

## بررسی تأثیر نوسانات نسبت جرمی بر ساختار شعله نفوذی آرام

فرهاد فتحیه\*، علی خصوصی\*\*، محمد فرشچی\*\*\* و اکبر غفوریان مرشد\*\*\*\*

قطب علمی سامانه‌های هوافضایی، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا

(دریافت: ۱۳۸۸/۹/۲۵، دریافت آخرین اصلاحات: ۸۹/۹/۳، پذیرش: ۸۹/۹/۲۰)

در این مقاله پاسخ ناپایایی شعله نفوذی آرام به نوسانات هارمونیک نسبت جرمی بررسی شده است. مدل ریاضی صفحه شعله برای شعله نفوذی آرام، ناپایا، دوبعدی و متقارن درون کانال در نظر گرفته شده است. جریان زیر صوت، غیرلزج و یکنواخت فرض شده است. معادله جابه‌جایی-نفوذی برای متغیر جرمی بقایی با شرایط مرزی مناسب حل شده و با فرض سطح نسبت اختلاط استوکیومتری به‌عنوان سطح شعله مکان هندسی شعله به‌دست آمده است. با فرض عدم عبور ذرات نسوخته از سطح شعله و ضریب نفوذ جرمی ثابت، می‌توان نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی را متناسب با سطح شعله در نظر گرفت. این روش، برای نخستین بار، در کار حاضر در شعله‌های نفوذی به‌کار برده شده است. تابع پاسخ شعله نفوذی در قالب نوسانات نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی نسبت به نوسانات نسبت جرمی سوخت به‌دست آمده است. برای هر عدد پکلت، حوزه تواتری به سه ناحیه نفوذی، جابه‌جایی-نفوذی و جابه‌جایی تقسیم شده است. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش تواتر به تواترهای ناحیه جابه‌جایی اندازه تابع پاسخ کاهش می‌یابد، ولی تاخیر فاز به مقدار ثابتی میل می‌کند. با افزایش عدد پکلت، اندازه تابع پاسخ در ناحیه تواترهای نفوذی و جابه‌جایی-نفوذی افزایش می‌یابد درحالی‌که در ناحیه جابه‌جایی تغییر چندانی ندارد.

**کلیدواژه:** شعله نفوذی، نسبت جرمی، ساختار شعله، نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی، تواتر تحریک

### مقدمه

برک و شومان، برای نخستین بار، حل مسئله شعله نفوذی آرام و پایا را برای هندسه‌های دوبعدی و همچنین تقارن محوری ارائه دادند [۱]. برای هر دو هندسه، فواره (Jet) سوخت از شیار میانی و اکسیدکننده از شیار خارجی وارد محفظه می‌شوند. سطح نسبت اختلاط (Mixture fraction) استوکیومتری به‌عنوان سطح شعله فرض شده است که به طور معمول به آن فرض صفحه-شعله (Flame-Sheet) گفته می‌شود. در ساده‌ترین مدل، یک شعله نفوذی میدان جریان، با صرف نظر از نیروی ثقل و مؤلفه سرعت عمود بر محور جریان، به صورت یک‌بعدی و یکنواخت در کل میدان در نظر گرفته می‌شود. بقای جرم برای جریان محوری ایجاب می‌کند که  $pU$  ثابت و یکنواخت باشد. به‌علاوه، انتقال ذرات سوخت و اکسیدکننده با ضریب نفوذ جرمی ثابت و برابر  $D$  فرض شده است. در اینجا  $D$ ،  $\rho$  و  $u$  به ترتیب چگالی، ضریب نفوذ جرمی و سرعت محوری جریان‌اند. نفوذ جرمی طولی از نفوذ جرمی عرضی خیلی کمتر فرض شده است و از آن صرف نظر می‌شود [۱].

کارهای بسیاری به منظور توسعه مدل برک-شومان، به دلیل مطابقت عالی این مدل با مشاهدات آزمایشگاهی، انجام شده است. فی مسئله فواره شعله نفوذی آرام را با فرض چگالی متغیر حل کرد [۲]. در این حل، از اثرات نیروی ثقل برای ساده‌سازی

\* دانشجوی کارشناسی ارشد (ایمیل: farhad\_fathieh@ae.sharif.edu)

\*\* دانشجوی کارشناسی ارشد (ایمیل: a\_khosousi@ae.sharif.edu)

\*\*\* استاد-نویسنده مخاطب (ایمیل: farshchi@sharif.edu)

\*\*\*\* استادیار (ایمیل: ghafourian@sharif.edu)

معادله اندازه حرکت در جهت عمود بر محور صرف نظر شده است. عدد اشمیت برابر یک و همچنین لزجت مطلق به طور مستقیم متناسب با دما فرض شده است. در این تحلیل نشان داده شد که طول شعله به دست آمده با فرض چگالی متغیر بیشتر از حالت چگالی ثابت است.

روپر مدل برک-شومان را با سرعت محوری متغیر گسترش داده است [۳]. این تغییرات سرعت محوری با در نظر گرفتن نیروی ثقل صورت گرفت. علاوه بر این، روپر و همکارانش اثر شکل شیار ورودی سوخت را برای حالت‌های دایروی، مستطیلی و خمیده در محفظه‌های احتراق بررسی کرده‌اند [۵ و ۴]. آن‌ها روابطی برای پیش‌بینی طول فواره شعله نفوذی آرام برای هندسه‌های مختلف و همچنین رژیم‌های جریان‌های مختلف ارائه کرده و با انجام آزمایشات، این روابط را تایید کرده‌اند [۵]. نتایج آن‌ها تا زمانی معتبر است که اکسیدکننده به‌طور زیاد فراهم و شعله پرهوا (Overventilated) باشد. اسمیت و همکاران آزمایشاتی را برای بررسی تغییرات زمانی شعله نفوذی آرام متان-هوا، با استفاده از هندسه تقارن محوری، انجام داده‌اند [۶]. در این مشاهدات، به‌وجود آمدن پارگی شعله (Flame clip off) در ساختار شعله به‌عنوان متغیراساسی در افزایش ذرات دوده شناخته شده است. خوسید و گرینبرگ اسپری شعله نفوذی را برای هندسه برک-شومان بررسی کردند و از فرض میدان سرعت ثابت و یکنواخت مکانی استفاده نکردند [۷]. در این بررسی، شکل مقطع (Profile) سرعت ورودی سوخت و اکسیدکننده به‌صورت سهموی و کاملاً توسعه یافته و همچنین تغییرات شکل مقطع سرعت با پیشروی محوری در نظر گرفته شده است. به‌علاوه، دو حالت حضور نفوذ جرمی طولی و نبود آن بررسی شده است. آن‌ها نشان داده‌اند که عدد پکلت، عدد دامکوهلر و همچنین شکل مقطع سهموی سرعت نقش اساسی در ساختار شعله دارد.

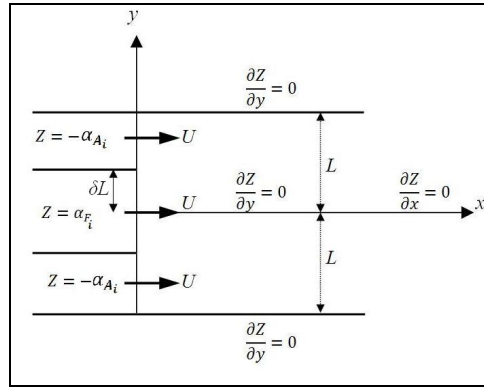
بیکر و همکاران با انجام آزمایش‌هایی طول شعله غیرپیش‌مخلوط را در ناحیه تأثیر گرانش به روش تجربی اندازه‌گیری کردند و نتایج حاصل را با پیش‌بینی روش‌های تحلیلی مقایسه کردند [۸]. روابط کلاسیک روپر روند تغییرات طولی این شعله‌ها را به طور کیفی پیش‌بینی کرد [۳-۵]. همچنین، وانگ و همکاران آزمایش‌هایی انجام دادند که اثر نیروی گرانش را بر شعله V-شکل متان-هوا بررسی کرد [۹]. این آزمایش‌ها نشان داد که اثر نیروی گرانش بر شعله‌های آرام با شعله‌های آشفته متفاوت است.

تیاگی و همکاران کوپلینگ یک شعله غیرپیش‌مخلوط ناپایا با نوسانات آکوستیکی را در یک میدان جریان یکنواخت با روش عددی و به‌کارگیری مدل برک-شومان مطالعه کردند [۱۰]. همچنین، نرخ واکنش‌های شیمیایی در حالت متناهی نیز بررسی شد. مشاهده شد که عدد دامکوهلر نقش بسیار مهمی در تعیین اندازه و فاز نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی نسبت به اختلالات سرعت ایفا می‌کند.

اخیراً، تیاگی و همکاران رفتار و نوسانات شعله نفوذی را به طور عددی-تحلیلی بررسی کردند [۹]. در این مطالعه، پاسخ نرخ آزادشدن انرژی گرمایی به نوسانات نسبت اختلاط سوخت و نوسانات سرعت بررسی شد. نتایج به‌دست آمده برای پاسخ نرخ آزادشدن انرژی گرمایی با نتایج شعله پیش‌مخلوط شباهت دارد.

کار حاضر در ادامه مطالعات تیاگی و همکاران بوده [۱۱] و مدل ریاضی به‌کاررفته مشابه با برک-شومان است. شعله نفوذی آرام، ناپایا، دوبعدی و درون یک کانال متقارن با حضور نفوذ جرمی در جهت محوری و عرضی در نظر گرفته شده است. سرعت محوری یکنواخت و ثابت فرض شده و از سرعت عرضی صرف نظر شده است. در نتیجه، فرایند اختلاط تنها ناشی از نفوذ جرمی است. جریان به صورت زیر صوت (تراکم ناپذیر)، غیرلزج و یکنواخت فرض شده است و ضریب نفوذ جرمی نیز ثابت است. با حضور نوسانات اندک نسبت جرمی سوخت، معادله حاکم بر میدان اختلاطی، با شرایط مرزی متفاوت با تیاگی و همکاران [۱۱]، حل شده است. در کار حاضر، فرض اختلالات اندک به منظور خطی‌سازی معادله حاکم استفاده شده است. با معین کردن متغیر جرمی بقای شواب-زلدویچ (Schwab-Zeldovich variable) در کل میدان و استفاده از مدل صفحه-شعله مکان هندسی شعله در زمان‌های متفاوت به دست آمده است. همچنین، روابط ترمودینامیکی به منظور به‌دست آوردن نرخ آزادشدن انرژی گرمایی به‌عنوان تابعی از زمان به کار گرفته شده است. روش محاسبه نرخ آزادشدن انرژی گرمایی به طور کامل

متفاوت با روش تباگی و همکاران [۱۱] است. در روش حاضر، نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی متناسب با مساحت سطح شعله در نظر گرفته شده است. در نهایت، تابع پاسخ (Response function) نوسانات نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی به ازای نوسانات نسبت جرمی سوخت به دست آمده است.



شکل ۱- طرحواره ناحیه احتراق

### معادلات حاکم

طرحواره‌ای از مدل شعله نفوذی ناپایای دوبعدی مورد نظر در شکل (۱) نشان داده شده است. در این مدل، سوخت از شیار میانی و اکسیدکننده از شیار خارجی تامین می‌شود. جریان به صورت آرام، زیر صوت (تراکم‌ناپذیر) بوده و از اثرات لزجت صرف‌نظر شده و دیواره‌ها صلب فرض شده است. میدان سرعت به صورت محوری در راستای  $x$  و یکنواخت (Spatially uniform) بوده و ضریب نفوذ جرمی ثابت در نظر گرفته شده است. همچنین، شعله به صورت سطحی متقارن و متصل به لبه شیار سوخت است. با این فرضیات معادله حاکم بر میدان اختلاطی به شکل زیر بیان می‌شود:

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + \hat{u} \frac{\partial Z}{\partial \hat{x}} = D \left( \frac{\partial^2 Z}{\partial \hat{x}^2} + \frac{\partial^2 Z}{\partial \hat{y}^2} \right) \quad (۱)$$

که در آن  $Z = \alpha_F - \alpha_A$  متغیر بقایی (Conserved scalar) شواب-زلدویچ،  $t$  زمان و  $\alpha_A = -Y_A/W_A v'_A$  و  $\alpha_F = -Y_F/W_F v'_F$  به ترتیب، نسبت جرمی نرمال شده سوخت و اکسیدکننده است. علامت " $\hat{\quad}$ " بیانگر متغیر با بعد است. با استفاده از نیم‌عرض کانال ( $L$ ) و سرعت محوری جریان ( $U$ )، به عنوان طول و سرعت مشخصه، معادله بالا به صورت زیر بی‌بعد شده است:

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + u \frac{\partial Z}{\partial x} = \frac{1}{Pe} \left( \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Z}{\partial y^2} \right) \quad (۲)$$

که در آن  $Pe = UL/D$  عدد بی‌بعد پکلت است. شرایط مرزی به کاررفته در این مسئله به صورت زیر است:

$$\begin{cases} Z = -\alpha_{A_i} & x = 0, \quad \delta < y < 1 \\ Z = -\alpha_{F_i} & x = 0, \quad \delta < y < 1 \end{cases} \quad (۳-الف)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial y} = 0 \quad y = 1 \quad (۳-ب)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial y} = 0 \quad y = 0 \quad (۳-ج)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial x} = 0 \quad x \rightarrow +\infty \quad (۳-د)$$

که در آن  $\delta$  نسبت نیم‌عرض شیار سوخت به کانال است. شرط مرزی (۳-الف) بیانگر نسبت جرمی در ورودی هاست که در آن  $\alpha_{A_i}$  و  $\alpha_{F_i}$ ، به ترتیب، نسبت جرمی اکسیدکننده و سوخت در مقطع ورودی است. رابطه (۳-ب) شرط عدم نفوذ در دیواره را ارضا می‌کند و رابطه (۳-ج) نیز از تقارن شعله نتیجه شده است. شرط (۳-د) ناشی از نبود اختلالات در بی‌نهایت است. با مشخص بودن میدان سرعت و شرایط مرزی مناسب، معادله (۲) به طور دقیق قابل حل است. میدان سرعت ثابت و نسبت جرمی به صورت ترکیبی از دو جمله پایا، "-"، و اغتشاشی، "'، به شکل زیر در نظر گرفته شده است:

$$u = \bar{u} \quad (4)$$

$$\alpha = \bar{\alpha} + \alpha' \quad (5)$$

از آنجایی که معادله (۲) خطی است، متغیر بقایی شواب-زلدویچ،  $Z(x, y, t)$ ، نیز می‌تواند به صورت مجموع دو جمله پایا  $\bar{Z}(x, y)$  و وابسته به زمان  $Z'(x, y, t)$  نوشته شود،  $Z = \bar{Z} + Z'$ . در نتیجه، با صرف نظر از جمله‌های غیرخطی مرتبه بالا، دو معادله برای حالت پایا و ناپایا حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial \bar{Z}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{Z}}{\partial x} = \frac{1}{Pe} \left( \frac{\partial^2 \bar{Z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{Z}}{\partial y^2} \right) \quad (6)$$

$$\frac{\partial Z'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial Z'}{\partial x} = \frac{1}{Pe} \left( \frac{\partial^2 Z'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Z'}{\partial y^2} \right) \quad (7)$$

با در نظر گرفتن میدان سرعت ثابت با زمان،  $\bar{u} = 1$ ، و نوسانات زمانی  $Z'$  به صورت هارمونیک با تواتر (Frequency) تحریک  $\omega$  در ورودی،  $Z' = \tilde{Z} e^{i\omega t}$ ، معادله زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial y^2} - Pe \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x} - Pe i \omega \tilde{Z} = 0 \quad (8)$$

اغتشاشات نسبت جرمی در ورودی به صورت هارمونیک با تواتر زاویه‌ای تحریک  $\omega$  و دامنه مشخص در نظر گرفته شده است:

$$\alpha_{A_i} = \bar{\alpha}_{A_i} + \tilde{\alpha}_{A_i} e^{i\omega t} \quad (9)$$

$$\alpha_{F_i} = \bar{\alpha}_{F_i} + \tilde{\alpha}_{F_i} e^{i\omega t} \quad (10)$$

با اعمال شرایط مرزی، حل معادلات (۶) و (۸) به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\bar{Z} = \delta(\bar{\alpha}_{F_i} + \bar{\alpha}_{A_i}) - \bar{\alpha}_{A_i} + 2(\bar{\alpha}_{F_i} + \bar{\alpha}_{A_i}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\delta)}{n\pi} \exp(S_{1,n}x) \cos(n\pi y) \quad (11)$$

$$Z'(x, y, t) = \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(S_{2,n}x) \cos(n\pi y) \right\} e^{i\omega t} \quad (12)$$

که در آن:

$$S_{1,n} = \frac{1}{2} \left( Pe - \sqrt{Pe^2 + 4n^2 \pi^2} \right), \quad (13)$$

$$S_{2,n} = \frac{1}{2} \left( Pe - \sqrt{Pe^2 + 4n^2 \pi^2 + 4i\omega Pe} \right), \quad (14)$$

$$A_0 = \delta(\tilde{\alpha}_{F_i} + \tilde{\alpha}_{A_i}) - \tilde{\alpha}_{A_i}, \quad (15)$$

$$A_n = 2(\tilde{\alpha}_{F_i} + \tilde{\alpha}_{A_i}) \frac{\sin(n\pi\delta)}{n\pi} \quad (16)$$

برای به دست آوردن و حل این معادله، ابتدا معادلات برک-شومان به همراه فرضیات و چگونگی رسیدن به این معادلات از روابط اصلی (پیوستگی، بقای عناصر شیمیایی و غیره) بررسی شده است. سپس، معادلات و شرایط مرزی به کاررفته در این

مطالعه آورده شده است. حل کامل این معادله به دو قسمت پایا و ناپایا تقسیم شده است. چنانچه معادله بقای عناصر شیمیایی را در حالت ناپایا و دوبعدی در مختصات دکارتی نوشته شود و از نفوذ جرمی طولی نیز صرف نظر نشود، یک معادله بر حسب متغیر شوآب-زلدویچ،  $Z$ ، به دست می آید. با استفاده از طول و سرعت مشخصه، معادله مذکور به صورت بی بعد درآمده است. معادله پایای به دست آمده به همراه شرایط مرزی پایا از روش جدایی متغیرها قابل حل است. با به دست آوردن جواب پایا می توان به بررسی حالت ناپایا پرداخت. برای وارد کردن اغتشاشات نسبت جرمی و میدان سرعت، این دو متغیر به صورت ترکیبی از دو جمله پایا و اغتشاشی در نظر گرفته شده است. از آنجایی که معادله حاکم خطی است، متغیر شوآب-زلدویچ،  $Z(x, y, t)$ ، نیز می تواند به صورت مجموع دو جمله پایا  $\bar{Z}(x, y)$  و وابسته به زمان  $Z'(x, y, t)$  نوشته شود.

با در نظر گرفتن نوسانات زمانی  $Z'$  به صورت هارمونیک با تواتر تحریکات و جداسازی متغیرها، در نهایت به یک معادله با شرایط مرزی مناسب می رسیم که از روش جدایی متغیرها قابل حل است.

از آنجایی که به منظور حل معادله (۲) از شکل مختلط استفاده شده است، تنها قسمت حقیقی  $Z$  می بایست در نظر گرفته شود. در مدل برک و شومان، با استفاده از فرض سوختن به محض اختلاط و ایجاد صفحه-شعله، می توان سطح استوکیومتری، که همان مکان هندسی نقاط  $Z = 0$  می باشد، را به عنوان سطح شعله در نظر گرفت [۱۰]. بنابراین، امکان مشخص کردن شکل شعله در هر تواتر و زمان در میدان حل میسر می شود. به دلیل دمای بسیار بالا در مجاورت سطح شعله، سینتیک شیمیایی در این ناحیه سریع است [۱۰]. با فرض سینتیک سریع (Fast kinetic)، سطح شعله را می توان محل آزادشدن انرژی دانست. با فرض عدم عبور ذرات سوخته نشده از سطح شعله [۱۱]، نرخ آزادشدن انرژی گرمایی ( $q$ ) به صورت زیر نوشته می شود:

$$dq = \rho V_D \Delta h_f dA_f \quad (17)$$

که در آن  $V_D$  سرعت نفوذ جرمی،  $\Delta h_f$  گرمای آزاد شده واکنش شیمیایی بر واحد جرم مخلوط و  $A_f$  مساحت سطح شعله است. با ثابت در نظر گرفتن سرعت نفوذ جرمی و چگالی جریان و همچنین مشخص بودن نوع سوخت ( $\Delta h_f$  مشخص)، نرخ آزادشدن انرژی گرمایی متناسب با سطح شعله است؛  $dq \propto A_f$ . با به دست آمدن مساحت لحظه ای سطح شعله در هر تواتر تحریک، نرخ آزادشدن انرژی گرمایی حاصل می شود. از آنجایی که رابطه نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی با اختلالات ورودی غیرخطی است، موده های بالاتر نیز در این مسئله خود را نشان می دهد و می بایست یک تابع پاسخ (Response function) برای هر هارمونیک تعریف شود. اختلالات ورودی به شکل  $\tilde{C}e^{i\omega t}$ ، که در آن  $\tilde{C}$  دامنه اغتشاشات و  $\omega$  تواتر زاویه ای تحریک است، در نظر گرفته می شود. چنانچه فرض شود که شعله با همان تواتر تحریک پاسخ می دهد [۱۲]، به دلیل وجود موده های هارمونیک بالاتر، نرخ آزادشدن انرژی گرمایی لحظه ای به صورت بسط سری فوریه بر حسب زمان نوشته می شود:

$$q = \bar{q} + \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{q}_n e^{i(n\omega t + \phi_n)} \quad (18)$$

در این رابطه،  $\tilde{q}_{R_n}$  و  $\phi_n$  به ترتیب اندازه و اختلاف فاز تابع تبدیل برای هارمونیک  $n$  ام است.

## بحث و نتایج

قبل از بررسی نتایج، تفسیر عدد پکلت، به عنوان نسبت مقیاس زمانی نفوذ جرمی ( $\hat{\tau}_D = L^2 / D$ ) به مقیاس زمانی حرکت جابه جایی ( $\hat{\tau}_C = L / U$ )، مطرح می شود. با تعریف تواتر مشخصه حرکت جابه جایی  $\hat{f}_C = 1 / \hat{\tau}_C$  و تواتر مشخصه نفوذ جرمی  $\hat{f}_D = 1 / \hat{\tau}_D$ ، می توان گفت که عدد پکلت نشان دهنده نسبت این دو تواتر است.

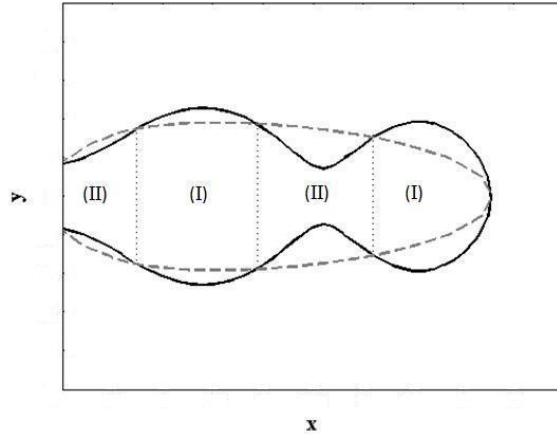
$$Pe = \frac{\hat{\tau}_D}{\hat{\tau}_C} = \frac{\hat{f}_C}{\hat{f}_D} \quad (19)$$

با بی‌بعد کردن تواترهای مشخصه با مقادیر طول مشخصه (L) و سرعت مشخصه (U)، همواره خواهیم داشت  $f_C = 1$  و  $f_D = 1/Pe$ . برای مثال در شرایط  $Pe = 10$  تواتر مشخصه بی‌بعد نفوذ جرمی  $f_D = 0.1$  و تواتر مشخصه بی‌بعد حرکت جابه‌جایی  $f_C = 1$  است. با توجه به تعاریف بالا، نوسانات تحریک شعله، بر حسب تواتر تحریک بی‌بعد، را می‌توان به سه دسته تقسیم کرد:

- ۱- نوسانات با تواتر تحریک بالا،  $f > f_C$ ، مقیاس زمانی نوسانات از مقیاس زمانی حرکت جابه‌جایی کوچک‌تر است.
  - ۲- نوسانات با تواتر تحریک متوسط،  $f_D < f < f_C$ .
  - ۳- نوسانات با تواتر تحریک پایین،  $f < f_D$ ، مقیاس زمانی نوسانات از مقیاس زمانی نفوذ جرمی بزرگ‌تر است.
- در ادامه، پس از بررسی ساختار لحظه‌ای شعله در میدان نوسانی، رفتار تابع پاسخ نسبت به تواترهای تحریک ارائه می‌شود.

### ساختار لحظه‌ای شعله

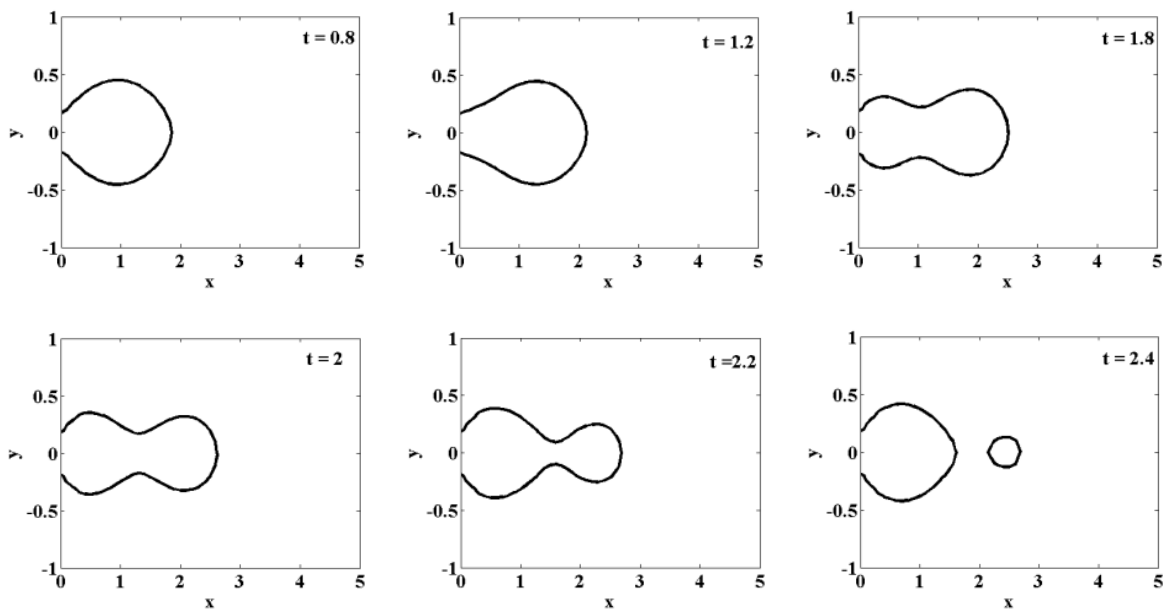
در این بخش، پاسخ شعله به نوسانات نسبت جرمی سوخت بررسی شده است. نسبت قطر شیار ورودی سوخت به قطر کانال  $\delta = 0.1$  انتخاب شده است که موجب تشکیل شعله پرهوا در حالت پایا می‌شود [۱۱]. مقدار پایای نسبت جرمی سوخت و اکسیدکننده در مقطع ورودی به ترتیب  $\bar{\alpha}_{F_1} = 3.2$  و  $\bar{\alpha}_{A_1} = 3.2/7$  قرار داده شده است. این مقادیر مشابه مقادیر استفاده شده در مقاله تیاگی و همکاران است [۱۱]. با توجه به روش‌های تجربی ایجاد شعله‌های مورد نظر و استفاده از شیپوره صوتی (Sonic nozzle) برای اندازه‌گیری جریان هوا (اکسیدکننده)، نسبت جرمی اکسیدکننده عملاً ثابت است و در اینجا نیز ثابت فرض می‌شود؛  $\tilde{\alpha}_{A_1}/\bar{\alpha}_{A_1} = 0$ . همچنین، نسبت دامنه نوسانات نسبت جرمی سوخت ( $\tilde{\alpha}_{F_1}$ ) به مقدار پایای آن ( $\bar{\alpha}_{F_1}$ ) برابر با  $0/1, 0/2, 0/3$  و  $0/5$  در نظر گرفته شده است.



شکل ۲ - نواحی پرتراکم (I) و کم‌تراکم (II) داخل شعله

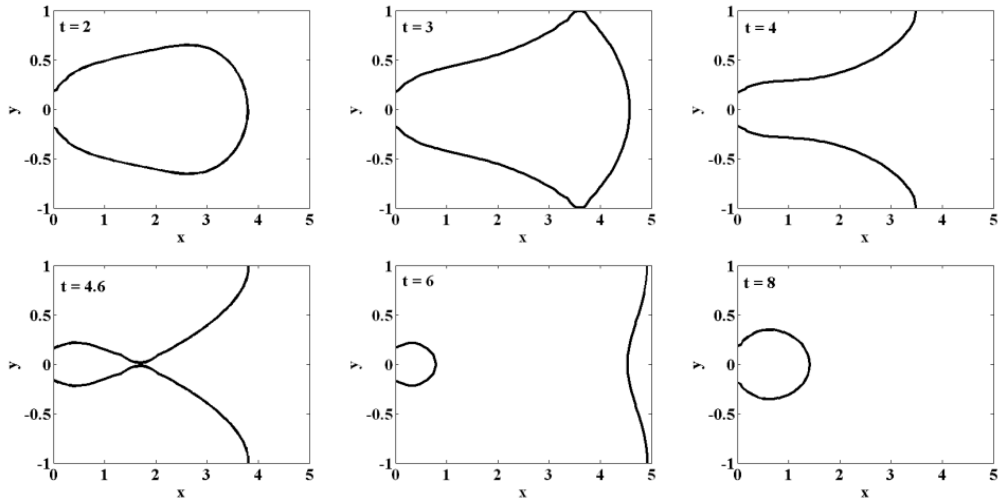
ترسیم نتایج حاصل نشان می‌دهد که همراه با نوسانات هارمونیک نسبت جرمی سوخت شکل شعله دچار چین‌خوردگی شده و جبهه‌ای از امواج، شامل دو ناحیه پرتراکم (High concentration) و کم‌تراکم (Low concentration)، در شعله ایجاد شده که با سرعت جابه‌جایی جریان در میدان پیشروی می‌کند. شکل (۲) طرحواره‌ای از امواج نواحی پرتراکم (I) و کم‌تراکم (II) شعله را نشان می‌دهد. به دلیل وجود نفوذ جرمی عرضی و با پیشروی موج، سوخت در نواحی پرتراکم با حرکت عرضی باعث افزایش دامنه چین‌خوردگی‌ها می‌شود. با پیشروی بیشتر و کاهش غلظت سوخت، جهت بردار نفوذ جرمی تغییر کرده و این ناحیه شروع به از بین رفتن می‌کند. در حالی که در نواحی کم‌تراکم، به علت نفوذ جرمی هوای اطراف، دامنه

چین خوردگی‌ها به طور پیوسته در حال کاهش است. از بین رفتن ناحیه کم‌تراکم، واقع در بین دو ناحیه پرتراکم، باعث پارگی شعله می‌شود. در این پدیده، ناحیه پرتراکم مانند یک حجم سوخت در میدان جلو می‌رود تا زمانی که تمام سوخت داخل آن بسوزد. شکل (۳) سطح استوکیومتری شعله همراه با پارگی شعله را برای  $f = 0.5$ ،  $\alpha_r = 0.5$  و  $Pe = 10$  در طول یک چرخه نمایش می‌دهد. افزایش دامنه اغتشاشات نسبت جرمی سوخت موجب افزایش دامنه چین‌خوردگی‌ها می‌شود و امکان وقوع پارگی شعله بیشتر می‌شود. شایان ذکر است که افزایش دامنه اغتشاشات تنها شرط به وجود آمدن پارگی شعله نیست. زمان لازم برای نفوذ جرمی عرضی در مقایسه با سرعت جریان نیز معیار دیگری است که رابطه معکوس با تواتر تحریک دارد. هرچه تواتر تحریک کمتر باشد اکسیدکننده فرصت کافی برای نفوذ عرضی در ناحیه کم‌تراکم دارد. بنابراین، افزایش دامنه در هر عدد پکلت ثابت برای تواترهای کوچک منجر به پیدایش پارگی شعله می‌شود. این تواترها می‌بایست کوچک‌تر از تواتر حرکت جابه‌جایی جریان باشد.

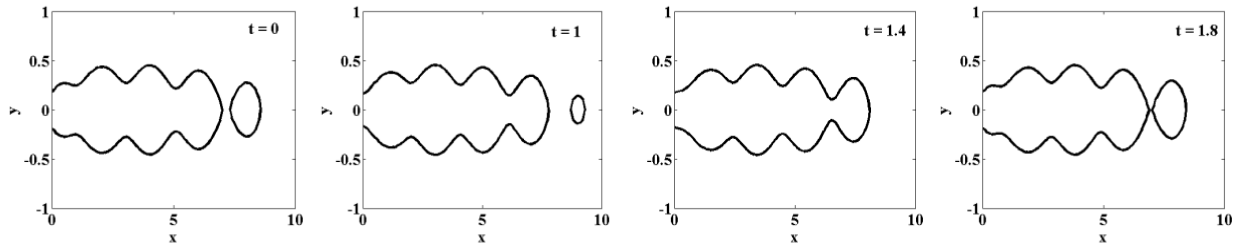


شکل ۳- شکل شعله در زمان‌های متفاوت در یک دوره در  $f = 0.5$ ،  $\alpha_r = 0.5$  و  $Pe = 10$

با کاهش تواتر به  $f = 0.1$ ، شعله در برخی بازه‌های زمانی در طول چرخه کم‌هوا می‌شود. در این حالت، سوخت زمان کافی برای نفوذ به دورن اکسیدکننده را دارد به طوری که سطح استوکیومتری شعله در ناحیه پرتراکم به دیواره‌ها برخورد می‌کند. با رشد این ناحیه پرتراکم و از بین رفتن ناحیه کم‌تراکم، شعله دچار پارگی می‌شود. قسمت کوچکی از شعله که به صورت پرها باقی مانده است دوباره رشد کرده و نهایتاً به ابتدای چرخه باز می‌گردد. این روند در شکل (۴) نشان داده شده است. با افزایش عدد پکلت و افزایش نسبت جابه‌جایی به نفوذ جرمی، ذرات مسافت بیشتری را جهت رسیدن به سطح استوکیومتری طی می‌کنند. این امر منجر به افزایش طول شعله می‌شود. برای دامنه ثابت نوسانات نسبت جرمی سوخت، با افزایش طول شعله، چین‌خوردگی‌های بیشتری بر سطح شعله نمایان می‌شود. همچنین، پدیده پارگی شعله نیز در انتهای شعله، جایی که از غلظت سوخت کاسته شده، دیده می‌شود. شکل (۵) ساختار شعله را در یک دوره برای  $Pe = 40$  نشان می‌دهد. در عددهای پکلت بالا، جابه‌جایی طولی در مقایسه با نفوذ جرمی عرضی از قدرت بیشتری برخوردار است و در نتیجه امکان کم‌هوا شدن شعله کاهش می‌یابد.

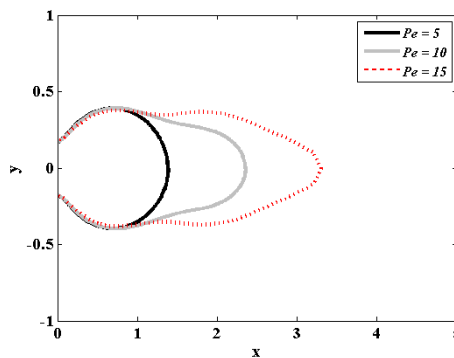


شکل ۴- شکل شعله در زمان‌های متفاوت در یک دوره در  $Pe = 10$  و  $\alpha_r = 0.5$ ,  $f = 0.1$



شکل ۵- شکل شعله در زمان‌های متفاوت در یک دوره در  $Pe = 40$  و  $\alpha_r = 0.5$ ,  $f = 0.5$

شکل (۶) سطح استوکیومتری شعله را برای سه پکلت ۵، ۱۰ و ۱۵ در  $f = 0.5$  نمایش می‌دهد. با افزایش عدد پکلت و افزایش نسبت تواتر جابه‌جایی به تواتر نفوذ جرمی، طول شعله افزایش و در نتیجه متوسط نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی نیز افزایش می‌یابد. بنابراین، تعداد بیشتری از چین‌خوردگی‌ها که با سرعت جریان منتشر می‌شوند بر سطح شعله آشکار می‌شود. در حالی که در مقایسه با افزایش طول شعله دامنه چین‌خوردگی‌ها تغییر قابل توجهی نکرده است.



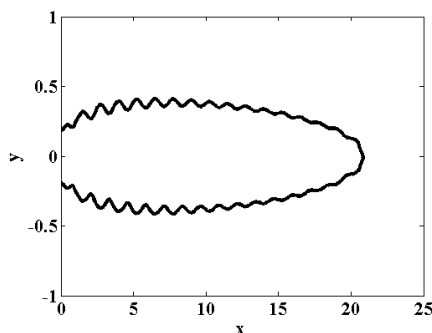
شکل ۶- سطح استوکیومتری شعله برای سه پکلت ۵، ۱۰ و ۱۵

در بسیاری از موارد کاربردی، عدد پکلت بالاست و جابه‌جایی بر نفوذ جرمی طولی غالب است. در نتیجه، معادله (۱۲) برای نوسانات نسبت جرمی سوخت، برای پکلت‌های بالا، به صورت زیر ساده می‌شود:



$$Z'(x, y, t) = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{Pe} x\right) \cos(n\pi y) \right\} e^{i\omega t} \quad (20)$$

که در آن ضرایب  $A_n$  از روابط (۱۵) و (۱۶) جای‌گذاری می‌شود. شکل حاصل بیانگر موجی طولی است که با سرعت جریان منتشر می‌شود و با پیشروی زیاد به موج هارمونیک زمانی تبدیل می‌شود. این رابطه نشان می‌دهد که با پیشروی در جهت طولی مقدار  $Z'$  و در نتیجه  $Z$  مستقل از مکان بوده و تنها با زمان نوسان می‌کند. شکل (۷) ساختار شعله را برای  $Pe = 100$  نمایش می‌دهد. دیده می‌شود که با پیشروی طولی چین‌خوردگی‌های شعله کاهش می‌یابد که نشان‌دهنده کاهش اثر  $Z'$  است.



شکل ۷- کاهش چین‌خوردگی‌ها بر ساختار شعله با پیشروی طولی در پکلت‌های بالا ( $Pe=100$ )

نتایج به‌دست آمده برای تغییرات و نوسانات سطح شعله، با وجود شرایط مرزی متفاوت اعمال شده بر معادلات، کاملاً مطابق با نتایج به‌دست آمده توسط تیاگی و همکاران است [۱۱].

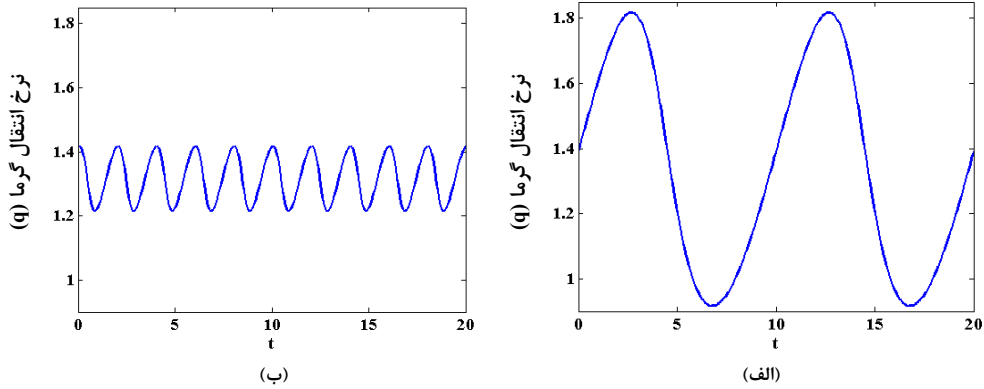
### تابع تبدیل شعله

مطالعه رفتار شعله‌های ناپایا در مسائل ناپایداری احتراق دارای کاربرد بوده و به همین دلیل آگاهی از پاسخ شعله به تحریکات ناپایا از اهمیت بسزایی برخوردار است. پاسخ شعله در قالب تابع تبدیل نوسانات آزادشدن انرژی شعله ( $\tilde{q}_n$ ) متناسب با تغییرات نسبت جرمی بررسی می‌شود. در این بخش، تابع تبدیل نرخ آزادشدن انرژی گرمایی به‌ازای نوسانات نسبت جرمی با استفاده از حل تحلیلی بررسی می‌شود. به همین منظور، پاسخ نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی به ازای مقادیر متفاوت دامنه نوسانات نسبت جرمی ورودی به مقدار پایای آن  $0.1, 0.2$  و  $0.3$  برای  $Pe = 10$  به‌دست آمده است.

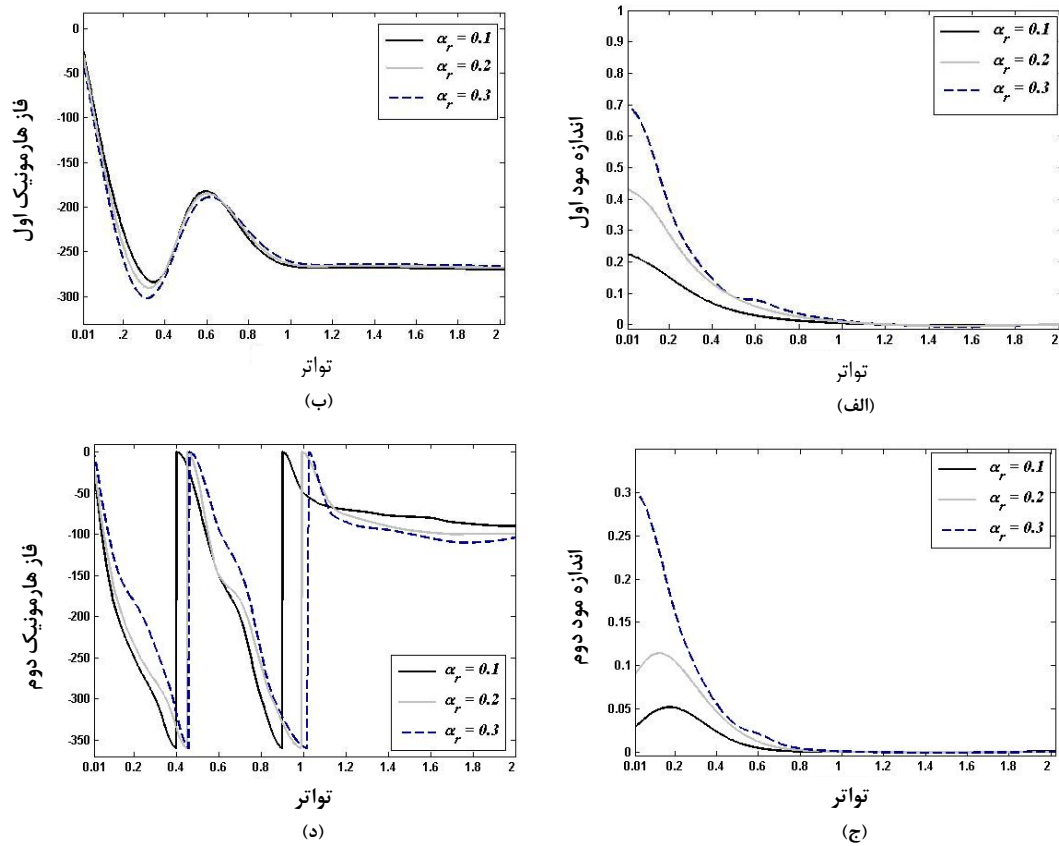
شکل (۸) نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی ( $q$ ) را بر حسب زمان در دو تواتر  $f = 0.1$  و  $f = 0.5$  برای  $\alpha_r = 0.1$  مقایسه می‌کند. در  $f = 0.5$  دامنه نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی، در مقایسه با  $f = 0.1$ ، کمتر است که نشان‌دهنده این امر است که با افزایش تواتر تحریک پاسخ شعله و در نتیجه پاسخ نرخ آزادشدن انرژی گرمایی کاهش می‌یابد. همچنین، تواتر اصلی نوسانات برابر با تواتر تحریک است.

شکل (۹-الف) و (۹-ب) به‌ترتیب اندازه و فاز مود اول تابع تبدیل را نسبت به تواتر تحریکات نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که اندازه مود اول با نزدیک شدن به تواتر جابه‌جایی ( $f_c = 1$ )، مستقل از دامنه اغتشاشات، به‌طور پیوسته کاهش می‌یابد تا جایی که برای  $f > 1$  تقریباً به صفر میل می‌کند. این روند کاهش اندازه تابع تبدیل با افزایش تواتر با نتایج به‌دست‌آمده به وسیله تیاگی و همکاران برای شعله‌های نفوذی [۱۱] و همچنین فلیفل برای شعله‌های پیش‌مخلوط [۱۲] مطابقت دارد. زمانی که  $f < f_D$ ، به دلیل غالب بودن نفوذ جرمی بر جابه‌جایی، شعله پاسخ آشکاری به اغتشاشات نسبت جرمی سوخت می‌دهد. با افزایش دامنه اغتشاشات ( $\alpha_r$ )، اندازه مود اول در تواترهای پایین بیشتر می‌شود. شکل (۹-ب) نشان می‌دهد که فاز هارمونیک اول همواره منفی است که بیانگر تاخیر زمانی نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی نسبت به نوسانات نسبت جرمی سوخت

است. برای تواترهای کوچکتر از تواتر نفوذ جرمی،  $f < f_D$ ، مستقل از دامنه نوسانات اغتشاشات، اختلاف فاز با شیب زیادی افزایش می‌یابد. همچنین، در تواترهای نزدیک به صفر، اختلاف فاز بسیار ناچیز است که بیانگر رفتار شبه پایای شعله و پاسخ سریع آن است. از طرف دیگر، مشاهده می‌شود که برای  $f > 1$ ، ناحیه جابه‌جایی غالب، نیز اختلاف فاز برای دامنه‌های مختلف به عددی ثابت، حدود ۲۷۰ درجه، میل می‌کند. برای  $0.1 < f < 1$ ، ناحیه جابه‌جایی-نفوذی، تغییرات ناگهانی در تواترهای میانی به صورت یک قله دیده می‌شود.



شکل ۸ - نوسانات نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی بر حسب زمان در حالت  $\alpha_r = 0.1$  (الف)  $f = 0.1$  (ب)  $f = 0.5$

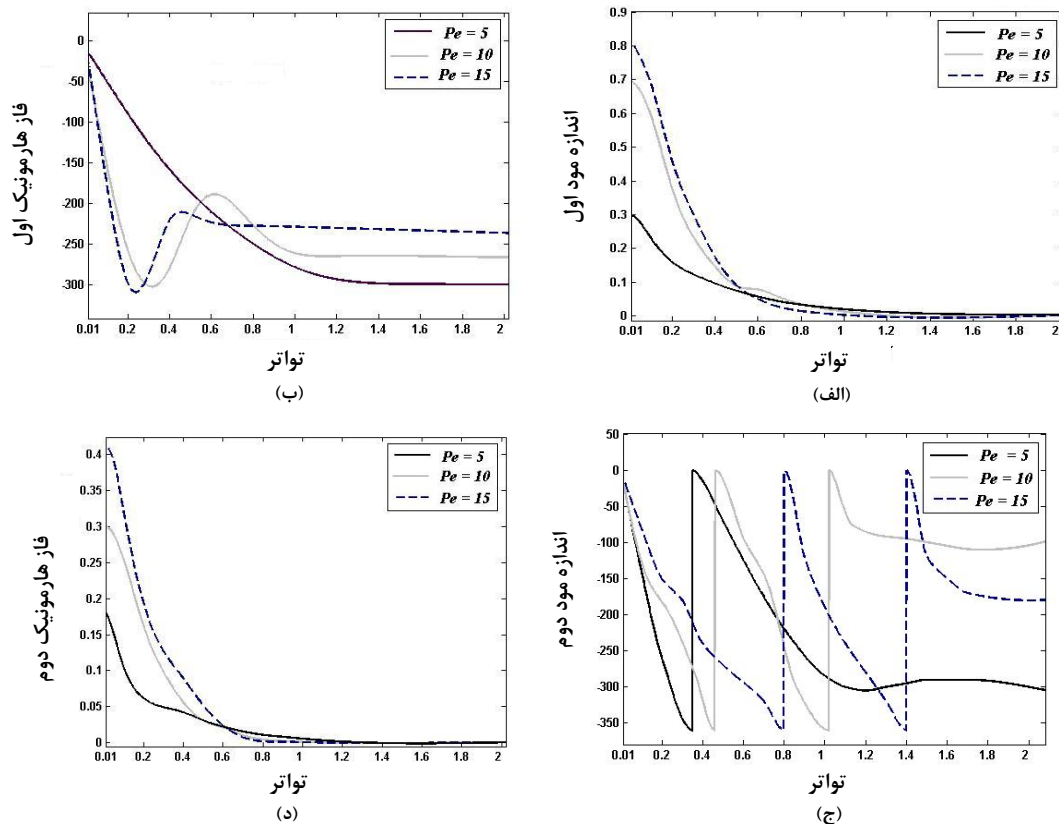


شکل ۹ - تابع تبدیل نرخ آزاد شدن انرژی گرمایی نسبت به نوسانات نسبت جرمی سوخت در ورودی به عنوان تابعی از تواتر نوسانات به ازای دامنه‌های تحریک مختلف برای  $Pe = 10$

شکل (۹-ج) اندازه مود دوم را نمایش می‌دهد که حدود یک مرتبه کوچک‌تر از اندازه مود اول است. مشابه با مود اول، با افزایش تواتر تحریک اندازه تابع تبدیل به سمت صفر میل می‌کند. علاوه بر این، با افزایش دامنه اغتشاشات اندازه پاسخ نیز افزایش یافته است. مشاهده می‌شود حدود  $f = 0.1$ ، برابر با مقیاس زمانی نفوذ جرمی، اندازه پاسخ افزایش موضعی داشته و قله‌ای به وجود آمده است. علت این امر را می‌توان به کوپلینگ میان نفوذ جرمی و تواتر تحریک نسبت داد که منجر به تغییر ناگهانی طول شعله می‌شود. با افزایش دامنه تحریک، قله‌ها به سمت تواترهای پایین‌تر کشیده می‌شوند.

در شکل (۹-د)، فاز هارمونیک دوم نیز، مشابه با فاز اول، در تواترهای نزدیک به صفر مقدار ناچیزی دارد که ناشی از رفتار شبه پایا شعله است. در تواترهای بالاتر از یک نیز فاز به عددی ثابت، حدود ۹۰ درجه، میل کرده است. برای تواترهای میانی، ناحیه جابه‌جایی-نفوذی، نوسانات نسبت جرمی و نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی دوبار هم‌فاز شده‌اند. با افزایش دامنه نوسانات، تواتری که در آن اختلاف فاز صفر شده به مقدار جزئی افزایش می‌یابد.

شکل (۱۰) پاسخ نرخ آزادشدن انرژی گرمایی را بر حسب تواتر و برای پکلت‌های مختلف نشان می‌دهد. دامنه نوسانات نسبت جرمی سوخت به مقدار پایای آن ثابت،  $\alpha_r = 0.3$ ، است. در شکل (۱۰-الف)، با افزایش عدد پکلت طول شعله و در نتیجه تعداد چین‌خوردگی‌ها بیشتر می‌شود. بنابراین، تغییرات سطح شعله بیشتر می‌شود که علت افزایش اندازه مود اول با افزایش پکلت است. شکل (۱۰-ب) فاز اول هارمونیک را به‌ازای پکلت‌های مختلف نمایش می‌دهد. مشابه با قبل، مشاهده می‌شود در تواترهای نزدیک به صفر فاز به صفر میل می‌کند. در ناحیه نفوذ جرمی، با افزایش پکلت و در نتیجه کاهش نسبت نفوذ جرمی به جابه‌جایی، زمان رسیدن سوخت به سطح استوکیومتری افزایش یافته که منجر به افزایش اختلاف فاز می‌شود. همچنین، در تواترهای بالا به‌ازای پکلت‌های مختلف فاز به مقادیر متفاوتی میل می‌کند.



شکل ۱۰ - اثر عدد پکلت بر تابع تبدیل نرخ آزادشدن انرژی گرمایی نسبت به نوسانات نسبت جرمی سوخت در ورودی به‌عنوان تابعی از تواتر نوسانات به‌ازای  $\alpha_r = 0.5$

اندازه و فاز دوم هارمونیک در شکل (۱۰-ج) و (۱۰-د) آورده شده است. مشاهده می‌شود، مشابه مود اول، با افزایش پکلت مقدار شیب در تواترهای پایین افزایش می‌یابد. به‌طور مشابه، در فاز دوم رفتار شبه‌پایای شعله در تواترهای پایین مشاهده می‌شود. با افزایش پکلت، تعداد دفعاتی که اختلاف فاز صفر شده در تواترهای میانی افزایش یافته است. همچنین، در تواترهای بالا نیز مقداری که فاز به آن میل می‌کند با پکلت تغییر می‌کند.

در کار حاضر آزادشدن انرژی گرمایی با دیدگاهی محلی و در نظر گرفتن سطح شعله به‌عنوان محل آزادشدن انرژی گرمایی مدل شده است. در کار مشابه تیاگی [۱۱]، انرژی گرمایی با دیدگاهی حجمی مدل شده است. نتایج به‌دست‌آمده در قالب تابع پاسخ، در بیشتر موارد، از انطباق قابل قبولی برخوردار است. از آنجایی که نتایج به‌دست‌آمده برای ساختار شعله که در قسمت قبلی بررسی شد کاملاً مشابه با نتایج تیاگی [۱۱] است، تفاوت در نتایج تابع پاسخ به دلیل اختلاف در روش مدلسازی انرژی گرمایی است. در کار حاضر، مشاهده شد که افزایش دامنه نوسانات نسبت جرمی سوخت منجر به افزایش اندازه مود اول تابع پاسخ می‌شود. در حالی که نتایج به‌دست‌آمده توسط تیاگی [۱۱] رفتار معکوسی را نشان می‌دهد. همچنین، در کار حاضر، مشاهده شد که با افزایش عدد پکلت اندازه مود اول تابع پاسخ افزایش می‌یابد. این در حالی است که نتایج تیاگی [۱۱] نشان می‌دهد افزایش عدد پکلت منجر به کاهش اندازه مود اول تابع پاسخ می‌شود.

## نتیجه و جمع‌بندی

در این مقاله، شعله نفوذی آرام ناپایای دوبعدی در هندسه برک-شومان با نوسانات نسبت جرمی سوخت به‌صورت تحلیلی مدلسازی شده است. به این منظور، معادله جابه‌جایی-نفوذی با فرضیاتی ساده‌کننده حل شده است. با فرض اینکه سطح استوکیومتری محل شعله است، سطح شعله نیز به‌دست آمده است. با در نظر گرفتن نرخ آزادشدن انرژی گرمایی متناسب با مساحت سطح شعله، تابع تبدیل نرخ آزادشدن انرژی گرمایی به‌ازای نوسانات نسبت جرمی سوخت حاصل شده است. نوسانات نسبت جرمی سوخت به پیدایش دو ناحیه کم‌تراکم و پرتراکم می‌انجامد که با سرعت جریان در میدان پیشروی می‌کند. تاثیر وجود این دو ناحیه به‌صورت چین‌خوردگی بر سطح شعله دیده می‌شود. پارگی شعله به از بین رفتن نواحی کم‌تراکم و باقی‌ماندن نواحی پرتراکم مجاور اطلاق می‌شود. این پدیده، برای هر عدد پکلت، به دامنه و تواتر تحریک بستگی دارد، به‌طوری‌که، در تواترهای کمتر از تواتر مشخصه جریان، با افزایش دامنه اغتشاشات می‌توان پارگی شعله را مشاهده کرد. همچنین، افزایش دامنه و یا کاهش تواتر می‌تواند منجر به برخورد ناحیه پرتراکم به دیواره‌ها و تشکیل شعله کم‌هوا شود.

با تقسیم حوزه تواتر به سه ناحیه، الگوی مشخصی برای پاسخ شعله و نرخ آزادشدن انرژی گرمایی مشاهده می‌شود. در ناحیه جابه‌جایی، برای هر دو مود اول و دوم، اندازه تابع تبدیل به صفر میل کرده و همچنین اختلاف فاز نیز به مقداری ثابت میل می‌کند. در ناحیه نفوذی، شعله رفتاری شبه‌پایا نشان می‌دهد و پاسخ نوسانات نرخ آزادشدن انرژی گرمایی با افزایش دامنه اختلالات افزایش می‌یابد. در ناحیه جابه‌جایی-نفوذی نیز اختلاف فاز رفتار نوسانی از خود نمایش می‌دهد. مشاهده شد که با افزایش عدد پکلت اندازه تابع تبدیل افزایش می‌یابد. نتایج به‌دست‌آمده در مقایسه با پژوهش‌های گذشته از انطباق قابل قبولی برخوردار است [۱۱]. به منظور گسترش کار حاضر، می‌توان شکل مقطع سرعت را غیریکنواخت و نوسانات نسبت جرمی اکسیدکننده را نیز در نظر گرفت. بدین ترتیب امکان شناخت بیشتر احتراق شعله‌های نفوذی میسر می‌شود.

## منابع

1. S. P. Burke and T. E. W. Schumann, "Diffusion Flames," *Industrial & Engineering Chemistry*, 10, p. 998, 1928.
2. J. A. Fay, "The Distributions of Concentration and Temperature in a Laminar Jet Diffusion Flame," *Journal of Aeronautical Sciences*, 21, pp. 681-689, 1954.

3. F. G. Roper, "The Prediction of Laminar Jet Diffusion Flame Sizes: Part I. Theoretical Model," *Combustion and Flame*, 29, pp. 219-226, 1977.
4. F. G. Roper, C. Smith and A. C. Cunningham, "The Prediction of Laminar Jet Diffusion Flame Sizes: Part II. Experimental Verification," *Combustion and Flame*, 29, pp. 227-234, 1977.
5. F. G. Roper, "Laminar Diffusion Flame Sizes for Curved Slot Burners Giving Fan-shaped Flames," *Combustion and Flame*, 31, pp. 251-259, 1978.
6. K. C. Smyth, J. H. Miller, R. C. Dorfman, W. G. Mallard and R. J. Santoro, "Soot Inception in a Methane/Air Diffusion Flame as Characterized by Detailed Species Profiles," *Combustion and Flame*, 62, pp. 157-181, 1985.
7. S. Khosid and J. B. Greenberg, "The Burke-Schumann Spray Diffusion Flame in a Nonuniform Flow Field," *Combustion and Flame*, 118, pp. 13-24, 1999.
8. J. Baker, K. Srireddy and R. Varagani, "Buoyancy-Controlled Laminar Diffusion Slot Flame Heights," *Microgravity Sci. Technol.*, Vol. XIV/4, pp. 27-35, 2003.
9. Y. Wang, Y. Lei, X. Zhang, W. Hu, J. Konig, O. Hinrichs, Chr. Eigenbrod and H. Rath., "Buoyancy Influence on Wrinkled," *Microgravity sci. technol.*, Vol. XIII/1, pp. 8-12, 2001.
10. M. Tyagi, S. R. Chakravarthy and R. I. Sujith, "Unsteady Combustion Response of a Ducted Non-premixed Flame and Acoustic Coupling," *Combustion Theory Modeling*, 11, No. 2, pp. 205-226, 2005.
11. M. Tyagi, N. Jamadar and S. R. Chakravarthy, "Oscillatory Response of an Idealized Two-Dimensional Diffusion Flame: Analytical and Numerical Study," *Combustion and Flame*, 149, pp. 271-285, 2007.
12. N. Peters, *Turbulent Combustion*, Cambridge University, 2000.
13. K. K. Kuo, *Principles of Combustion*, John Wiley & Sons, New York, 1986.
14. M. Fleifel, A. M. Annaswamy, Z. A. Ghoniem and A. F. Ghoniem, "Response of a Laminar Premixed Flame to Flow Oscillations: A Kinematic Model and Thermoacoustic Instability Results," *Combustion and Flame*, 106, pp. 487-510, 1996.

## English Abstract

# Study of Mass Fraction Oscillation Effects on the Laminar Diffusion Flame Structure

F. Fathieh, A. Khosousi, M. Farshchi and A. Ghafourian  
Aerospace Engineering Department, Sharif University of Technology, Tehran, Iran  
(Received: 2009/12/16, Received in revised form: 2010/11/24, Accepted: 2010/12/11)

In this work, the unsteady response of a laminar diffusion flame to harmonic mass fraction oscillations is investigated. Flame-sheet assumption is utilized to model the laminar unsteady two-dimensional co-flow diffusion flame. The flow is assumed to be subsonic, inviscid, and uniform. The convection-diffusion equation for conserved scalar with appropriate boundary conditions is solved. Considering the stoichiometric mass fraction surface to be the flame surface, it is possible to obtain the flame zone. Assuming that unburnt species cannot pass across the flame surface and that the diffusion coefficient is constant, heat release rate can be related to the flame area. To best of our knowledge, this is the first time this approach has been applied to a diffusion flame to calculate heat release rate. Flame response function is acquired as oscillations of heat release rate to fluctuations of fuel mass fraction. At each Peclet number, frequency domain is divided into three regions, namely diffusion-dominated region, convection-diffusion region, and convection-dominated region. Our results indicate that the magnitude of response function decreases as excitation frequency increases, while phase difference approaches a constant value. Also, as Peclet number increases, the amplitude of oscillations in heat release rate increases in diffusion-dominated and convection-diffusion regions, but it does not change significantly in convection-dominated region.

**Keywords:** Diffusion flame, Mass fraction, Flame structure, Heat release rate, Excitation frequency