



FCCI2012-6019



بررسی مدل SCOPE3 در مدلسازی شتاب‌گیری شعله در انفجار ابر گازی

مهدی تیماجی^۱، کیومرث مظاهری^{۲*}

دانشکده فنی و مهندسی، بخش مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس

(* نویسنده مخاطب: kiumars@modares.ac.ir)

چکیده

در انفجار ابر گازی، بدلیل همراه شدن پدیده‌ی انتشار شعله و میدان جریان توربولانس که بر اثر وجود موانعی در مسیر انتشار شعله ایجاد می‌شود، چین و چروک‌هایی با ابعاد مختلف در جبهه‌ی شعله ایجاد می‌گردد. بدلیل برهم‌کنش شعله-گردابه، نرخ گسترش شعله و افزایش فشار تشدید می‌شود. چالش اساسی در مدلسازی این پدیده، طریقه‌ی محاسبه‌ی سرعت سوزش توربولانسی می‌باشد. در این مقاله از ترکیب دو روش معادله‌ی انتقال چروکیدگی سطحی شعله و SCOPE3^۳، که برای محاسبه‌ی چگالی سطحی شعله در انفجار ابر گازی در مقیاس بزرگ ارائه گردیده است، استفاده شده است. نتایج عددی حاصل از ترکیب معادله‌ی انتقال چروکیدگی سطحی شعله و SCOPE3، مقدار بیشینه فشاری و زمان رسیدن به آن را در شبیه‌سازی انفجار ابر گازی در مقیاس بزرگ بسیار خوب پیش‌بینی می‌کند.

واژه‌های کلیدی: انفجار ابر گازی - فلیملت - چگالی سطحی شعله - مدل SCOPE3 - مقیاس بزرگ

۱- مقدمه

انفجار ابر گازی در مقیاس بزرگ پدیده‌ای قابل ملاحظه در صنایع مرتبط با مواد قابل اشتعال، از جمله صنعت نفت، می‌باشد. در اینگونه صنایع، پیش‌بینی حوادث و رخدادهای ناشی از انفجار ابر گازی در اطمینان از ایمنی تجهیزات نصب شده، بسیار حائز اهمیت می‌باشد. بدلیل بالا بودن هزینه‌های آزمایش انفجار ابر گازی در مقیاس بزرگ، متأسفانه داده‌های کافی برای پیش‌بینی رخدادهای ناشی از این پدیده در دسترس نمی‌باشد. بنابراین کاربرد دینامیک سیالات محاسباتی (CFD) در شبیه‌سازی عددی انفجار ابر گازی برای ارزیابی خطرات ناشی از آن و طراحی ایمن‌تر تجهیزات، روز به روز در حال افزایش می‌باشد.

مطالعات بسیاری در زمینه‌ی شتاب‌گیری شعله و انتقال از دفلاگریشن به دتونیشن صورت پذیرفته است. اما همچنان نقش توربولانس در ماکزیمم نرخ سوزش و شتاب‌گیری شعله در هندسه‌های مختلف در حال مطالعه و بررسی می‌باشد. به هر حال، همانگونه که پیشتر بیان شد، به دلیل هزینه‌ی بالای آزمایش انفجار ابر گازی در مقیاس بزرگ، بیشتر کارهای صورت گرفته در مقیاس کوچک می‌باشد. از مهمترین مطالعات آزمایشگاهی صورت گرفته در زمینه‌ی انفجار ابر گازی نیمه محدود در مقیاس بزرگ می‌توان به مراجع [۱-۳] اشاره نمود.

شبیه‌سازی انفجار ابر گازی نیز با مشکلات بسیاری همراه می‌باشد. به عنوان مثال، شبکه‌بندی هندسه‌های پیچیده مانند یک سکوی نفتی دریایی، یکی از مشکلات موجود در مدلسازی انفجار ابر گازی در مسائل کاربردی می‌باشد. در صورتی که

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس

۲- دانشیار بخش مهندسی مکانیک، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه تربیت مدرس

۳- Shell Code for Overpressure Prediction in gas Explosion

مدلسازی کامل یک سکوی نفتی دریایی مد نظر باشد، تعداد سلول‌های شبکه محاسباتی به دلیل مقیاس بزرگ مسئله و کوچک بودن سایز برخی از موانع، بسیار زیاد خواهد بود. شبکه‌ی محاسباتی بزرگ مدلسازی عددی این مسائل را با مشکلات زیادی همراه می‌سازد. بنابراین با توجه به توان محاسباتی محدود، استفاده از فرض‌های ساده کننده‌ی هندسه در مدلسازی هندسه‌های پیچیده امری ضروری می‌باشد. روش توزیع مقاومت متخلخل [۴] که تقریباً در تمام نرم‌افزارهای تجاری مدلسازی انفجار ابر گازی استفاده شده است، از روش متوسط‌گیری زمانی (RANS) و مدل $k-\varepsilon$ بهره می‌برند. اگر چه با استفاده از روش توزیع مقاومت متخلخل، مشکل پیچیدگی هندسه تا حدودی مرتفع می‌شود، با این حال مشکلات دیگری از جمله مدل مناسب جهت محاسبه نرخ سوزش توربولانسی و نیز شرایط اولیه‌ی گوناگون رخداد انفجار ابر گازی [۵] بر پیچیدگی این پدیده می‌افزاید.

همانطور که بیان شد یکی از مشکلات مدلسازی انفجار ابر گازی در مقیاس بزرگ، محاسبه نرخ سوزش توربولانسی شعله می‌باشد. در کار حاضر نرخ سوزش توربولانسی، با استفاده از ترکیب معادله‌ی انتقال چگالی سطحی شعله [۶-۷] و مدل SCOPE3 [۸] محاسبه می‌گردد. مدل SCOPE برای اولین بار در سال ۱۹۹۱ توسط Cates و Samuels ارائه گردید [۹]. مدل ارائه شده توسط آنها با ۶۷ آزمایش انفجار گاز در محفظه‌های نیمه‌باز به ابعاد 3.5 m^3 که توسط Det norske Veritas انجام شده بود، کالیبره گردید [۹]. مدل ارائه شده توسط Cates و Samuels در سال ۱۹۹۳ با بهبود مدل‌های داخلی آن و با نام SCOPE2 (Shell Code for Overpressure Prediction in gas Explosion) اصلاح گردید. پس از آن، با افزایش اطلاعات در مورد مکانیزم انفجار و اصلاح مدل احتراقی، مدل SCOPE3 (که در مقاله حاضر از آن استفاده شده است)، در سال ۱۹۹۷ ارائه گردید [۱۰]. این مدل با استفاده از داده‌های آزمایشگاهی انفجار در یک کانال با مجموعه‌ای از موانع اصلاح شده است [۸]. یکی از مهمترین نقاط قوت این مدل، توانایی مدلسازی انفجار در محفظه‌های نیمه باز و انفجار بیرونی حاصل از آن می‌باشد. روش SCOPE3، چگالی سطحی شعله را با فرض آشفته بودن شعله محاسبه می‌کند. بنابراین ترکیب معادله‌ی انتقال چگالی سطحی شعله و مدل SCOPE3 در مدلسازی انفجار گاز درون اتاقک نیمه‌باز - کار حاضر - مناسب می‌باشد.

۲- روش RANS و متوسط‌گیری زمانی از معادلات حاکم

معادلات حاکم بر جریان واکنش‌پذیر با استفاده از متوسط‌گیری فاور به صورت زیر می‌باشد [۹]:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} (v + v_T) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{h})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h})}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \left(\frac{v}{Pr} + \frac{v_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{c})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{c})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \frac{v_T}{Sc_c} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j} \right] + \bar{\omega} \quad (4)$$

در معادله‌ی بالا v_T ، لزجت دینامیکی توربولانسی و k انرژی جنبشی توربولانسی می‌باشد:

$$k = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \tilde{u}_k'' \tilde{u}_k'' \quad (5)$$

با توجه به پایین بودن عدد رینولدز محلی در نزدیکی دیواره‌ی جامد، مقدار ماکزیمم انرژی جنبشی توربولانسی و انرژی اتلافی در نزدیکی دیواره‌ی جامد رخ می‌دهد. مدل $k-\varepsilon$ استاندارد بدلیل در نظر نگرفتن پایین بودن رینولدز در نزدیکی دیواره، توانایی پیش‌بینی بیشینه موجود در انرژی جنبشی توربولانسی در نزدیکی سطح جامد را ندارد. بنابراین برای در نظر گرفتن تأثیر دیواره، استفاده از مدل‌های رینولدز پایین مانند مدل اصلاح شده‌ی لاندرو و شارما ضروری می‌باشد. در مدل لاندرو و شارما از چندین تابع میرایی برای اصلاح انرژی جنبشی توربولانسی و انرژی اتلافی در نزدیکی سطوح جامد استفاده می‌شود [۱۰]. در این مدل معادله‌ی انتقال انرژی جنبشی توربولانسی بدون تغییر باقی مانده، اما معادله‌ی انتقال انرژی اتلافی اصلاح می‌گردد. این مقادیر طبق مدل اصلاح شده‌ی بوزینسک برای محاسبه‌ی لزجت دینامیکی توربولانسی، به صورت زیر بکار می‌روند:

$$\mu_t = f_\mu C_\mu \bar{\rho} \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}} \quad (۶)$$

که در آن C_μ برابر ۰/۰۹ در نظر گرفته می‌شود. تابع میرایی f_μ نیز به صورت زیر محاسبه می‌گردد [۱۰]:

$$f_\mu = \exp\left[\frac{-3.4}{(1+0.02\text{Re}_T)^2}\right] \quad (۷)$$

$$\text{Re}_T = \frac{\bar{\rho} \tilde{k}^2}{\mu \tilde{\varepsilon}} \quad (۸)$$

معادلات توزیع انرژی جنبشی توربولانسی \tilde{k} و نرخ اضمحلال آن $\tilde{\varepsilon}$ نیز به صورت زیر بدست خواهند آمد [۱۰]:

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{k})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{k})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] + P_k - \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} \quad (۹)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{\varepsilon})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{\varepsilon})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + f_1 C_{\varepsilon 1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} P_k - f_2 C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} \quad (۱۰)$$

در معادله‌ی بالا ترم چشمه P_k ، به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$P_k = -\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (۱۱)$$

که در آن تنش رینولدزی $\tilde{u}_i \tilde{u}_j$ ، پیرو فرض لزجت توربولانسی بوزینسک بیان می‌شود. در مدل ارائه شده توسط لاندرو و شارما توابع میرایی به صورت زیر بیان می‌گردند [۱۰]:

$$f_1 = 1 \quad (۱۲)$$

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-\text{Re}_T^2) \quad (۱۳)$$

۱-۲- مدل‌سازی نرخ سوزش توربولانسی

در احتراق پیش مخلوط آشفته، آشفته‌گی‌ها باعث چین خوردن جبهه شعله شده و در نتیجه مساحت سطح شعله افزایش می‌یابد. در حقیقت چین خوردگی جبهه شعله در اثر نوسانات توربولانس، به صورت جمله‌های چگالی سطح شعله، بیان می‌شوند. چگالی سطح شعله‌ی زیاد در یک مکان معین، بیانگر نرخ واکنش آشفته بالا می‌باشد. مدل‌های احتراق پیش مخلوط مبتنی بر چگالی سطح شعله (FSD)، تأثیرات ساز و کارهای شیمیایی و اختلاط آشفته بر نرخ واکنش متوسط را از یکدیگر جدا می‌کنند. سازوکارهای شیمیایی پیچیده به صورت جمله‌هایی از سرعت متوسط انتشار شعله آرام $\langle S_c \rangle_s$ بیان شده، در حالی که اندرکنش‌های شعله/توربولانس به وسیله چگالی سطح شعله مدل می‌شوند. این موضوع مزیت اصلی این روش می‌باشد [۱۱].

چگالی سطحی شعله، را می‌توان به صورت تابعی از فاکتور چروکیدگی سطح شعله^۱، که نشان دهنده‌ی نسبت سطح شعله به تصویر سطح شعله در راستای انتشار آن می‌باشد، بیان نمود [۶-۷]:

$$\bar{\omega} = \rho_u S_L \Xi |\nabla \bar{c}| \quad (14)$$

در معادله‌ی بالا، مساله اصلی، ارائه یک مدل برای فاکتور چروکیدگی سطح شعله Ξ می‌باشد. برای مدل کردن Ξ روش‌هایی براساس مقدار ثابت، معادله‌ی جبری و معادله‌ی انتقال ارائه شده است. شکل‌های گوناگونی از معادلات تعادل برای چگالی سطح شعله در مقالات مختلف ارائه شده‌اند. در کار حاضر از معادله‌ی زیر برای مدل کردن چروکیدگی سطح شعله (Ξ) استفاده می‌شود [۶-۷]:

$$\frac{\partial \Xi}{\partial t} + u_s \cdot \nabla \Xi = G \Xi - R (\Xi - 1) + (\sigma_s - \sigma_t) \Xi \quad (15)$$

σ_t و σ_s ، به ترتیب نشان دهنده‌ی نرخ کرنش وابسته به سرعت منطقه‌ای سطح شعله (u_s) و سرعت مؤثر سطح شعله (u_t) می‌باشند. دو ترم $G \Xi$ و $R(\Xi - 1)$ در معادله‌ی بالا بیانگر نرخ تولید و اضمحلال آشفته‌گی در مقیاس زیر شبکه می‌باشند. ضرایب G و R به صورت زیر محاسبه می‌گردند [۶-۷]:

$$G = R \frac{\Xi_{eq} - 1}{\Xi_{eq}} \quad (16)$$

$$R = \frac{0.28}{\tau_\eta} \frac{\Xi_{eq}^*}{\Xi_{eq}^* - 1} \quad (17)$$

در معادلات بالا مقدار Ξ_{eq}^* از روش SCOPE محاسبه می‌گردد. در این مدل چگالی سطحی شعله از دو مقدار چگالی سطحی شعله در رینولدزهای بالا ($\Xi_{eq}^*|_H$) و پایین ($\Xi_{eq}^*|_L$) محاسبه می‌گردد. مدلی که رابطه‌ی بین این دو را برقرار نماید و بر داده‌های آزمایشگاهی نیز منطبق باشد، بصورت زیر ارائه شده است [۸]:

$$\Xi_{eq}^* = \left\{ \left(\Xi_{eq}^*|_L \right)^{-4} + \left(\Xi_{eq}^*|_H \right)^{-4} \right\}^{-1/4} \quad (18)$$

چگالی سطحی شعله در شدت‌های پایین توربولانسی ($\Xi_{eq}^*|_L$) از رابطه‌ی گالدر (۱۹۹۰) محاسبه می‌گردد [۸]:

$$\Xi_{eq}^* = 1 + 0.62 \sqrt{\frac{u'}{S_u}} R_\eta \quad (19)$$

که در آن $R_\eta = \frac{u'}{\sqrt{\varepsilon} \tau_\eta}$ ، عدد رینولدز در مقیاس کولموگروف بوده و τ_η ، مقیاس زمانی کولموگروف می‌باشد [۸]:

$$\tau_\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho \tilde{\varepsilon}}} \quad (20)$$

چگالی سطحی شعله در شدت‌های بالای توربولانسی ($\Xi_{eq}^*|_H$) در مدل SCOPE، توسط رابطه‌ی زیر محاسبه می‌گردد [۸]:

$$\Xi_{eq}^* = 1.60 (K \cdot Ma)^{-1/3} \quad (21)$$

در رابطه‌ی بالا اثر کشیدگی توربولانسی^۲ بر نرخ سوزش توسط عدد مارکشتاین^۱ (Ma)، نشان داده شده است. عدد کارلوویتز^۳ (K) طبق رابطه‌ی ارائه شده توسط عبدل قائد و همکاران [۱۲] به صورت زیر محاسبه می‌گردد:

۱- flame wrinkling factor

۲- Turbulent stretch

$$K = 0.157 \left(\frac{u'}{S_L} \right) \text{Re}_l^{-0.5}$$

(۲۲)

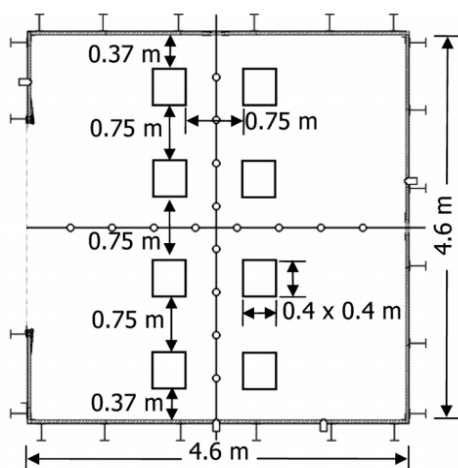
در معادله بالا Re_l عدد رینولدز در مقیاس انتگرالی می‌باشد.

۳- شبیه‌سازی عددی

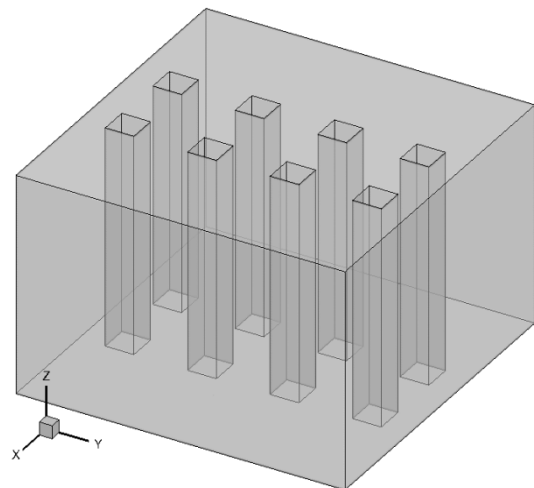
مطالعات تجربی بسیاری در زمینه انفجار ابر گازی در هندسه‌های ساده صورت پذیرفته است. در این مقاله اتاقک ارائه شده در شکل ۱ مورد بررسی قرار گرفته شده است. نتایج مطالعات تجربی هندسه‌ی شکل ۱، در مرجع [۱] ارائه شده است. ابعاد هندسه‌ی شکل ۱، $4/6 \times 4/6 \times 3 \text{ m}^3$ با خروجی مربعی شکل به مساحت $5/4 \text{ m}^2$ می‌باشد. موانع به موازات دیواره‌های عمودی و با سطح مقطع مربعی شکل به ابعاد $40 \times 40 \text{ cm}$ می‌باشند که مطابق شکل ۱ (ب) قرار گرفته شده‌اند. مخلوط اولیه بوسیله تزریق پروپان خالص از یک ورودی که در کف اتاقک تعبیه شده است، تهیه می‌گردد. نسبت هم‌ارزی مخلوط حاصل با استفاده از یک فن، در تمام اتاقک یکنواخت و همگن می‌گردد. نسبت هم‌ارزی بوسیله‌ی طیف نگار جرمی سیرس^۳ اندازه‌گیری می‌شود. تزریق پروپان تا هنگامی ادامه می‌یابد که نسبت هم‌ارزی مخلوط حاصل برابر با واحد گردد.

فرآیند آغازش با استفاده از یک جرقه‌زن میله‌ای کربنی که در وسط اتاقک قرار داده شده است، اعمال می‌گردد. شبیه‌سازی جرقه در حل عددی حاضر مدنظر نبوده و فرآیند آغازش مطابق مراجع [۱۷-۱۵] با استفاده از تعریف ناحیه‌ای با فرض $b=0/5$ و دمای شعله‌ی آدیاباتیک صورت پذیرفته است.

گسسته‌سازی هندسه‌ی نشان داده شده در شکل ۱ با استفاده از شبکه‌بندی سازمان یافته صورت گرفته است. تعداد سلول‌های محاسباتی بکار رفته در شبکه‌بندی این مسئله 1236620 می‌باشد. مطابق جدول ۱، دو شبکه‌بندی ریزتر و درشت‌تر نیز، جهت نمایش عدم وابستگی حل ارائه شده به شبکه‌بندی مورد استفاده قرار گرفته است. همان‌طور که در جدول ۱ مشاهده می‌شود، با ریزتر و درشت‌تر کردن شبکه‌ی محاسباتی، بیشینه‌ی فشاری بدست آمده در محدوده‌ی بیشینه‌ی فشاری آزمایشگاهی می‌باشد.



(ب)



(الف)

شکل ۱ - نمای سه بعدی (الف) و تصویر دو بعدی [۱] (ب) از هندسه‌ی مورد مطالعه و مکان قرارگیری موانع در آن

۱- Markstein number

۲- Karlovitz number

۳- Cirrus mass spectrometer

جدول ۱- نتایج بیشینه فشاری انفجار مخلوط استوکیومتریک پروپان/هوا

فشار بیشینه $p_{max}^{(bar)}$ نتایج آزمایش [۱۰]	مکان جرقه	اندازه خروجی (m^2)	فشار بیشینه $p_{max}^{(bar)}$ نتایج عددی		
			تعداد سلول شبکه محاسباتی	فشار	
۰/۰۲۵	وسط	۵/۴۳	۶۰۳۱۶۸	۰/۰۲۱	۱
۰/۰۲۷			۱۲۳۶۶۲۰	۰/۰۲۴	۲
۰/۰۳۱			۲۰۰۶۶۴۰	۰/۰۳۳	۳

شبیه‌سازی عددی بوسیله‌ی یک حلگر اصلاح شده در نرم‌افزار OpenFOAM [۱۸] صورت پذیرفته است. در این حلگر، دستگاه معادلات بقای تراکم‌پذیر متوسط گیری شده با استفاده از الگوریتم PIMPLE [۱۸]، حل شده است. شبکه‌بندی مورد استفاده در این شبیه‌سازی از نوع شبکه‌بندی با سازمان می‌باشد. گسسته‌سازی زمانی با استفاده از طرح ضمنی مرتبه اول اولر (Euler) صورت پذیرفته است. مشتقات مکانی نیز با استفاده از طرح مرتبه دوم تفاضل مرکزی گسسته‌سازی شده‌اند. شار عبوری از سطح سلول نیز با استفاده از طرح میانبایی TVD (Total Variation Diminishing) [۱۸] محاسبه شده‌اند.

۴- بررسی نتایج

یکی از مسائل مهم در شبیه‌سازی انفجار در محیط‌های نیمه‌محدود در نظر گرفتن ناحیه‌ی آرام در مراحل ابتدایی انتشار شعله می‌باشد. با توجه به نتایج ارائه شده در مرجع [۱۶]، با نادیده گرفتن ناحیه‌ی آرام، مقدار بیشینه فشاری و زمان رسیدن به بیشینه فشاری با خطای بسیاری همراه خواهد بود. مدل ارائه شده در این گزارش، با استفاده از حل معادله‌ی انتقال برای چگالی سطح شعله، خطای ناشی از مدل SCOPE3 را که برای شعله‌ی توربولانس کالیبره شده است، تصحیح می‌کند. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌گردد، زمان و بیشینه فشاری محاسبه شده توسط این روش با داده‌های تجربی همخوانی بسیار خوبی دارد. البته همان‌طور که مشاهده می‌شود، فشار محاسبه شده در گام‌های نخستین زمانی بیشتر از فشار اندازه‌گیری شده می‌باشد.

با شروع واکنش، جریان گاز سوخته نشده به بیرون از محفظه جریان می‌یابد. با جریان این گاز پیش‌مخلوط به بیرون، ابر گازی رقیق‌تری در بیرون از محفظه تشکیل می‌گردد. هنگامی که شعله به بیرون از محفظه راه می‌یابد، انفجاری در بیرون از محفظه نیز رخ می‌دهد. امواج فشاری حاصل از این انفجار باعث بالا رفتن فشار در داخل محفظه می‌گردد. بنابراین، می‌توان بیشینه سوم مشاهده شده در نتایج آزمایشگاهی را بر اثر انفجار بیرونی دانست. در شبیه‌سازی ارائه شده، (شکل ۱-الف)، فقط فضای داخل محفظه مدل شده است. بنابراین اثر انفجار بیرونی در آن مشاهده نشده است.

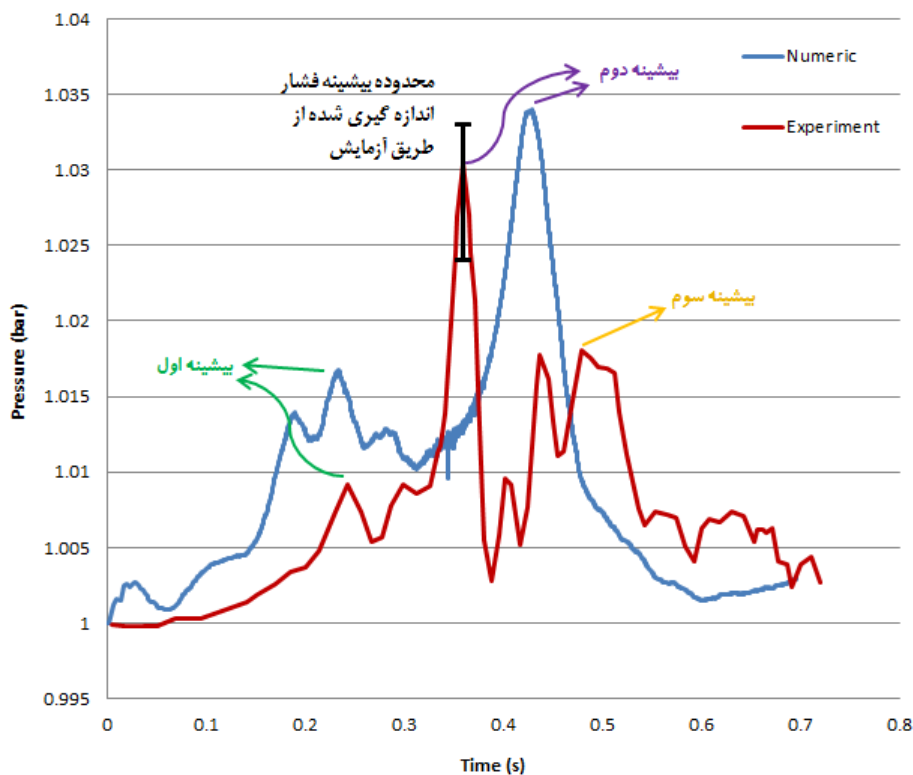
مقدار بیشینه‌ی فشاری اول بر اثر نوسانات هلمهولتز^۲ و ناپایداری تیلور^۳ می‌باشد [۱]. بنابراین بیشتر بودن فشار محاسبه شده در لحظات اولیه و مقدار بیشینه فشاری اول، احتمالاً بر اثر فرض اولیه‌ی آغازش خواهد بود. همان‌طور که پیشتر بیان شد، در مدلسازی ارائه شده، فرآیند آغازش با فرض ناحیه‌ای با مقدار $b=0/5$ و دمای شعله‌ی آدیاباتیک مدل شده است. مطابق این فرض، در گذر از ناحیه‌ی سوخته به نسوخته، پرسی در مقادیر دما و متغیر پیشرفت واکنش وجود خواهد داشت. بنابراین احتمالاً فرض آغازش در نظر گرفته شده در این مدلسازی، با تشدید شرایط ناپایداری باعث بیشتر شدن مقدار بیشینه‌ی فشاری اول خواهد شد.

۱- merged PISO-SIMPLE algorithms

۲- Helmholtz oscillation

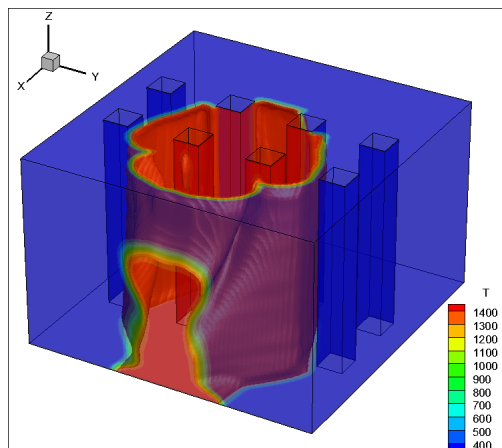
۳- Rayleigh-Taylor instability

علاوه بر مطالب بیان شده، مقادیر اندازه‌گیری شده از طریق آزمایش نیز با خطا همراه خواهد بود [۱]. همان‌طور که در ۰ مشاهده می‌شود، مقادیر بیشینه‌ی فشار اندازه‌گیری شده از طریق آزمایش بین 0.025 bar تا 0.031 bar تغییر کرده است. خطای موجود در بیشینه فشاری اندازه‌گیری شده در داده‌های آزمایشگاهی می‌تواند بر اثر خطای موجود در شرایط اولیه^۱ آزمایش باشد. بنابراین بایستی محدوده‌ای در اطراف مقادیر آزمایشگاهی به عنوان محدوده‌ی مقادیر دقیق در نظر گرفت. با در نظر گرفتن این محدوده مشاهده می‌شود که مقادیر بیشینه‌ی فشاری دوم در محدوده‌ی بیشینه فشار اندازه‌گیری شده از طریق آزمایش می‌باشد.

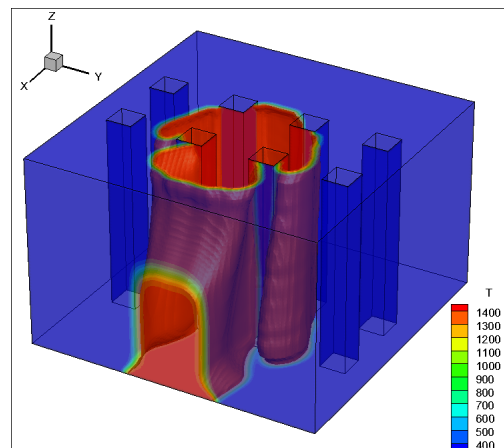


شکل ۲ - مقایسه‌ی نمودار نتایج عددی و آزمایشگاهی بیشینه فشار حاصل از انفجار مخلوط استوکیومتریک پروپان/هوا نگاشت سطح شعله^۲ به ازای $b=0.5$ در شکل ۳ در چند زمان مختلف ارائه شده است. با مقایسه‌ی شکل ۲ و شکل ۳ مشاهده می‌گردد که بیشینه‌های فشاری موجود بر اثر به هم رسیدن سطح شعله در هنگام عبور از موانع رخ می‌دهند. بیشینه فشاری بر اثر بوجود آمدن ساختار گردابه‌ای شکل در پایین دست جریان عبوری از موانع می‌باشد. گردابه‌های بوجود آمده باعث به هم ریختن سطح شعله، بیشتر شدن نرخ سوزش و به تبع آن بالا رفتن فشار می‌شوند.

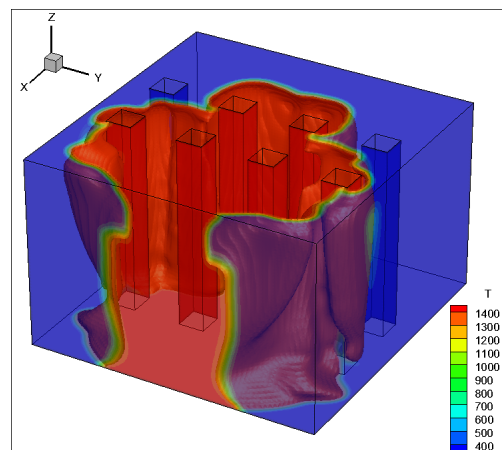
۱- شرایط اولیه‌ی حاکم بر مسئله، مانند فرآیند آغازش، در آزمایش‌های مکرر دقیقاً یکسان نمی‌باشد [۱]. همچنین بیشینه فشاری اندازه‌گیری شده به دقت تجهیزات اندازه‌گیری وابسته می‌باشد. این شرایط بر مقدار بیشینه فشاری اندازه‌گیری شده اثر گذاشته و بنابراین با انجام مجدد آزمایش بیشینه فشاری جدیدی اندازه‌گیری می‌شود.



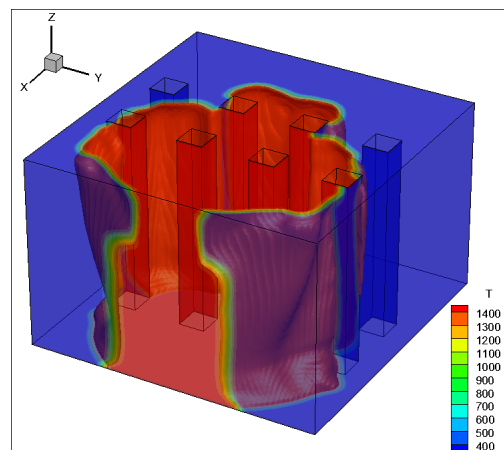
Time = ۰/۳s (ب)



Time = ۰/۲۵s (الف)



Time = ۰/۵s (د)



Time = ۰/۴۵s (ج)

شکل ۳ - نگاهت سطح شعله به ازای $b=0.5$

۵- نتیجه گیری

در این مقاله انفجار ابر گازی مخلوط استوکیومتریک پروپان/هوا در محفظه‌ای با هشت مانع مورد بررسی قرار گرفت. انتشار شعله با استفاده از مدل فلیمت با معادله‌ی انتقال برای چگالی سطحی شعله و روش SCOPE3 مدل گردید. همان‌طور که در ۰ مشاهده شد، مدل احتراقی مورد مطالعه مقدار و زمان رسیدن به بیشینه فشاری را با دقت بسیار خوبی پیش‌بینی می‌نماید. مدل SCOPE3 در مدل‌سازی انفجار ابر گازی در مقیاس بزرگ با رژیم آشفته کاربرد دارد. با ترکیب این مدل با معادله‌ی انتقال چگالی سطحی شعله، از محاسبه‌ی بیش از حد سرعت سوزش و به تبع آن بیشینه فشاری بیشتر از حد واقعی^۱ جلوگیری به عمل می‌آید.

استفاده از فرض انتشار شعله‌ی آرام در لحظات اولیه و انتقال به شعله‌ی توربولانس با توجه به عدد رینولدز، اگر چه باعث بهبود محاسبه‌ی بیشینه‌ی فشاری می‌گردد؛ با این حال زمان انتشار شعله همچنان کمتر پیش‌بینی می‌گردد [۱۹]. اما استفاده از معادله‌ی انتقال چگالی سطحی شعله و ترکیب آن با روش SCOPE3، علاوه بر بهبود در محاسبه‌ی بیشینه‌ی فشاری، زمان انتشار شعله نیز، بسیار خوب پیش‌بینی گردید. با این حال به دلیل حل معادله‌ی انتقال سطحی شعله، زمان انجام محاسبات افزایش می‌یابد. بنابراین مطالعه‌ی بیشتر در این زمینه در راستای کاهش زمان انجام محاسبات ضروری می‌باشد.

۱- اثر در نظر گرفتن ناحیه‌ی آرام انتشار شعله بر پیک فشاری در مرجع [۱۶] بررسی شده است.



FCCI2012-6019

چهارمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران

کاشان - دانشگاه کاشان - بهمن ماه ۱۳۹۰



مراجع

- 1- Bauwensa, C. R., Chaffèea, J., Dorofeeva, S., "Effect of Ignition Location, Vent Size, and Obstacles on Vented Explosion Overpressures in Propane-Air Mixtures", Combustion Science and Technology, Vol. 182, pp. 1915-1932, 2010.
- 2- Bradley, D., Cresswell, T. M., and Puttock, J. S., "Flame Acceleration Due to Flame-Induced Instabilities in Large-Scale Explosions", Combustion and Flame, Vol. 124, pp. 551-559, 2001.
- 3- Moen, I. O., Lee, J. H. S., Hjertager, B. H., Fuhre, K., and Eckhoff, R. K., "Pressure Development Due to Turbulent Flame Propagation in Large-Scale Methane-Air Explosions", Combustion and Flame, Vol. 47, pp. 31 - 52, 1982.
- 4- Savio S.V., Vianna, R., Cant, S., "Modified porosity approach and laminar flamelet modelling for advanced simulation of accidental explosions", Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 23, pp. 3-14, 2010.
- 5- Cant, R.S., Dawes, W.N., and Savill A.M., "Advanced CFD and modeling of accidental explosions", Annual Review Fluid Mechanics, Vol. 36, pp. 97-119, 2004.
- 6- Tabor, G., and Weller, H. G., "Large Eddy Simulation of premixed turbulent combustion using Ξ flame surface wrinkling model", Flow, Turbulence and Combustion, Vol. 72, pp. 1 - 28, 2004.
- 7- Weller, H. G., Tabor, G., Gosman, A. D., and Fureby, C., "Application of a flame-wrinkling LES combustion model to a turbulent mixing layer", Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, pp. 899-907, 1998.
- 8- Puttock, J. S., Yardley, M. R., and Cresswell, T. M., "Prediction of vapour cloud explosions using the SCOPE model", Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 13, pp. 419-431, 2000.
- 9- Cates, A. T., Samuels, B., "A simple assessment methodology for vented explosions", Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 4, pp. 287-293, 1991.
- 10- Lea, C. J., "A Review of the State-of-the-Art in Gas Explosion Modelling", Health and Safety Laboratory, Report No. HSL/2002/02, 2002.
- 11- Veynante, D., and Vervisch, L., "Turbulent Combustion Modeling", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 28, pp. 193-266, 2002.
- ۱۲- حیدری نژاد، ق.، مقدمه‌ای بر توربولانس، چاپ اول، مؤلف، تهران، ۱۳۸۷.
- 13- Poinso, T., and Veynante, D., Theoretical and Numerical Combustion., 2nd Edition, R.T. Edwards, Inc., 2005.
- 14- Abdel-Ghayed, R. G., Al-Khishali, K. J., and Bradley, D., "Turbulent burning velocity and flame straining in explosion." Proceeding of the Royal Society of London, pp. 393-414, 1984.
- 15- Kirkpatrick, M. P., Armfield, S. W., Masri, A. R., and Ibrahim, S. S., "Large Eddy Simulation of a Propagating Turbulent Premixed Flame," Flow, Turbulence and Combustion, Vol. 70, pp. 1-19, 2003.
- 16- Masri, A. R., Ibrahim, S. S., and Cadwallader, B. J., "Measurements and large eddy simulation of propagating premixed flames." Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 30, pp. 687-702, 2006.
- 17- Ibrahim, S. S., Gubba, S. R., Masri, A. R., and Malalasekera, W., "Calculations of explosion deflagrating flames using a dynamic flame surface density model." Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 22, pp. 258-264, 2009.
- 18- OpenCFD, "OpenFOAM – The Open Source CFD Toolbox – User's Guide", OpenCFD Ltd., United Kingdom, 1st Edition, 2010.
- 19- Birkby, P., Cant, R. S., Savill, A. M., "The application of a laminar flamelet model to confined explosion hazards." Flow, Turbulence and Combustion, Vol. 63, pp. 361-377, 1999.