

توسعه یک روش حجم اجزای محدود برای تحلیل شعله آرام و آشفته نفوذی متان هوا

مجید غفوری زاده^۱، مسعود دربندی^۲

تهران - خیابان آزادی - دانشگاه صنعتی شریف - دانشکده مهندسی هوافضا
majid.ghafourizadeh@gmail.com

چکیده

در تحقیق حاضر یک روش حجم اجزای محدود برای حل جریانهای واکنشی با ماهیت تقارن محوری در مدل محافظه احتراق توربین گاز توسعه داده شده است. با به کار گیری روش مزبور امکان حل جریان در هندسه های پیچیده با رعایت اصل بقا در معادلات جریان میسر می باشد. از نو آوریهای کار حاضر اعمال الگوی تاثیر فشار فیزیکی در مختصات تقارن محوری برای تخمین شار جریان بر روی سطوح سلول می باشد. با استفاده از این تدبیر و بدلیل در نظر گرفتن فیزیک حاکم بر جریان، مشکل از بین رفتن کوپل (couple) لازم میان پارامترهای فشار و سرعت در معادلات پیوستگی و اندازه حرکت مرتفع می شود. روش حل دو مرحله ای بوده به گونه ای که در مرحله اول معادلات هیدرودینامیک (hydrodynamic) جریان به صورت ضمنی کامل حل شده و در مرحله دوم مابقی معادلات به صورت نیمه ضمنی حل می شوند. از مدلهای دو معادله ای برای حل آشفتهگی جریان و از مدل احتراقی تک مرحله ای برای حل سینتیک (kinetic) احتراق استفاده شده است. نتایج بدست آمده از انطباق بالایی با نتایج تجربی و عددی موجود برخوردار است.

واژه های کلیدی: شعله نفوذی آرام و آشفته - جریان تقارن محوری - روش بالادست بکمک تاثیر فیزیکی - حجم اجزای محدود.

1- مقدمه

از آنجا که احتراق اغلب در داخل محافظه احتراق با هندسه پیچیده اتفاق می افتد نیاز به روش های عددی خاصی در حل جریانهای واکنشی آشفته می باشد. روش اختلاف محدود به راحتی قادر به تحلیل جریان در هندسه های پیچیده نیست و این در حالی است که روش اجزای محدود از توانایی بالایی در مدل کردن اینگونه مسائل برخوردار است. لذا یکی از بهترین روشهای حل این مسائل استفاده از روش ترکیبی حجم اجزای محدود هم به لحاظ مدلسازی هندسه های پیچیده و هم به لحاظ رعایت قوانین بقای حاکم بر جریان سیال می باشد [1]. از طرف دیگر استفاده از الگوی تاثیر فشار فیزیکی که بر گرفته از معادلات نویر استوکس می باشد در تخمین شار جریان بر روی سطوح سلول کمک موثری در بهبود نتایج می کند. این الگو برای اولین بار توسط اشنایدر و راو معرفی شد. هرچند این روش در ابتدا با کمبود و کاستی هایی در برخی مسائل روبرو شد، اما این مشکل با وارد کردن دسته دومی از مولفه های سرعت در سطوح سلول مرتفع شد به طوری که برای افزایش توانایی این روش در حالت دوبعدی، این الگو نه تنها در استخراج سرعتهای اصلی در سطوح سلول بلکه در استخراج دسته دوم سرعتها در سطوح سلول نیز استفاده گردید. با بازگشت به مشکل اولیه در رابطه با معادله پیوستگی، ایده اولیه دربندی و بستاندوست [2] که فرمولاسیون جدیدی را در جهت حذف نیاز به معادله فشار پواسون و واگذاری نقش مستقیم فشار به معادله پیوستگی ابداع

1- دانشجوی کارشناسی ارشد مهندسی هوا فضا

2- دانشیار دانشکده مهندسی هوافضا

نمودند به کار گرفته شد. در کار حاضر این روش در گسسته سازی معادلات آشفته‌گی و سینتیک احتراق یک مرحله ای به کار گرفته شده است به گونه ای که در مرحله اول حل ابتدا معادله پیوستگی و معادلات اندازه حرکت در راستای شعاعی و محوری در یک ماتریس به حل هیدرودینامیک سیال پرداخته و در مرحله دوم حل معادلات نسبت مخلوط، انرژی، انرژی جنبشی آشفته‌گی و نرخ اضمحلال آن در ماتریس دیگری می پردازد و این فرآیند تا حصول به نتیجه نهایی تکرار می گردد.

2- تجزیه دامنه حل

دامنه حل به المانه‌های (element) چهارگوش تجزیه می شود. گره های میدان رئوس المانه‌های موجود را تشکیل می دهند. با این اقدام هر گره متعلق به چهار المان اطراف آن می باشد. با اتصال نقاط میانی اضلاع هر المان با نقطه نظیر آن بر روی ضلع روبرو هر المان حل به چهار زیر حجم شکسته می شود. با این اقدام هر گره میدان حل توسط چهار زیر حجم اطراف آن (از المانه‌های مختلف) محاط می شود. با در نظر گرفتن چهار زیر حجم اطراف یک گره به عنوان یک سلول محاسباتی (شامل گره محاسباتی در مرکز) می توان به اعمال معادلات بقا بر روی سطوح سلول المان (و انتگرالگیری بر روی سلول) مد نظر پرداخت.

3- فرمول‌ها و روابط ریاضی

معادلات حاکم بر جریان شامل دو بخش معادلات هیدرودینامیک جریان (شامل معادله بقای جرم و معادلات اندازه حرکت) و معادلات بقای گونه‌ها، انرژی و انرژی آشفته‌گی است که در آنها از اثرات انرژی تشعشعی صرف نظر شده است. در حالت غیر تراکم پذیر معادلات هیدرودینامیک سیال به فرم زیر است:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V} u) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \nabla \cdot (\mu_e \nabla u) - \mu_e \frac{u}{r^2} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V} v) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \nabla \cdot (\mu_e \nabla v) \quad (3)$$

که در معادلات اخیر ρ چگالی مخلوط، \vec{V} بردار سرعت، u و v مولفه های سرعت، x و r مختصات استوانه ای، p فشار و $\mu_e = \mu + \mu_t$ مقدار لزجت موثر (μ لزجت سیال ، μ_t لزجت آشفته‌گی) می باشد. بدست آوردن مقدار لزجت آشفته‌گی منوط به حل معادلات حاکم بر آشفته‌گی می باشد. در این تحقیق از مدل دو معادله ای $k - \varepsilon$ (انرژی جنبشی آشفته‌گی و نرخ اضمحلال آن) استفاده شده است. معادلات انتقال کمیات آشفته‌گی مزبور در ادامه آمده است:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V} k) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_e}{\sigma_k} \nabla k \right) + (G_k - \rho \varepsilon) \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V} \varepsilon) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_e}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (c_1 G_k - c_2 \rho \varepsilon) \quad (5)$$

که در معادلات فوق جملات شامل G_k جملات تولید انرژی جنبشی آشفته‌گی و جملات شامل $\rho \varepsilon$ جملات اضمحلال انرژی جنبشی آشفته‌گی می باشد. G_k از رابطه زیر بدست می آید:

$$G_k = \mu_e \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right]^2 \right\} \quad (6)$$

با حل معادلات اخیر می توان پارامترهای انرژی جنبشی آشفته‌گی و نرخ اضمحلال آن را در کل میدان محاسبه و از رابطه زیر به محاسبه لزجت محلی آشفته‌گی پرداخت:

$$\mu_i = c_d \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

مقادیر ثابت‌های موجود در معادلات فوق به صورت $\sigma_k = 0.9$ و $\sigma_\varepsilon = 1.22$ و $c_1 = 1.44$ و $c_2 = 1.92$ و $c_d = 0.09$ می‌باشند [3].

از آنجا که در نزدیکی دیواره‌ها اثرات لزجت غالب است در مدلسازی آشفستگی در این نواحی از توابع دیواره استفاده شده است. بنا به ذات معادلات ε و k نیاز به دانستن مقادیر اینگونه پارامترها در اعمال شرایط مرزی (مثلاً شرط مرزی دریچله) می‌باشد. از آنجا که در نزدیکی دیواره بسته به میزان فاصله از آن، سیال دارای دو زیرلایه شامل زیرلایه‌های آرام و آشفته (بدلیل میزان اثر متفاوت لزجت سیال) می‌باشد اطمینان از قرارگیری اولین گره محاسباتی نزدیک دیواره در زیر لایه آشفته الزامی است. با فرض موازی بودن بردار سرعت در اینگونه نقاط با دیواره و فرض برابری نرخ تولید و اضمحلال انرژی جنبشی آشفستگی در آنها (فرض تعادل محلی) با استفاده از قانون لگاریتمی مقادیر ε و k به شرح زیر بدست می‌آید:

$$k_p = \frac{\bar{u}^2}{\sqrt{c_d}} \quad (8)$$

$$\varepsilon_p = \frac{\bar{u}^3}{k y_p} \quad (9)$$

که در آن ثابت $k = 0.41$ و \bar{u} سرعت اصطکاکی می‌باشد. مقادیر ε و k بدست آمده در این نقاط به عنوان شرط مرزی دریچله برای مابقی نقاط میدان لحاظ می‌شود. برای اطمینان از قرار گرفتن اولین گره محاسباتی نزدیک جداره (P) در فاصله مناسبی از آن از طول بی بعد شده $y_p^+ = \frac{\rho \bar{u} y_p}{\mu}$ استفاده می‌شود که y_p میزان فاصله واقعی از دیواره می‌باشد. با

تعریف سرعت بی بعد شده u_p^+ به فرم زیر:

$$\begin{cases} y_p^+ < 11.63 & u_p^+ = \frac{1}{k} \ln y_p + 5.5 \\ y_p^+ > 11.63 & u_p^+ = y_p \end{cases} \quad (10)$$

سرعت اصطکاکی در این نقطه برابر است با:

$$\bar{u}_p = \frac{u_p}{u_p^+} \quad (11)$$

در حل شیمیایی میدان احتراقی در دست بررسی از مدل شیمیایی شیمی سریع استفاده شده است. به عبارت دیگر معادله واکنش متان هوا بصورت یک مرحله ای رفت در نظر گرفته شده است. با این حساب سوخت و اکسید کننده پس از به هم رسیدن بدون انجام هیچگونه واکنش میانی رفت و برگشتی محترق شده و در جبهه احتراق تشکیل شده تولید محصولات احتراقی می‌نمایند. از آنجا که به ازای یک کیلوگرم بر ثانیه دبی جرمی مخلوط سوخت و هوا، دبی جرمی سوخت و اکسید کننده در مخلوط حاضر به میزان f و $1-f$ کیلوگرم بر ثانیه در نظر گرفته می‌شود می‌توان برای هر خاصیت گستره ای از مخلوط حاضر مانند Z نوشت:

$$f = \frac{Z_M - Z_A}{Z_F - Z_A} \quad (12)$$

$$f = \frac{[Y_F - (F/O)_{st} Y_{O,A}]_M + (F/O)_{st} Y_{O,A}}{1 + (F/O)_{st} Y_{O,A}} \quad (13)$$

که در رابطه اخیر F بیانگر سوخت و A بیانگر اکسیدکننده و f نسبت مخلوط می‌باشد. بنا بر مدل شیمی سریع در نواحی با نسبت مخلوط کمتر از میزان استوکیومتری (stoichiometry) سوخت حضور ندارد و در نواحی با نسبت مخلوط بیشتر

از میزان استوکیومتری اکسیدکننده حضور ندارد [4]. با این تفسیر معادله انتقال برای نسبت مخلوط به شرح زیر بدست می آید:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}_f) + \nabla \cdot \left(\frac{\mu_e}{\sigma_f} \nabla f \right) = 0 \quad (14)$$

با در نظر گرفتن عدد بی بعد لوئیس برابر یک معادله بقای انرژی متشابه معادله انتقال نسبت مخلوط خلاصه می شود:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}h) = -\nabla \cdot \left(\frac{\mu_e}{\sigma_h} \nabla h \right) \quad (15)$$

که در آن انتالپی h به شرح زیر است:

$$h = Y_F h_F + \sum_{i=0}^n \int_{T_{ref}}^T Y_i C_{p_i}(T) dT + \frac{1}{2} V^2 \quad (16)$$

در رابطه اخیر h_F گرمای واکنش، Y_i نسبت جرمی گونه i ، T دما و C_{p_i} گرمای ویژه گونه i در فشار ثابت می باشد. چگالی از رابطه گاز کامل بدست می آید:

$$P = \rho RT \sum_{i=1}^n \frac{Y_i}{W_i} \quad (17)$$

در رابطه اخیر R ثابت گاز و W_i جرم مولکولی گونه i می باشد. با انتگرالگیری از معادلات حاکم بر روی حجم سلول مد نظر و اعمال قضیه دیورژانس گوس به گسسته سازی معادلات با استفاده از اختلاف محدود و میانبایی اجزای محدود می توان به معادلات زیر رسید:

$$\sum_{i=1}^{ns} [\rho (u dA_x + v dA_y)]_i + \int_{\forall} \rho \frac{u}{r} d\forall = 0 \quad (18)$$

$$\sum_{i=1}^{ns} [\rho (\hat{u} u dA_x + \hat{v} u dA_y)]_i = -\sum_{i=1}^{ns} (P dA_x)_i + \sum_{i=1}^{ns} \left[\mu_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} dA_x + \frac{\partial u}{\partial y} dA_y \right) \right]_i + \int_{\forall} \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} \right] d\forall = 0 \quad (19)$$

$$\sum_{i=1}^{ns} [\rho (\hat{u} v dA_x + \hat{v} v dA_y)]_i = -\sum_{i=1}^{ns} (P dA_y)_i + \sum_{i=1}^{ns} \left[\mu_e \left(\frac{\partial v}{\partial x} dA_x + \frac{\partial v}{\partial y} dA_y \right) \right]_i + \int_{\forall} \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right] d\forall = 0 \quad (20)$$

در معادلات اخیر بردار سطح $d\mathbf{A}^p = dA_x^p \mathbf{i} - dA_y^p \mathbf{j}$ عمود بر سطوح سلول در نظر گرفته می شود. در معادلات اخیر برای خطی سازی جملات غیر خطی همرفت (convection) می توان مقادیر مولفه های سرعت را از تکرار قبل جایگزین نمود. برای محاسبه مقادیر بر روی سطوح سلول با استفاده از توابع میانبایی المان N به برقراری ارتباط با مجهولات مربوطه بر روی گره های المان اقدام می شود:

$$p_i = \sum_{j=1}^4 N_{ij} P_j \quad (21)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi}_i = \sum_{j=1}^4 \frac{\partial N_{ij}}{\partial \xi} \Phi_j \quad (22)$$

که در معادلات مذکور i نقطه میانی سطح سلول مورد نظر، j شمارنده گره های المان مورد نظر، Φ_j بیانگر مولفه های مختصاتی x و r و Φ بیانگر مولفه های سرعت بر روی گره ها می باشد. حروف کوچک مقادیر بر روی سطوح سلول و حروف بزرگ مقادیر بر روی گره ها را نمایان می سازد. با این اقدام در مرتبط ساختن مقادیر جملات همرفت بر روی سطوح سلول با مقادیر گره های المان بدلیل عدم رعایت فیزیک اینگونه جملات مشکلاتی به وجود می آید. در صدد رفع آن از الگوی تاثیر فشار فیزیکی که بر گرفته از معادلات نویر استوکس و الگوی متاثر از بالادست جریان است استفاده می شود [5]. این الگو علاوه بر مقادیر پارامترها در بالادست جریان، تاثیر فشار (دارای ذات بیضوی) را نیز در نظر می گیرد به گونه ای که برای مولفه های سرعت رابطه به فرم کلی زیر بدست می آید:

$$\phi_i = \sum_{j=1}^4 \alpha_{ij} \Phi_j + \sum_{j=1}^4 \beta_{ij} P_j + \gamma_i \quad (23)$$

با این اقدام کوپل لازم میان پارامترهای فشار و مولفه های سرعت برقرار می ماند و با مشکلات صفحه شطرنجی روبرو نخواهد شد. لذا معادلات گسسته سازی بدست آمده تنها شامل مجهولات بر روی گره های میدان حل خواهد بود.

$$\begin{bmatrix} c_{ij}^{pp} & c_{ij}^{pu} & c_{ij}^{pv} \\ c_{ij}^{up} & c_{ij}^{uu} & c_{ij}^{uv} \\ c_{ij}^{vp} & c_{ij}^{vu} & c_{ij}^{vv} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_j \\ U_j \\ V_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_i^p \\ d_i^u \\ d_i^v \end{bmatrix} \quad (24)$$

که در آن i, j شمارنده بر روی گره های موجود در دامنه حل می باشد. همچنین بالانویس سمت چپ بیانگر معادله مزبور (معادله پیوستگی و معادلات اندازه حرکت) و بالانویس سمت راست بیانگر ضریب مجهول مد نظر (فشار و مولفه های سرعت) می باشد. این ماتریس که به حل هیدرودینامیک سیال می پردازد به صورت ضمنی حل می شود. به همین ترتیب می توان برای مرحله دوم حل (برای معادلات باقیمانده شامل معادلات انتقال نسبت مخلوط، انتالپی، انرژی جنبشی آشفتگی و نرخ اضمحلال آن) به ماتریسی مشابه زیر دست یافت:

$$\begin{bmatrix} c_{ij}^{kk} & c_{ij}^{k\varepsilon} & c_{ij}^{ke} & c_{ij}^{kf} \\ c_{ij}^{sk} & c_{ij}^{s\varepsilon} & c_{ij}^{se} & c_{ij}^{sf} \\ c_{ij}^{ek} & c_{ij}^{e\varepsilon} & c_{ij}^{ee} & c_{ij}^{ef} \\ c_{ij}^{fk} & c_{ij}^{f\varepsilon} & c_{ij}^{fe} & c_{ij}^{ff} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} K_j \\ \gamma_j \\ H_j \\ F_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_i^k \\ d_i^\varepsilon \\ d_i^e \\ d_i^f \end{bmatrix} \quad (25)$$

ماتریس دوم بدست آمده به صورت نیمه ضمنی حل می شود. با این حساب در هر مرتبه تکرار در فرآیند حل دو ماتریس در دو مرحله به حل پارامترهای جریان می پردازند. لازم بذکر است که از آنجا که ماتریسهای ضرایب بدست آمده بطور غالب قطری نمی باشد نیاز به تدابیر خاصی (استفاده از حلگرهای مخصوص این گونه ماتریسها) می باشد.

4- نتایج

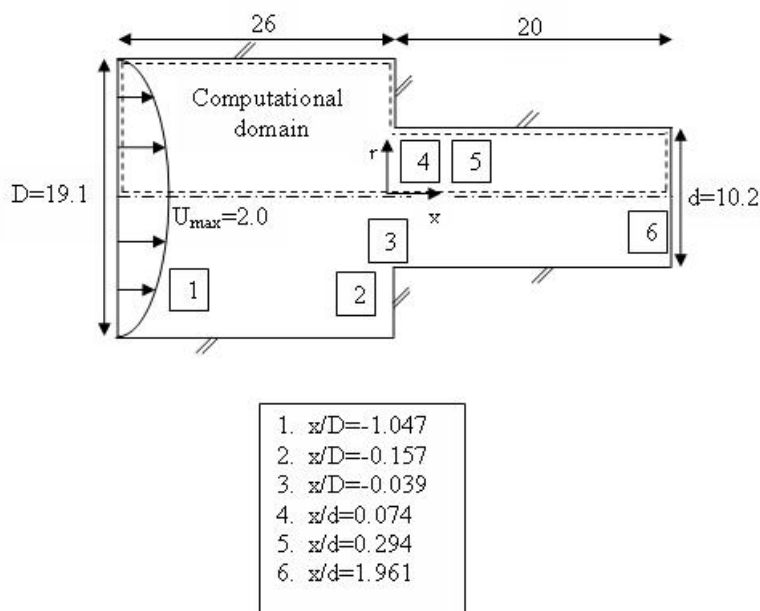
نتایج بدست آمده در دویخش آرام و آشفته تفکیک شده است:

1-4- نتایج تحلیل جریان آرام

برای اطمینان از نتایج نهایی نیاز به بررسی صحت کار انجام شده در هر مرحله می باشد. لذا در طی روند توسعه کد، به مطالعه موارد زیر پرداخته می شود:

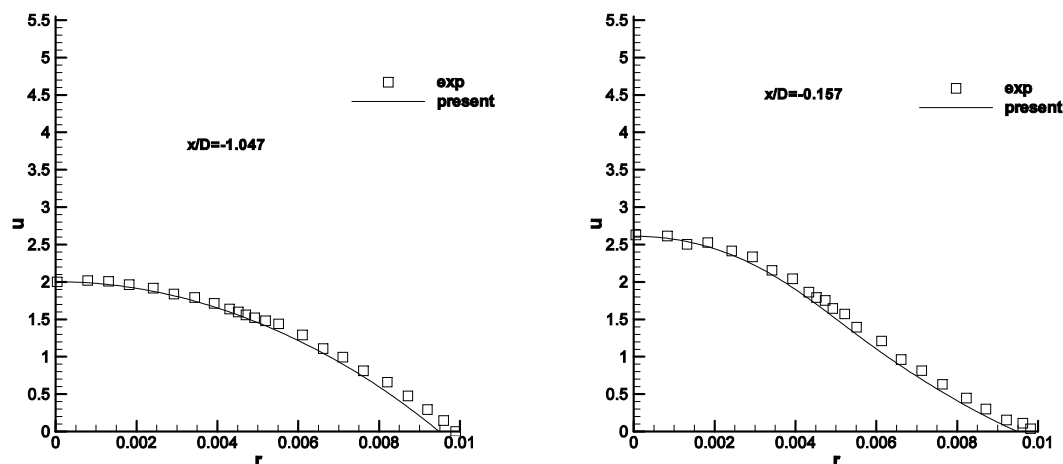
4-1-1- جریان آرام در لوله با انقباض ناگهانی سطح مقطع

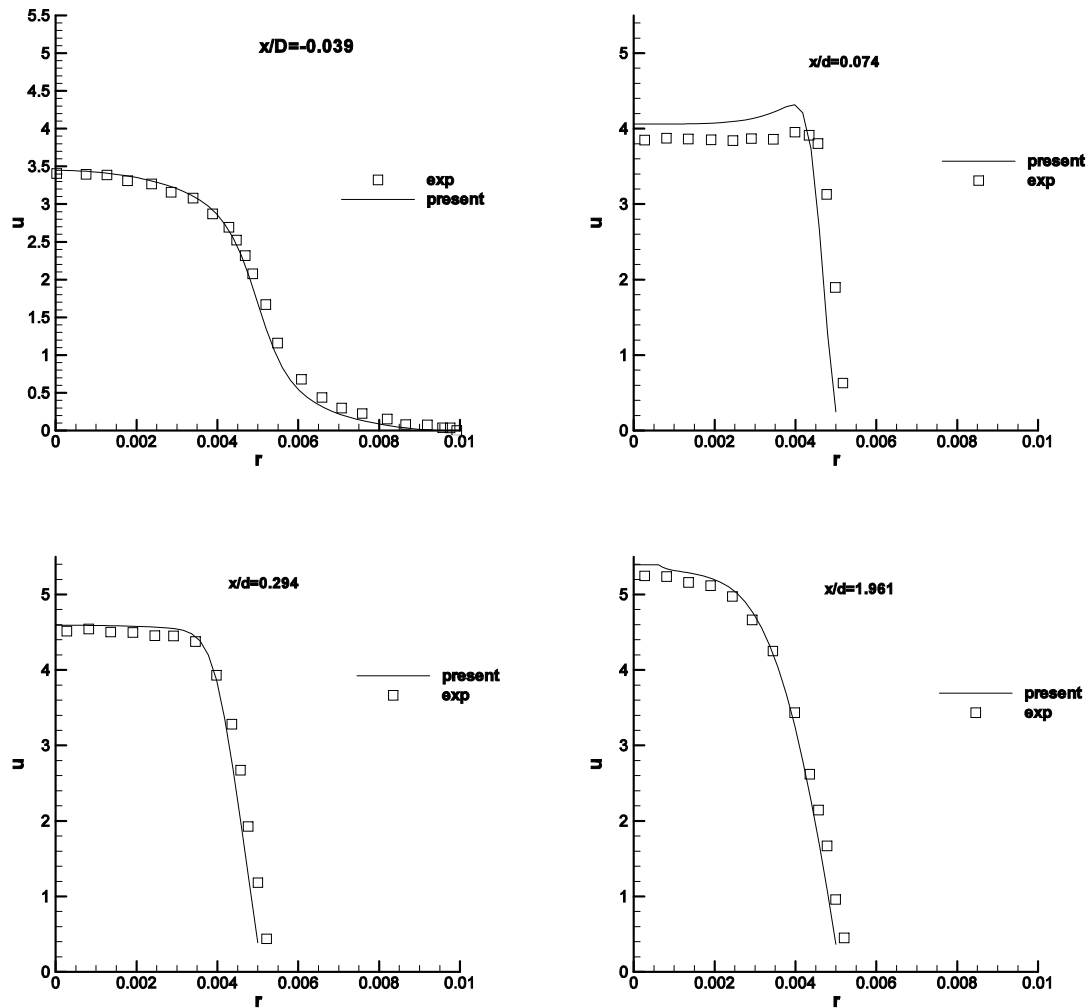
این مورد قبلاً توسط درست و لوی [6] مطالعه تجربی شده است. در ورودی لوله پروفیل (profile) سرعت سهموی با عدد رینولدز 196 (مبتنی بر سرعت متوسط ورودی) اعمال می شود. بدلیل تقارن دامنه فیزیکی تنها به مدلسازی نیمی از آن به عنوان دامنه حل اقدام شده است. مشخصات هندسی و پارامترهای جریان در شکل 1 آمده است.



شکل 1: مشخصات هندسی و جریان آرام در لوله با انقباض ناگهانی

در ادامه به مقایسه نتایج عددی بدست آمده با نتایج تجربی موجود [6] پرداخته شده است. چنانچه در شکل 2 ملاحظه می شود نتایج بدست آمده از انطباق خوبی با نتایج تجربی [6] برخوردار است.

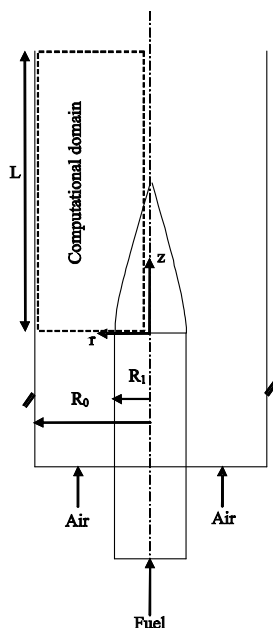




شکل 2: نتایج عددی بدست آمده از جریان آرام در لوله با انقباض ناگهانی و مقایسه آن با نتایج تجربی [6]

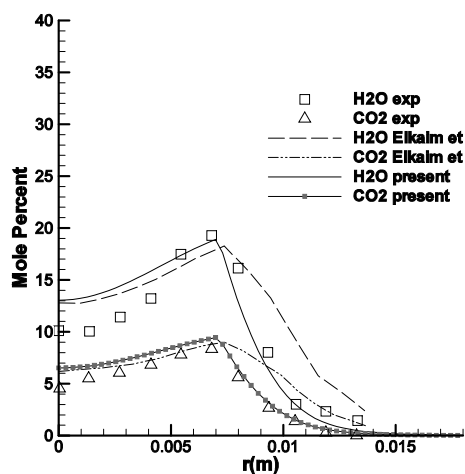
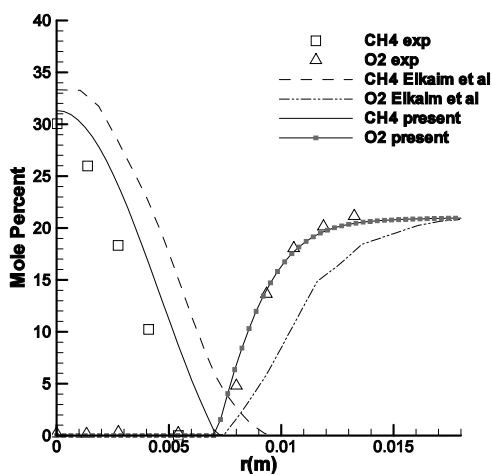
2-1-4- شعله نفوذی آرام متان هوا

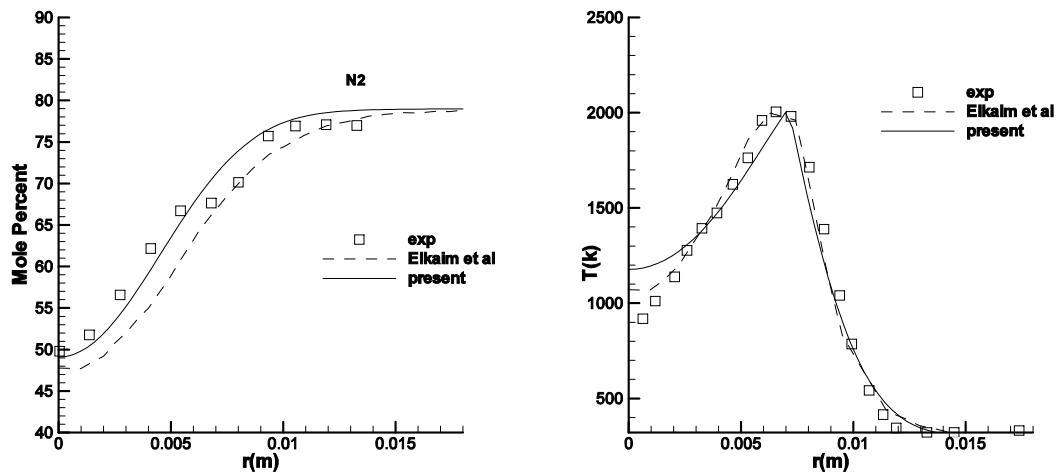
این مورد قبلاً توسط میتچل و همکارانش [7] مطالعه تجربی و توسط الکیم و همکارانش [8] مطالعه عددی شده است. مشخصات هندسی مساله در شکل 3 آمده است. ابعاد محفظه احتراق مذکور $2.54\text{cm} \times 25\text{cm}$ می باشد. (متان از لوله مرکزی $(r < R_1)$ و هوای خشک از لوله اطراف آن $(R_1 < r < R_0)$ در ورودی $(z = 0\text{cm})$ وارد محفظه احتراق می شوند. دمای هر دو جریان 298 کلوین بوده و سرعت متان و هوا در ورودی محفظه احتراق به ترتیب 4.5cm و 9.88cm می باشد.



شکل 3: مشخصات هندسی مساله شعله نفوذی آرام

شکل 4 به مقایسه نتایج عددی بدست آمده با نتایج تجربی [7] و حل عددی [8] انجام شده توسط الکیم و همکارانش در مقطع $z = 1.2\text{cm}$ پرداخته است. با توجه به در نظر گرفتن واکنش شیمیایی تک مرحله ای (ساده) نتایج بدست آمده از دقت قابل قبولی برخوردار است. دمای بی دررو شعله متان (adiabatic flame temperature) 2225 کلوین می باشد. حداکثر دمای بدست آمده در حل حاضر 1950 کلوین می باشد که با در نظر داشت صرفنظر کردن از اثرات تشعشعی قابل قبول است. بدلیل هندسه تقارن محوری تنها نیمی از دامنه فیزیکی مدل شده است. لازم بذکر است که در حل مساله حاضر اثرات نیروی شناوری در نظر گرفته شده است.





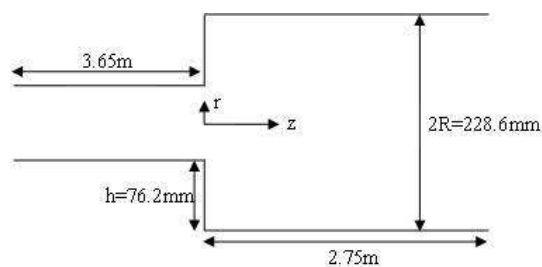
شکل 4: نتایج عددی بدست آمده از حل شعله نفوذی آرام و مقایسه آن با نتایج عددی [8] و تجربی موجود [7]

4-2- نتایج تحلیل جریان آشفته

نتایج تحلیل جریان آشفته در دو مرحله با و بدون احتراق مورد بررسی قرار می گیرند.

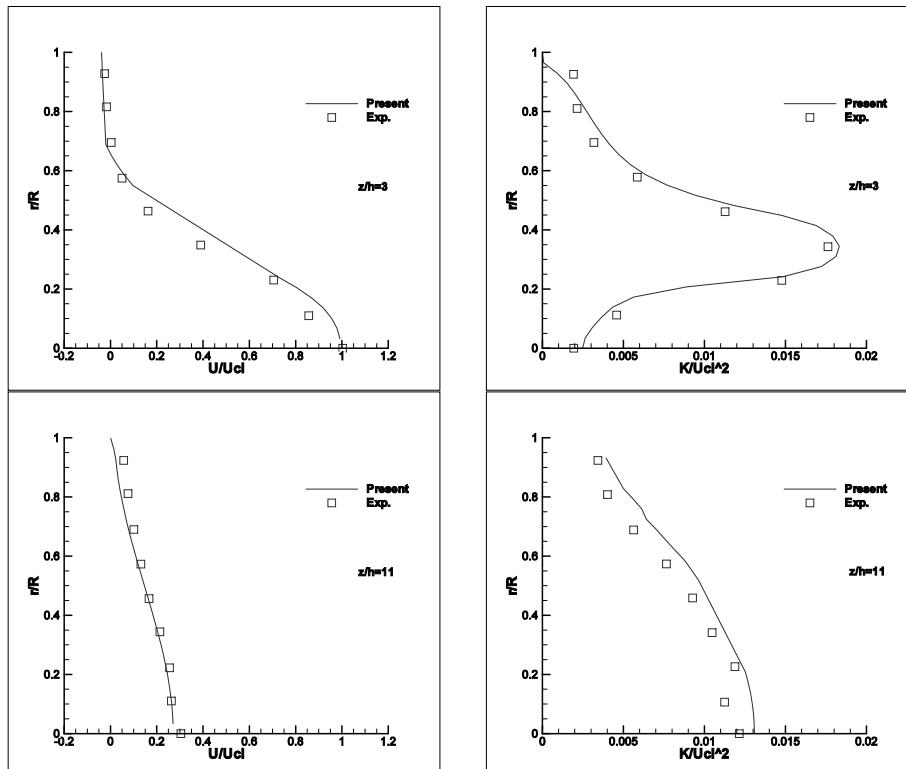
4-2-1- جریان آشفته در لوله با انبساط ناگهانی سطح مقطع

این مورد قبلاً توسط کول و همکارانش [9] مطالعه تجربی شده است. مشخصات هندسی مساله در شکل 5 آمده است. در اعمال شرط مرزی دهانه ورودی مساله از پروفیل سرعت و پروفیل انرژی جنبشی آشفته تجربی موجود کمک گرفته شده است. نسبت انبساط 3 به 1 بوده و عدد رینولدز جریان ورودی (مبتنی بر سرعت میانگین دهانه ورودی و قطر دهانه ورودی) 41000 و پروفیل سرعت ورودی کاملاً توسعه یافته می باشد.



شکل 5: مشخصات هندسی مساله جریان آشفته در درون لوله با انبساط ناگهانی

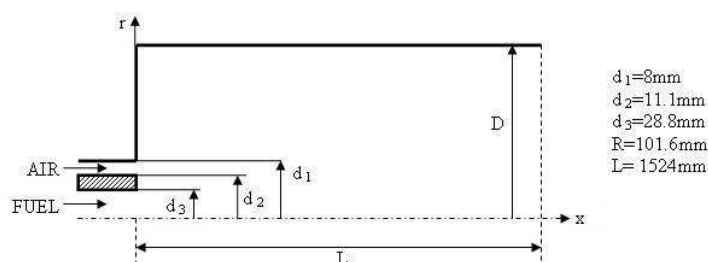
در ادامه به مقایسه نتایج عددی حاضر و نتایج تجربی موجود در مقاطع مختلفی از هندسه مدنظر [9] پرداخته شده است. شکل 6 مقایسه نتایج عددی بدست آمده از حل مساله جریان آشفته در درون لوله با انبساط ناگهانی با نتایج تجربی موجود [9] را نشان می دهد. نتایج تا حد قابل قبولی منطبق بر واقعیت می باشد. نتایج تجربی موجود [9] مقدار طول نقطه اتصال مجدد از دیواره را 9 برابر ارتفاع پله اندازه گیری کرده است. این در حالی است که این طول در محاسبات حاضر برابر با 9/8 برابر ارتفاع پله می باشد که همگی حاکی از کارایی کد حاضر می باشد.



شکل 6: مقایسه نتایج عددی بدست آمده از حل مساله جریان آشفته در درون لوله با انبساط ناگهانی با نتایج تجربی موجود [9]

2-2-4- شعله نفوذی آشفته متان هوا

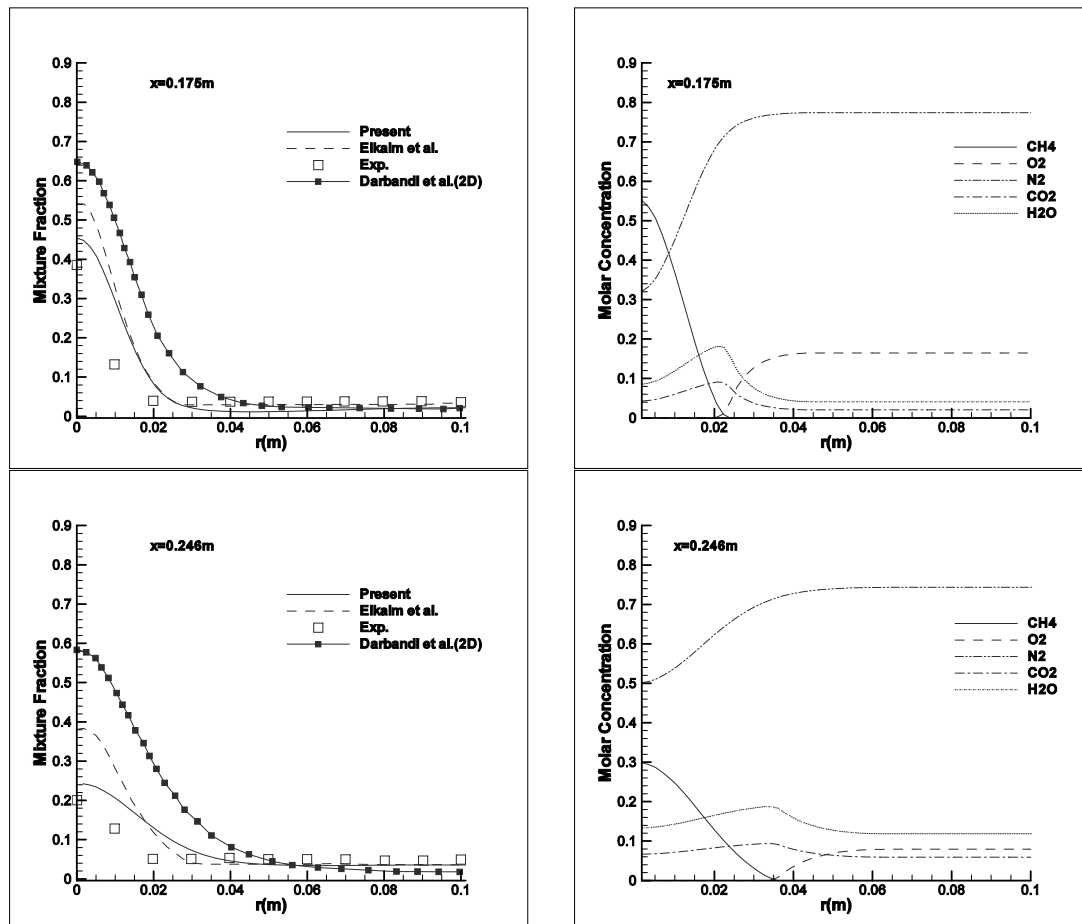
مشخصات هندسی مساله در شکل 7 آمده است. سوخت و اکسیدکننده در ابتدا از هم جدا بوده، سپس بداخل محفظه احتراق توربین گاز تزریق شده، با هم واکنش داده و می سوزند. متان خالص با سرعت یکنواخت $21/3$ متر بر ثانیه و دمای یکنواخت 300 کلوین از لوله مرکزی ($r < d_3$) و هوا از لوله اطراف ($d_2 < r < d_1$) با سرعت یکنواخت $34/3$ متر بر ثانیه و با دمای یکنواخت 589 کلوین وارد محفظه احتراق می شود. این مساله قبلا مطالعه توسط اسموت و همکارانش [10] مطالعه تجربی و توسط الکیم و همکارانش [11] مطالعه عددی شده است. همچنین این مساله قبلا در مختصات کارتزین توسط دربندی و همکارانش [12] مطالعه عددی شده است.



شکل 7: مشخصات هندسی مساله شعله نفوذی آشفته متان هوا

برای اعتبار سنجی کار به مقایسه نسبت مخلوط در چند مقطع متفاوت از محفظه احتراق توربین گاز با نتایج عددی [11] و تجربی موجود [10] پرداخته شده است. شکل 8 نتایج عددی بدست آمده از حل شعله نفوذی آشفته و مقایسه آن با نتایج تجربی [10] و عددی موجود [11] را نشان می دهد. چنانچه ملاحظه می شود نتایج حاضر از همخوانی بالایی نسبت به

نتایج قبلی با مرجع [12] برخوردار است. با دور شدن از دهانه ورودی نسبت مخلوط کاهش می یابد که حاکی از کاهش یافتن غلظت سوخت می باشد. نتایج موجود مقادیر بیشتری را برای نسبت مخلوط در مقایسه با نتایج واقعی به خصوص در نواحی مخلوط شدن دو جت ورودی تخمین می زند که می توان علت را در صرف نظر کردن از اندرکنش احتراق و آشفتهگی در روش به کار رفته دانست.



شکل 8: نتایج عددی بدست آمده از حل شعله نفوذی آشفته و مقایسه آن با نتایج تجربی [10] و عددی موجود [11].

5- نتیجه گیری

با استفاده از معادلات نویر استوکس به کمک حل ضمنی و نیمه ضمنی به شبیه سازی جریانهای واکنشی آشفته در داخل مدل محفظه احتراق توربین گاز در مختصات تقارن محوری پرداخته شد. مدل شیمی به کار گرفته شده روش شیمی سریع و از مدل دو معادله ای در شبیه سازی آشفتهگی استفاده شد. برای اولین بار الگوی تاثیر فشار در مختصات استوانه ای در قالب حل حجم اجزای محدود برای تخمین شارها بر روی سطوح سلول به کار گرفته شد و به مطالعه موردی جریان در داخل لوله با انبساط یا انقباض ناگهانی و شعله نفوذی متان هوا در دو بخش آرام و آشفته پرداخته شد. نتایج حاضر از انطباق بسیار خوبی با نتایج تجربی و عددی موجود قبلی برخوردار است.

مراجع

- 1- Schneider, G.E., and Raw, M.J., "Control Volume Finite Element Method for Heat Transfer and Fluid Flow Using Colocated Variables," Numerical Heat Transfer, Vol. 11, No.4, pp. 363-390, 1987.
- 2- Darbandi, M., and Bostandoost S.M., "A New Formulation Toward Unifying the Velocity Role in Collocated Variable Arrangement," Numerical Heat Transfer, Part B Vol.47, in press, 2005.
- 3- Jones, W.P., and Launder, B.E., "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence," Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp.301-314, 1972.
- 4- Kuo, K.K., Principles of Combustion, John Wiley & Sons, New York, 1987.
- 5- Darbandi, M., Mazaheri-Body, K., and Vakili-pour, S., "A Pressure-Weighted Upwind Scheme in Unstructured Finite-Element Grids," Numerical Mathematics And Advanced Applications, pp.250-259, 2004.
- 6- Durst, F., Loy, T., "Investigation of Laminar Flow in Pipe with Sudden Contraction of Cross Sectional Area," Comput. Fluids, Vol. 13, pp. 15-36, 1985.
- 7- Mitchell, R.E., Sarofim, A.F., and Clomburg, L.A., "Experimental and Numerical Investigation of Confined Laminar Flames," Combust. Flame, Vol. 37, pp. 227-244, 1980.
- 8- Elkaim, D., Reggio, M., and Camarero, R., "Numerical Solution of Reactive Flow by a Control Volume Based Finite Element Method and The Vorticity-Streamfunctions Formulation," Numerical Heat Transfer, Part B. Vol. 20, pp. 223-240, 1991.
- 9- Cole, D.R., Glauser, M.N., "Flying Hot-Wire Measurements in an Axisymmetric Sudden Expansion," Expansion Thermal and Fluid Science., pp. 150-167, 1998.
- 10- Smoot, J.L., and Lewis, H.M., "Turbulent Gaseous Combustion Part I, Local Species Concentration Measurements," Combustion and Flame, Vol. 42, pp. 183-196, 1981.
- 11- Elkaim, D., Reggio, M., and Camarero, R., "Control Volume Finite-Element Solution of A Confined Turbulent Diffusion Flame," Numerical Heat Transfer, Vol. 23, pp. 259-279, 1993.
- 12- Darbandi, M., and Banaeizadeh, A., "Implicit Finite Volume Method to Simulate Reacting Flow," 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. ", Reno, Nevada, Jan 10-13, 2005.