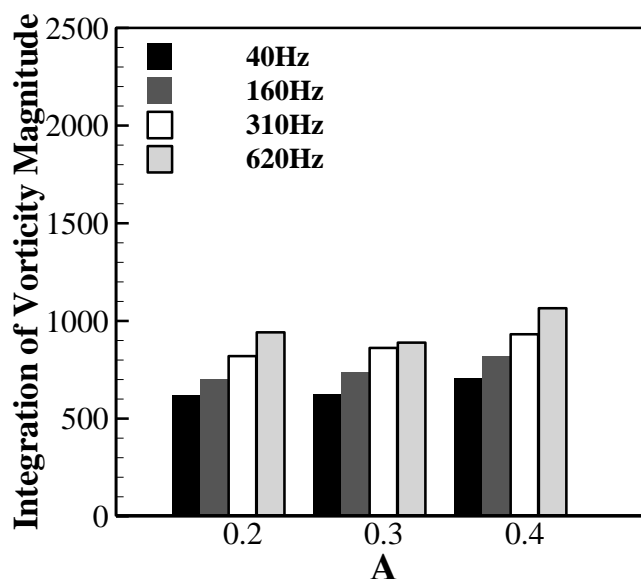


Figure 9- Volume integral of vorticity for different amplitudes and frequencies

شکل ۹- انتگرال حجمی ورتیسیتیه برای دامنه‌ها و فرکانس‌های مختلف

نتیجه‌گیری

در ادبیات موضوع امواج آنتروپی، سازگاری روشنی از میزان اضمحلال و پراکندگی این امواج وجود نداشت. بنابراین، یک ارزیابی حساب‌شده از اثر عوامل مذکور بر امواج آنتروپی ضروری به نظر می‌رسید. اثر جریان آشفته و انتقال حرارت بر امواج آنتروپی با تغییر سرعت ورودی محفظه احتراق و شرایط مرزی گرمایی دیواره‌های محفظه تحریک شده با امواج آکوستیکی در این مطالعه مورد بررسی قرار گرفت. دیواره‌ها در دو حالت آدیاباتیک و با انتقال حرارت همرفتی در نظر گرفته شد. نتایج حاصل از این شبیه‌سازی نشان داد در موارد بررسی شده، بیشترین مقدار اضمحلال و پراکندگی در فرکانس تحریک رخ می‌دهد. فرکانس تحریک، فرکانس تعیین‌کننده سیستم است و انرژی عمده سیستم در آن حضور دارد و تحت بیشترین اثرات هیدرودینامیکی قرار می‌گیرد. با افزایش فاصله از بالادست جریان در همه موارد، اضمحلال و پراکندگی موج، به دلیل اثر گرفتن بیشتر موج از جریان آشفتگی، افزایش یافت. مشاهده شد با افزایش سرعت ورودی، از میزان اضمحلال و پراکندگی موج کاسته خواهد شد. نتایج نشان داد زمانی که شرط مرزی دیواره از آدیاباتیک به انتقال حرارت همرفتی تغییر پیدا می‌کند، اثرات انتقال حرارت همرفتی بر دیواره‌ها موجب تخریب بیشتر موج در محفظه می‌شود. با افزایش فرکانس تحریک، درصد اضمحلال و پراکندگی موج آنتروپی افزایش یافت، از این رو، احتمال حضور این امواج در فرکانس‌های کوچک‌تر بیشتر است.

منابع

- [1] L. Crocco and S. Cheng, "Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors, Butterworths Scientific Publications", London, 1956.
- [2] W. C. Strahle, "On combustion generated noise", *J. of FluidMech.*, vol. 49, pp 399-414, 1971.
- [3] H. A. Hassan, "Scaling of combustion generated noise", *J. of Fluid Mech.*, vol 66, pp 445-453, 1974.
- [4] A. P. Dowling and Y. Mahmoudi, "Combustion noise", *Proc. of the Comb. Inst.*, vol 44 pp 543-564, 2014.
- [5] B. T. Chu and L. S. G. Kovaszny, "Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas", *J. of FluidMech.*, vol 3, pp 494-514, 1958.
- [6] F. E. Marble and S. M. Candel, "Acoustic disturbance from gas non-uniformities convected through a nozzle", *J. of Sound and Vib.*, vol 55, pp 225-243, 1977.
- [7] N. Kings and F. Bake, "Indirect combustion noise: noise generation by accelerated vorticity in a nozzle flow", *Int. J. of*

- Comb. & Spray Dynamics*, vol 2, pp 253–266, 2010.
- [8] A. Hield, M. J. Brear, H. S. Jin, "Thermoacoustic limit cycles in a premixed laboratory combustor with open and choked exits", *Combustion and Flame*, vol 156, pp 1683-1697, 2009.
- [9] J. Eckstein, E. Freitag, C. Hirsch, T. Sattelmayer, "Experimental study on the role of entropy waves in low-frequency oscillations in a RQL combustor", *Journal of engineering for gas turbines and power.*, vol 128 (2), pp 264-270, 2006.
- [10] T. Sattelmayer, "Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations", *Journal of Engineering Gas Turbines Power.*, vol 125, pp 11-20, 2003.
- [11] A. S. Morgans, C. S. Goh, J. A. Dahan, "The dissipation and shear dispersion of entropy waves in combustor thermoacoustics", *Journal of Fluid Mechanics.*, vol 733, pp 1-11, 2013.
- [12] E. Motheau, F. Nicoud, T. Poinsot, "Mixed acoustic-entropy combustion instabilities in gas turbines", *Journal of Fluid Mechanics.*, vol 749, pp 542-576, 2014.
- [13] N. Kings and F. Bake, "Indirect combustion noise: noise generation by accelerated vorticity in a nozzle flow", *Int. J. of Comb. & Spray Dynamics.*, vol 2, pp 253–266, 2010.
- [14] F. Bake, N. Kings, I. Rohle, "Fundamental Mechanism of Entropy Noise in Aero-Engines: Experimental Investigation", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol 130 (1), pp 202-206, 2008.
- [15] F. Bake, C. Richter, B. Muhlbauer, N. Kings, I. Rohle, F. Thiele, B. Noll, "The Entropy Wave Generator (EWG): A Reference Case on Entropy Noise", *Journal of Sound and Vibration*, vol 326 (3), pp 574-598, 2009.
- [16] J. M. Lourier, A. Huber, B. Noll, M. Aigner, "Numerical Analysis of Indirect Combustion Noise Generation within a Subsonic Nozzle", *AIAA Journal*, vol 52(10), pp 2114-2125, 2014.
- [17] M. Leyko, I. Duran, S. Moreau, F. Nicoud, T. Poinsot, "Simulation and modelling of the waves transmission and generation in a stator blade row in a combustion- noise frame work", *Journal of Sound and Vibration*, vol 333 (23), pp 6090-6106, 2014.
- [18] M. Bauerheim, I. Duran, "Transmission and reflection of acoustic and entropy waves through a stator-rotor stage", *Journal of Sound and Vibration*, vol 374, pp 260-278, 2016.
- [19] A. P. Dowling, and S. Hubbard, "Instability in lean premixed combustors, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A": *Journal of Power and Energy.*, vol 214 (4), pp 317-332, 2000.
- [20] M. Huet, and A. Giaume, "A nonlinear model for indirect combustion noise through a compact nozzle", *Journal of Fluid Mechanics.*, vol 733, pp 268-301, 2013.
- [21] N. Karimi, M. Brear, W. Moase, "Acoustic and disturbance energy analysis of a flow with heat communication", *Journal of Fluid Mechanics.*, vol 597, pp 67-89, 2008.
- [22] N. Karimi, M. Brear, W. Moase, "On the interaction of sound with steady heat communicating flows", *Journal of Sound and Vibration.*, vol 329 (22), pp 4705-4718, 2010.
- [23] S. Goh, A. S. Morgans, "Phase prediction of the response of choked nozzles to entropy and acoustic disturbances", *Journal of Sound and Vibration*, vol 330, pp 5184-5198, 2011.
- [24] E. Motheau, L. Selle, F. Nicoud, "Accounting for convective effects in zero-Mach-number thermoacoustic models", *Journal of Sound and Vibration*, vol 333, pp 246-262, 2014.
- [25] J. Eckstein, T. Sattelmayer, "Low-Order Modeling of Low-Frequency Combustion Instabilities in Aeroengines", *Journal of Propulsion Power.*, vol 22 (2), pp 425-432, 2006.
- [26] 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.*, vol 143, pp 37-55, 2005
- [27] T. Poinsot and D. Veynante, "Theoretical and Numerical Combustion", Second Edition, R. T. Edwards, Inc., Philadelphia, USA, 2005
- [28] 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*, vol 54, pp 2834-2839, 1985,
- [29] 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*, vol 13, pp 513-540, 2009.
- [30] 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*, vol 27, pp 899-907, 1998.

- [31] O. L. Gulder, "Turbulent Premixed Flame Propagation Models for Different Combustion Regimes", *Proceedings of the Combustion Institute*, vol 23, pp 743-750, 1990,
- [32] S. B. Pope, "Turbulent Flows", *Cambridge University Press*, Cambridge, 2000.
- [33] G.B. Whitham, "Linear and nonlinear waves", vol. 42, *John Wiley & Sons*, 2011.
- [34] M. Muthukrishnan, W. C. Strahle, J. C. Handley, "Effect of Conical Flameholders on Combustion-Generated Noise", *AIAA Journal.*, vol 14 (8), pp 995-996, 1976.

English Abstract

Analysis of combustion noise by changing inlet velocity in lean turbulent premixed flame

Najmeh Hajjaligol

Department of Mechanical Engineering, Hamedan University of Technology, Hamedan, Iran

*Corresponding author

(Received: 2023/07/04, Received in revised form: 2023/07/29., Accepted: 2023/08/10)

Undesirable effects of entropy wave, such as higher levels of NO_x emission, combustion instability and generated noise, have been well known. However, the thermal and hydrodynamic conditions of the combustor can largely modify the extent of unfavorable influences by subsiding the strength of the generated hot spots. In this study, therefore, hot spot annihilation in a lean-premixed Ethylene combustor is numerically studied using the flamelet model and large eddy simulation. The effects of various thermal and hydrodynamic conditions, such as inlet inlet velocity on entropy waves in both thermally convective and adiabatic combustor, are investigated. The resultant acoustic noise, potentially generated by the entropy waves, is also compared among studied cases, which demonstrates the necessity of embedding the thermo-hydrodynamic effects on the entropy waves in low-order models of combustion instability prediction. The results show that increase in inlet velocity improves combustion efficiency, it aids entropy waves survival and may cause subsequent instability or higher emission production. The results of this study can be beneficial to operate a lean-premixed combustor precisely in conditions far from generation of noise, emission or instability.

Keywords: Combustion noise, Combustion instability, Entropy wave, Dissipation and dispersion, Flame response.