مجله علمی پژوهشی مکانیک سازه ها و شاره ها

دانشگاه صنعتی شاهرود

مجله *مکانیک سازه ها و شاره ها* آمادگی انتشار مقالات تخصصی در کلیه زمینه های مهندسی مکانیک و مباحث میان رشته ای مرتبط با این شاخه علمی را دارا است. لذا از کلیه اساتید، دانشجویان، پژوهشگران و فعالین صنعت دعوت می شود که حاصل تحقیقات جدید، پژوهش های بنیادین و ایده های نو خود را جهت انتشار به این نشریه ارسال نمایند. شایان ذکر است که این مجله دارای رویکرد یکسان در دعوت از تحقیقات دارای جنبه عددی، تحلیلی و آزمایشگاهی است. همچنین امکان انتشار مقالات جدید در زمینه روشهای عددی و تحلیلی (شامل هر دو دیدگاه معین و تصادفی) در مهندسی مکانیک فراهم شده است. در پایان خاطر نشان می شود که سیاست اصلی این مجله بر تسریع فرآیند داوری و تعین تکلیف مقالات در حداقل زمان ممکن استوار شده است.

اعتبار علمی- پژوهشی

اعتبار مجله مکانیک سازه ها و شاره ها در جلسه مورخ ۸۹/۱۲/۲۵ کمیسیون نشریات علمی وزارت علوم، تحقیقات و فناوری مورد ارزیابی قرار گرفت و با درجه "علمی- پژوهشی" به تایید رسید و طی نامه شماره ۹/۳/۱۱/۱۰۵۲۷۸ به معاونت پژوهشی و فناوری این دانشگاه ابلاغ گردید.

بررسی عددی پدیده‌ی جدایش در پایین دست جریان محوری حول استوانه در حالت آشفته

سیف ا... سعد الدین[1] و حمید راستگو[2]*

[1] **استادیار دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه سمنان**

[2] **کارشناسی ارشد مهندسی مکانیک، تبدیل انرژی، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه سمنان**

چکیده

در مقاله حاضر ساختار جدایش و بازگشت جریان محوری حول استوانه‌ای با لبه‌ی تیز در حالت آشفته به صورت عددی بررسی شده است. با توجه به پیچیدگی‌هایی که در مدل‌سازی مسائل شامل جدایش وجود دارد، به منظور دستیابی به یک روش عددی مناسب برای حل، برخی تکنیک‌های عددی مانند روش گسسته سازی و الگوریتم حل میدان فشار- سرعت مورد مقایسه قرار گرفته است. به علاوه عملکرد دو مدل **k-ε** استاندارد و **Shear Stress Transport (SST)** برای اعمال اثرات آشفتگی مورد بررسی قرار گرفته است. از نظر زمانی، عملکرد عددیِ استفاده از معادلات به صورت پایدار و شبه-گذرا بحث شده است. همچنین از یک روش چند- شبکه‌ای برای سرعت بخشیدن به همگرایی استفاده شده است. تکنیک‌های عددی مورد استفاده برای نیل به جواب مسئله در یک برنامه کامپیوتری به زبان فرترن ۹۰ نوشته و اجرا شده است. برای تایید روش عددی و کد نوشته شده نتایج عددی با نتایج تجربی مقایسه شده و انطباق خوبی بین آن‌ها مشاهده شد.

با استفاده از روش عددی به دست آمده ساختار جدایش و بازگشت جریان مورد نظر، بررسی شده است. ویژگی‌های این جریان مانند طول بازگشت، پروفیل‌های سرعت، انرژی جنبشی آشفتگی و میدان فشار مورد بحث قرار گرفته است.

کلمات کلیدی: مدل‌سازی آشفتگی؛ پدیده جدایش؛ جریان محوری؛ استوانه.

۱- مقدمه

پدیده جدایش و بازگشت جریان در بسیاری از زمینه‌های مهندسی مانند عمران، مکانیک، هوافضا، شیمی و مهندسی محیط زیست بسیار مهم است و به وفور و به صورت اجتناب ناپذیری اتفاق می‌افتد و مشخصات جریان را به شدت تحت تأثیر قرار می‌دهد. اگر سیالی که در مجاورت یک جسم جامد حرکت می‌کند با تغییر ناگهانی سطح روبرو شود، چنان‌چه نتواند تغییر را دنبال کند، از سطح جدا می‌شود و در پایین دست مجدداً به سطح سیال باز می‌گردد. بین محل جدایش و نقطه بازگشت جریان، یک گردابه که همراه با افت فشار و جریان بازگشتی است، شکل می‌گیرد.

یکی از مسائل بنیادی جدایش جریان که مورد توجه محققان قرار گرفته است، جریان محوری حول استوانه‌ای با لبه‌های تیز است. در مقاله حاضر مشخصات این جریان با تاکید بر ساختار ناحیه جدایش به صورت عددی مورد بررسی قرار گرفته است. شکل ۱ الگوی شماتیک این جریان را نمایش داده است. اولین بار اُتا[1] [۱] میدان فشار و سرعت‌های نوسانی و متوسط-زمانی را در یک جریان محوری حول استوانه بررسی کرد. سپس اُتا و متگی[2] [۲] جزئیات بیشتری از مشخصات این جریان در حالت آشفته در ناحیه جدایش و پس از آن را ارائه دادند. کیا[3] و همکاران [۳] نتایج آزمایش‌های خود را با تاکید بر ناحیه جدایش و ساختار ناحیه بازگشت جریان منتشر کردند.

گاویندا[4] و آراکری[5] [۴] آزمایش‌هایی مشابه اُتا انجام دادند و فانگ[6] [۵] به بررسی ویژگی ناپایداری در این جریان پرداخت. اُتا و کن[7] [۶] انتقال حرارت در این جریان را مطالعه کردند و اسپارو[8] [۷] نشان داد که بیشینه انتقال حرارت در فاصله اندکی از نقطه بازگشت جریان اتفاق می‌افتد. هیگوچی[9] و همکاران [۸-۱۱] به

---

[1] Ota

[2] Motegi
[3] Kiya
[4] Govinda
[5] Arakeri
[6] Fung
[7] Kon
[8] Sparrow
[9] Higouchi

---

* نویسنده مسئول. تلفن: ۰۹۳۷۴۶۲۳۵۱۶ ۹۸+

آدرس پست الکترونیک: hamidrastgoo3000@yahoo.com

بررسی جریان محوری حول استوانه محدود پرداخته اند و علاوه بر بررسی مشخصات جریان، تأثیر نسبت طول بـه قطـر اسـتوانه را بـر درگ[1] بررسی کردند. آن‌ها از نیروی مغناطیسی بـرای معلّـق نگـه داشتن استوانه در تونل باد استفاده کردند تا اثر اتصالات را برطـرف کنند.

علی رغم مطالعات آزمایشگاهی قابل توجهی که در ایـن زمینـه انجام شده (که به برخی از آن‌ها اشاره شد)، بررسی این جریـان بـه صورت عددی کمتر مورد توجه قرار گرفته است. هلیم[2] و قیا[3] [۱۲] [۱۲] این جریان را در حالت آرام و در محدوده عدد رینولدز ۲۰۰ تا ۶۰۰ مورد مطالعه قرار دادند.

تا آنجا که مؤلفان بررسی کرده‌اند، نتایج منتشر شده‌ای کـه بـه بررسی این جریان در حالت آشفته به صورت عددی پرداخته باشـد، وجود ندارد و مطالعه حاضـر اولـین بررسـی ایـن جریـان در حالـت آشفته به صورت عددی است.

برخی محققان [۱۳-۱۶] جریـان محـوری حـول اسـتوانه را بـا صرف نظر کردن از جدایش جریان در سـر اسـتوانه و بـا تاکیـد بـر پایداری و مشخصات ساختار لایه مرزی پس از جدایش بـه صـورت عددی و آزمایشگاهی بررسی کرده‌اند. اکثر مقالات عددی ارائه شده توسط آن‌ها از معـادلات لایـه مـرزی و در مختصـات دو-بعـدی در حالت آشفته استفاده کرده‌اند.

مقالات منتشر شـده عـددی و تجربـی در بررسـی جـدایش در جریان عمود بر محـور اسـتوانه ماننـد مراجـع [۱۷-۲۰]، بـرخلاف جریان محوری حول استوانه بسیار زیادند که نشان می‌دهند جریان مورد بررسی در مقاله حاضر کمتر مورد توجه واقع شده است.

هدف اساسی مقاله حاضر مقایسه برخی تکنیک‌هـای عـددی و ارائه یک روش عددی مناسب برای مـدل‌سـازی پدیـده جـدایش و بازگشت در جریان محوری حول استوانه است. این جریان در حالت آشفته در رینولدز ۶۰۰۰ بر مبنای قطر استوانه بررسی شـده اسـت. برای مدل‌سازی نوسانات آشفتگی و اعمال اثـر آن‌هـا از یـک مـدل آشفتگی رینولدز بالا[4] (k-ε استاندارد) و یک مدل آشفتگی رینولـدز پایین[5] (Shear Stress Transport (SST)) استفاده شده است. علاوه بر این، تکنیک‌های مختلف عـددی ماننـد الگـوریتم حـل، شـبکه و روش گسسته‌سازی مورد مقایسـه و بحـث قـرار گرفتـه اسـت و در نهایت روش عددی مناسب برای مدل‌سازی این جریـان ارائـه شـده است. همچنین ویژگی‌های این جریان مانند پروفیـل‌هـای سـرعت، فشار استاتیک روی سطح استوانه، انرژی جنبشی آشفتگی و ساختار جدایش بحث شده است.

۲- معادلات حاکم

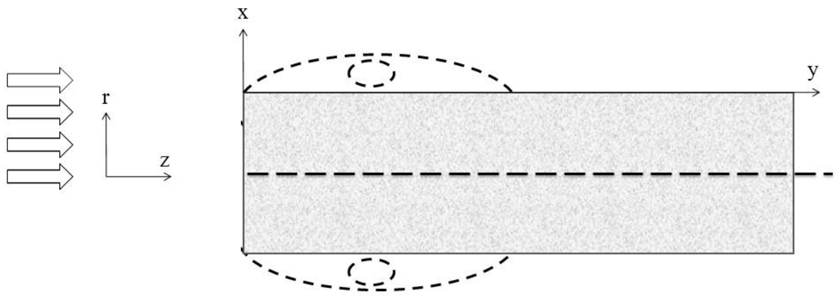
در جریان آشفته، مقادیر لحظه‌ای به مؤلفه‌های متوسـط و نوسـانی، تجزیه می‌شوند. با متوسط گیری رینولدز بـر معـادلات پیوسـتگی و مومنتوم و با استفاده از مفهوم ویسکوزیته ادی و تقریب بوزینسک[6]، بوزینسک[6]، معادلات پیوستگی و مومنتوم برای جریان غیـر دائـم، تراکم ناپذیر و دو-بعدی در دستگاه مختصات استوانه‌ای، به صـورت زیر در می‌آیند:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rv)}{\partial r}+\frac{\partial(u)}{\partial x}=0 \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(rvu)}{\partial r}+\frac{\partial(uu)}{\partial x}= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}+\left(\frac{\mu+\mu_t}{\rho}\right)\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right] \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(rvv)}{\partial r}+\frac{\partial(uv)}{\partial x}= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}+\left(\frac{\mu+\mu_t}{\rho}\right)\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right] \qquad (۳)$$

μ_t ویسکوزیته آشفتگی نامیده می‌شود کـه بـا اسـتفاده از یـک مدل آشفتگی به دست می‌آید و اثر نوسانات آشـفتگی را در مقـادیر متوسط زمانی اعمال می‌کند. در تحقیق حاضر مدل‌های آشفتگی دو معادله ای k-ε استاندارد و SST بـرای اعمـال اثـر آشـفتگی بـا هـم



شکل ۱- نمای شماتیک الگوی جریان محوری حول استوانه و محورهای مختصات

[1] Drag
[2] Halim
[3] Ghia
[4] High Reynolds Turbulent Model
[5] Low Reynolds Turbulent Model
[6] Boussinesq

مقایسه شده‌اند.
شایان ذکر است که پدیده آشفتگی ذاتاً یک پدیده سه بعدی محسوب می شود [۲۹] اما مدل‌سازی دو-بعدی این پدیده با توجه به کاهش قابل توجه هزینه محاسباتی آن، همواره مورد توجه محققان بوده است و همچنان مقالات قابل توجهی بر پایه مدل‌سازی دو- بعدی جریان آشفته منتشر می‌شود (به مراجع [۱۸ - ۳۰] رجوع نمایید).

۲-۱- مدل آشفتگی k-ε استاندارد

مدل k-ε استاندارد رایج‌ترین مدل دو معادله‌ای است که توسط اسپالدینگ[۱] و لاندر[۲] [۲۱] معرفی شده است. این مدل اساساً بر مبنای معادلهٔ انتقال کامل انرژی جنبشی آشفته (k) و نرخ اتلاف (ε) بنا شده است. معادلات این مدل به صورت زیر است:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\rho k v)}{\partial r}+\frac{\partial(\rho k u)}{\partial x}=\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial k}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 k}{\partial x^2}\right]+G_k-\rho\varepsilon \quad (۴)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\rho \varepsilon v)}{\partial r}+\frac{\partial(\rho \varepsilon u)}{\partial x}=\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}G_k-\rho C_{2\varepsilon}\frac{\varepsilon^2}{k} \quad (۵)$$

که در آن ویسکوزیته آشفته (μ_t) و جمله تولید (G_k) به صورت زیر محاسبه می‌شود:

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

$$G_k=\mu_t\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (۷)$$

و در آن اندیس i و j به ترتیب نشان دهنده راستای x و r است.
مقادیر ثابت معادلات k-ε به فرم زیر است.

$$C_\mu=0.09\,,C_{1\varepsilon}=1.44\,,C_{2\varepsilon}=1.92\,,\sigma_k=1.0\ \,,\sigma_\varepsilon=1.3 \quad (۸)$$

مدل k-ε استاندارد یک مدل رینولدز بالا است و که برای حل میدان جریان در نزدیکی دیوارهای بدون لغزش از توابع دیوار استفاده می‌کند.
در تحقیق حاضر از تابع دیوار لاندر- اسپالدینگ [۲۲] برای مدل‌سازی نزدیک دیوار استفاده شده است.

۲-۲- مدل آشفتگی Shear Stress Transport (SST)

نمونه‌های اولیه این مدل در سالهای ۱۹۹۳ و ۱۹۹۴ توسط منتر[۳] [۲۳-۲۴] ارائه شده است. منتر و کنتز[۴] [۲۵] در سال ۲۰۰۳ صورت اصلاح شده این مدل را ارائه دادند که جدایش جریان را دقیق‌تر مدل می‌کرد. مدل SST تلفیقی از دو مدل k-ω و k-ε است که از اولی در لایه‌های نزدیک دیوار و از دومی در نقاط دور از دیوار استفاده می‌کند. مدل k-ω [۲۶] در لایه‌های نزدیک دیوار به طور قابل ملاحظه‌ای دقیق‌تر از مدل k-ε است. مدل SST یک مدل رینولدز پایین است که لایه‌های نزدیک دیوار را با در نظر گرفتن شبکه‌ای به اندازه کافی ریز حل می‌کند. معادلات این مدل در زیر آورده شده است:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\rho k v)}{\partial r}+\frac{\partial(\rho k u)}{\partial z}=\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial k}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 k}{\partial z^2}\right]+\widetilde{P_k}-\beta^* k\omega \quad (۹)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\rho \omega v)}{\partial r}+\frac{\partial(\rho \omega u)}{\partial z}=\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \omega}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2}\right]+\alpha S^2-\beta\omega^2+B_\omega \quad (۱۰)$$

B_ω در معادله ω تابع تبدیل معادله ω به ε است که توسط رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$B_\omega=2(1-F_1)\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\left(\frac{\partial k}{\partial x_i}\frac{\partial \omega}{\partial x_i}\right) \quad (۱۱)$$

$$F_1=\tanh\left\{\left\{min\left[max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega y},\frac{500\mu}{y^2\omega\rho}\right),\frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2}\right]\right\}^4\right\} \quad (۱۲)$$

در روابط فوق F_1 تابع اتصال است که مقدار آن در نقاط نزدیک به دیوار برابر یک و در نقاط دور از دیوار به صفر میل می‌کند و به این ترتیب معادله (۱۰) را در نزدیکی دیواره به معادله ω و در نقاط دور از دیواره به معادله ε تبدیل می‌کند. جزئیات بیشتر این مدل در مرجع [۲۵] ارائه شده است.

۲-۳- شرایط مرزی

شکل ۲ شرایط مرزی و هندسه دامنه حل را نمایش می‌دهد. در تحقیق حاضر برای سرعت‌ها و کمیت‌های آشفتگی از شرط مرزی یکنواخت در ورودی استفاده شده است که رابطه آن‌ها به صورت زیر است:

$$u_{in}=1,\ \ v_{in}=0 \quad (۱۳)$$

$$k_{in}=\frac{3}{2}(u_{in}.I)^2 \quad (۱۴)$$

$$\omega_{in}=\frac{k_{in}}{\beta.\nu} \quad (۱۵)$$

$$\varepsilon_{in}=\frac{0.09k_{in}^2}{\beta.\nu} \quad (۱۶)$$

که در آن I شدت آشفتگی[۵] و β نسبت ویسکوزیته آشفتگی[۶] است که به ترتیب برابر ۰،۰۰۵ و ۱ قرار داده شد.

[1] Spalding
[2] Launder
[3] Menter
[4] Kuntz
[5] Turbulence Intensity
[6] Turbulent Viscosity Ratio

شکل ۲- دامنه حل و شرایط مرزی

در خروجی از شرط مرزی کاملاً توسعه یافته استفاده شده است. در مرز بالایی (شعاع بیرونی) دامنه حل از شرط مرزی دوردست[1] به صورت زیر استفاده شده است.

$$v = 0 \quad , \quad \frac{\partial \emptyset}{\partial y} = 0 \ , \quad \emptyset = u, k, \varepsilon, \omega \tag{۱۷}$$

در مرز پایینی دامنه حل (محور استوانه) هم شرط تقارن اعمال شده است. شرایط مرزی سرعت و انرژی جنبشی آشفتگی (k) در دیوار بدون لغزش به صورت $u = v = k = 0$ است. برای ω و ε در مرز دیوار بدون لغزش همان طور که ویلکاکس در [۲۶ - ۳۱] به دست آورده است از مقادیر روابط (۱۸) و (۱۹) استفاده شد.

$$\omega = \frac{6\mu}{0.075\rho y^2} \tag{۱۸}$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} . k_p^{3/2}}{\kappa . y_p} \tag{۱۹}$$

که در آن $\kappa=0.41$، $C_\mu=0.09$ و y کوتاه‌ترین فاصله گره مرزی تا دیوار است. اندیس p نشان دهنده گره مرزی دیوار بدون لغزش است.

۳- گسسته سازی و روش حل

برای گسسته سازی معادلات از روش حجم محدود در شبکه جابه‌جا شده[2] استفاده شده است. جملات جابه‌جایی با روش بالادست مرتبه اول[3] و جملات پخش با روش مرکزی درجه دو[4] گسسته شده‌اند. آزمایش‌های عددی در تحقیق حاضر نشان می‌دهد که استفاده از روش هیبرید[5] در این مسئله برای گسسته سازی جملات جابه‌جایی جابه‌جایی در معادلات مومنتوم می‌تواند به خطای قابل توجهی منجر شود. برای ارتباط فشار-سرعت از الگوریتم SIMPLER [۲۷] استفاده شده است.

در استفاده از الگوریتم SIMPLE، همگرایی برنامه به شدت به ضریب تخفیف[6] فشار وابسته می‌شود و بعضاً انتخاب ضریب تخفیف مناسب برای فشار بسیار دشوار می‌شود. در الگوریتم SIMPLER با توجه به اینکه میدان فشار در گام ابتدایی الگوریتم حل می‌شود، نیازی به تعیین ضریب تخفیف برای فشار نیست. آزمایش‌های عددی نشان می‌دهد که استفاده از این الگوریتم، به طور قابل توجهی از مشکلات واگرایی می‌کاهد.

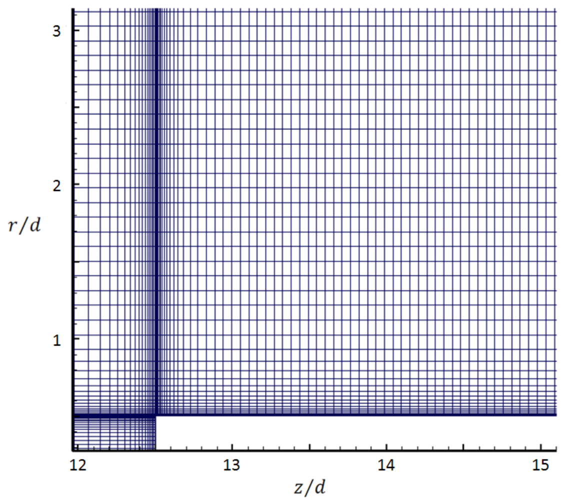
جریان محوری حول استوانه در حالت آشفته با توجه به نتایج عددی حاضر و آزمایش‌های تجربی مقالات منتشر شده دارای جواب متوسط زمانی پایدار است. با این حال، حل عددی معادلات به صورت پایدار مشکلات حائز اهمیتی را به وجود می‌آورد. برای همگرایی حل عددی معادلات پایدار بایستی مقادیر مناسبی برای ضریب تخفیف مؤلفه‌های سرعت در راستای شعاعی و محوری انتخاب کرد. با توجه به نظر پاتانکار[7] [۲۷] و ورستیگ[8] [۲۸] در مورد استفاده از ضریب تخفیف سرعت‌ها به منظور همگرایی، بایستی یک جمله دربردارنده ضریب تخفیف سرعت به معادلات مومنتوم اضافه شود.

انتخاب نامناسب این ضریب تخفیف‌ها حل را به راحتی به سمت واگرایی پیش می‌برد. در تحقیق حاضر برای مستقل کردن همگرایی حل عددی، از ضریب تخفیف سرعت‌ها از روش شبه-گذرا استفاده شده است. در روش شبه-گذرا معادلات به صورت غیر دائم حل می‌شوند با این تفاوت که حل زمان‌های میانی چندان اهمیتی ندارد و گام زمانی طوری انتخاب می‌شود که حل مسیر همگرایی را راحت‌تر بپیماید.

با استفاده از روش شبه-گذرا جمله زمان وارد مسئله می‌شود. جمله زمانی اضافه شده به معادلات مومنتوم همان عملکرد همگرا کننده جمله ضریب تخفیف سرعت‌ها را دارد، با این تفاوت که انتخاب یک گام زمانی مناسب برای همگرایی مسئله بسیار آسان‌تر از انتخاب ضریب‌تخفیف سرعت‌ها است. به این ترتیب برای همگرایی مسئله دیگر نیازی به انتخاب ضریب تخفیف سرعت نمی‌باشد و مسئله در زمان کمتری به سمت همگرایی میل می‌کند.

در تحقیق حاضر از یک شبکه جابه‌جا شده، سازمان یافته[9] و غیر-یکنواخت شامل حدوداً ۲۹۰۰۰ گره با مدل SST و ۵۵۰۰ گره با مدل k-ε استاندارد استفاده شده است. آزمایش‌های استقلال از شبکه نشان می‌دهد که استفاده از شبکه ای با گره بیشتر دقت را به طور محسوس افزایش نمی‌دهد. شکل ۳ تصویر متمرکز شده شبکه در نزدیکی دیوار که برای حل جریان با استفاده از مدل SST استفاده شده است را نشان می‌دهد.

[1] Far Field Boundary Condition
[2] Staggered Grid
[3] First Order Upwind Scheme
[4] Second Order Central Scheme
[5] Hybrid Scheme
[6] Under relaxation
[7] Patankar
[8] Versteeg
[9] Structured



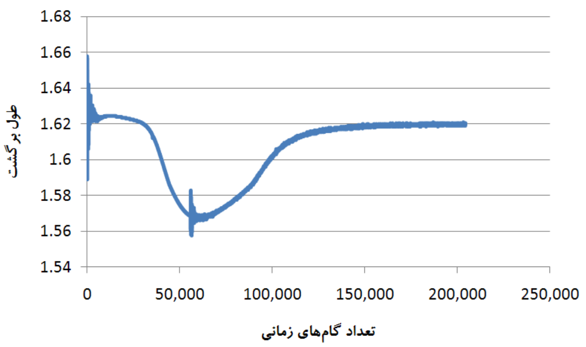
شکل ۳- شبکه بندی مدل عددی در اطراف سر استوانه با مدل آشفتگی SST

تراکم مناسب شبکه در نزدیکی دیوار به مدل آشفتگی انتخاب شده وابسته بوده و نقش حیاتی در نیل به جواب دقیق ایفا می‌کند. در تحقیق حاضر تراکم شبکه در نزدیکی دیوار طوری انتخاب شده است که در استفاده از مدل k-ε استاندار $۳۰ < y^+ < ۱۰۰$ و در استفاده از مدل آشفتگی SST میانگین y^+ برابر ۰٫۷۹ شود.

برای مستقل کردن جواب از ابعاد دامنه حل، شعاع دامنه حل از ۱۰ تا ۲۵ برابر قطر تغییر داده شد. طول دامنه حل هم از ۱۷ تا ۳۵ برابر قطر آزمایش شد. نتایج نشان داد که اگر شعاع و طول دامنه حل به ترتیب از ۱۲ و ۱۷ برابر قطر بزرگ‌تر باشد، جواب‌ها مستقل از ابعاد دامنه حل خواهند بود. در تحقیق حاضر از شعاع و طول دامنه حل به ترتیب برابر ۱۵ و ۲۰ برابر قطر استفاده شده است. سر استوانه هم به فاصله ۱۲/۵ برابر قطر از ورودی قرار داده شد.

تکنیک‌های عددی اتخاذ شده با استفاده از یک برنامه کامپیوتری که به زبان فرترن ۹۰[1] نوشته شد، اجرا شده است. در برنامه حاضر برای مدل‌سازی پدیده جدایش و بازگشت جریان محوری روی یک استوانه از یک روش چند-شبکه‌ای استفاده شده است. با استفاده از این روش نتایج حل یک شبکه درشتر، به صورت شرایط اولیه شبکه ریزتر استفاده می‌شود. روش چند-شبکه‌ای مورد استفاده از میانیابی Bi-linear برای تشکیل شرایط اولیه شبکه جدید استفاده می‌کند. علاوه بر این استفاده از روش چند-شبکه‌ای برای استفاده از نتایج به دست آمده برنامه‌های اجرا شده قبلی به عنوان شرایط اولیه در برنامه‌های جدید با تغییرات اعمالی مانند جابه‌جایی تراکم شبکه در تعداد گره تقریباً ثابت، تغییر ابعاد دامنه حل و بررسی استقلال جواب‌ها نسبت به تعداد گره‌های شبکه، موجب کاهش قابل توجه زمان اجرای برنامه تا نصف زمان مورد نیاز برای اجرای برنامه بدون استفاده از این روش می‌شود. با توجه به اینکه زمان اجرای هر برنامه بیش از ۱۱۰ ساعت با استفاده از روش چند- شبکه ای- است، استفاده از این روش در کاهش زمان اجرای برنامه بسیار مفید واقع شد.

در مدل‌سازی عددی مسائل شامل جدایش انتخاب معیارهای مناسب برای همگرایی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در مسئله حاضر از سه معیار باقیمانده‌ها، تغییر متغیرها در گام‌های زمانی متوالی و طول بازگشت به طور همزمان برای همگرایی مسئله استفاده شده است که مهم‌ترین آن‌ها طول بازگشت[2] جریان است که اساسی‌ترین ویژگی ساختار جدایش جریان است. شکل ۴ تغییرات طول برگشت را به ازای تعداد گام زمانی سپری‌شده نشان می‌دهد. همگرایی حل وقتی اتفاق می‌افتد که طول بازگشت ثابت شود و با افزایش زمان اجرای برنامه تغییر نکند.



شکل ۴- تغییرات طول برگشت در گام‌های زمانی تا رسیدن به همگرایی

کاهش و ثابت ماندن باقی‌مانده‌ها و تغییرات کمیت‌ها در گام‌های زمانی متوالی معیارهای دیگر همگرایی حل عددی هستند که در شرایط همگرایی رعایت شده‌اند.

۴- بررسی نتایج و صحت سنجی روش عددی

یکی از مهم‌ترین مشخصه‌های جریان مورد بررسی طول برگشت است. طول برگشت به فاصله بین نقطه جدایش و نقطه بازگشت جریان اطلاق می‌شود. نقطه بازگشت، محلی است که تنش برشی نزدیک‌ترین گره دیواره جانبی برابر صفر شود یا به عبارت دیگر محلی که سرعت محوری نزدیک‌ترین گره دیوار جانبی برابر صفر شود. مبنای اولیه و بنیادی صحت سنجی تکنیک‌های عددی مورد استفاده در مقاله حاضر طول برگشت است. یکی از ویژگی‌های طول بازگشت در جریان محوری حول استوانه در حالت آشفته مستقل بودن آن نسبت به عدد رینولدز است که در برخی منابع تجربی مانند [۱ - ۲] به این موضوع اشاره شده است. طول برگشت این جریان توسط أتا و همکاران [۱] در رینولدز ۴۰۸۰۰ تا ۶۰۰۰۰ و کیا و همکاران [۳] در رینولدز ۱۰۰۰۰۰ برابر ۱/۶ قطر گزارش شده است.

---

[1] Fortran 90

[2] Reattachment Length

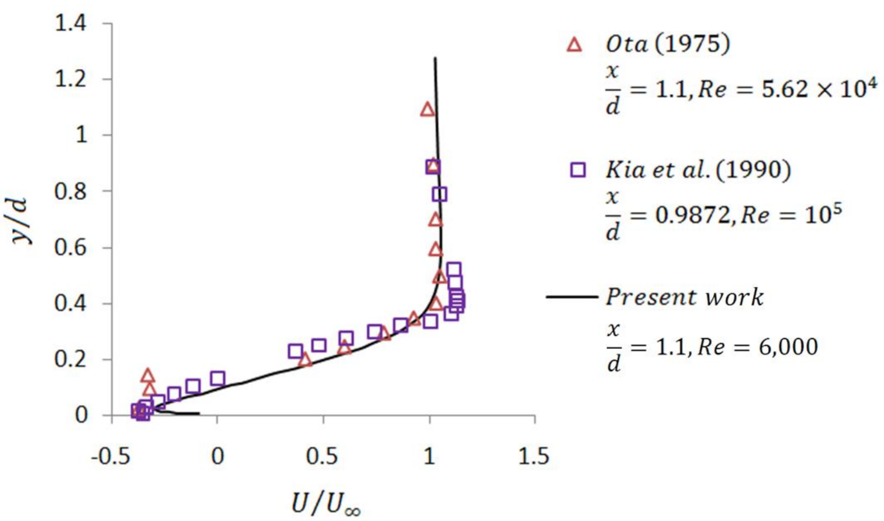
در تحقیق حاضر، با استفاده از مدل آشفتگی k-ε استاندارد طول برگشت برابر ۲/۰۸ به دست آمد یعنی حدوداً ۳۰ درصد بیشتر از مقدار مورد انتظار. این نتیجه نشان می‌دهد که مدل آشفتگی k-ε استاندارد روش مناسبی برای مدل‌سازی آشفتگی در این جریان نیست. توابع دیوار هم معمولاً برای مدل‌سازی جریان‌هایی که جدایش جریان نقش محوری در ساختار آن‌ها بازی می‌کند مناسب نیستند. این در حالی است که با استفاده از مدل آشفتگی SST طول برگشت حدوداً ۱/۶۲ برابر قطر به دست آمد که مطابقت بسیار خوبی با نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهد.

در ادامه، شکل‌های ۵ تا ۸ به مقایسه برخی مشخصه‌های دیگر جریان و مقایسه آن‌ها با نتایج تجربی می‌پردازد. در تمامی این اشکال، نتایج عددی مربوط به مدل آشفتگی SST است.

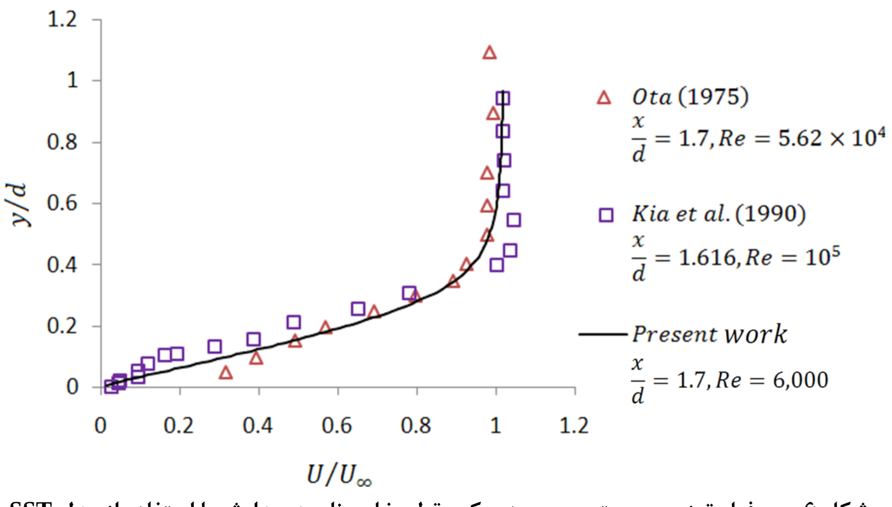
شکلهای ۵ و ۶ پروفیل سرعت را به ترتیب در یک مقطع داخل و خارج ناحیه جدایش نمایش می‌دهد. در همان شکل‌ها نتایج آزمایشگاهی ارائه شده توسط اُتا و همکاران [۱] و کیا و همکاران [۳] نمایش داده شده است. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود، تطبیق خوبی بین نتایج عددی حاضر و نتایج آزمایشگاهی وجود دارد.

مقایسه نتایج عددی حاضر و نتایج تجربی اُتا و همکاران [۱] و کیا و همکاران [۳] در شکل‌های ۴ تا ۸ نشان می‌دهد علی‌رغم اینکه عدد رینولدز نتایج نمایش داده شده با یکدیگر تفاوت کاملاً محسوسی دارند، اما نتایج بسیار به یکدیگر نزدیک هستند. نزدیک بودن متغیرهای متوسط-زمانی در این جریان در حالت آشفته توسط اُتا و همکاران [۱ - ۲] گزارش شده است که در شکل‌های ۴ تا ۸ به خوبی مشخص است.

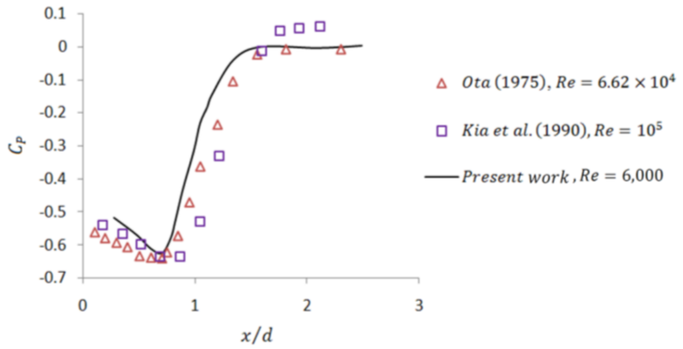
شکل ۷ توزیع فشار استاتیک روی سطح جانبی استوانه را نمایش می‌دهد که با رابطه (۲۰) به دست می‌آید. ضریب فشار، معیار مناسبی برای مطالعه جریان‌های آیرودینامیک و هیدرودینامیک است. در همان شکل نتایج عددی با نتایج تجربی اُتا و همکاران [۱] و کیا و همکاران [۳] مقایسه شده است و نشان می‌دهد نتایج عددی به دست آمده به نتایج تجربی نزدیک است.



شکل ۵- توزیع سرعت محوری در یک مقطع داخل ناحیه جدایش با استفاده از مدل SST



شکل ۶- پروفیل توزیع سرعت محوری در یک مقطع خارج ناحیه جدایش با استفاده از مدل SST



شکل ۷- توزیع فشار استاتیک روی دیواره جانبی استوانه با استفاده از مدل SST

$$C_p = (P - P_\infty)/\tfrac{1}{2}(\rho u_{in}^2) \qquad (۲۰)$$

شکل ۸ توزیع ضریب فشار را در سر استوانه (x=0) نمایش می‌دهد. میدان حل در r/R=0 در سر استوانه دارای یک نقطه سکون[1] است. بررسی میدان فشار در کل دامنه حل نشان می‌دهد که بیشترین مقدار فشار استاتیک در نقطه سکون سر استوانه (x , r = 0) اتفاق می‌افتد. در شکل ۸ مشاهده می‌شود. با فاصله گرفتن از نقطه سکون در سر استوانه و نزدیک شده به لبه، فشار کاهش می‌یابد. شدت کاهش فشار با نزدیک شدن به لبه استوانه (x = 0, r = d/2) شدیدتر می‌شود به طوری که در لبه استوانه گرادیان فشار به طور قابل ملاحظه‌ای بزرگ شده است. همان‌طور که در شکل مشخص شده است نتایج عددی تحقیق حاضر با نتایج تجربی فانگ [۵] مقایسه شده است و تطبیق خوبی بین نتایج عددی و تجربی مشاهده می‌شود.

یکی دیگر از نقاط سکون میدان حل در نقطه بازگشت جریان در محیط جانبی استوانه اتفاق می‌افتد. همان‌طور که در شکل ۷ مشاهده می‌شود فشار استاتیک روی دیواره استوانه درون ناحیه جدایش با نزدیک شدن به نقطه بازگشت جریان افزایش می‌یابد و پس از آن ثابت باقی مانده است. معیار ثابت شدن فشار روی سطح استوانه یکی از معیارهای پیدا کردن نقطه بازگشت جریان است که در برخی مقالات مانند مرجع [۱] از این روش هم استفاده شده است و معمولاً اختلاف بسیار اندکی با معیار تنش دیواره صفر پیدا می‌کند.

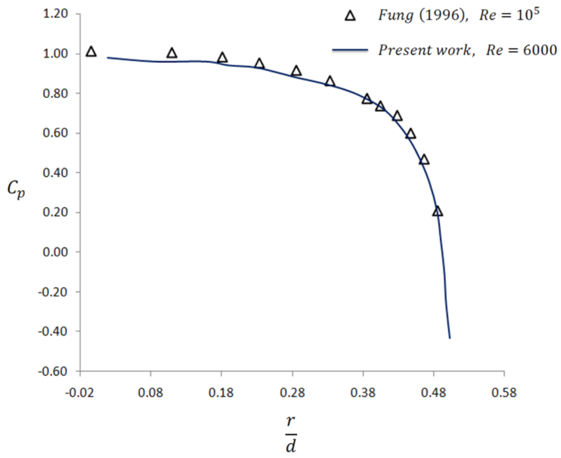
شکل ۹ کانتور سرعت محوری و بردارهای سرعت را در ناحیه جدایش و اطراف آن نمایش می‌دهد. مشاهده می‌شود سرعت جریان برگشتی در زیر گردابه اصلی به طور محسوسی افزایش یافته است.

شکل ۱۰ کانتور انرژی جنبشی آشفتگی را در ناحیه جدایش و اطراف آن نشان می‌دهد. با برخورد جریان به مانع، آشفتگی جریان یعنی انرژی جنبشی آشفتگی افزایش پیدا می‌کند. در نتیجه ادی‌هایی با ابعاد تقریبی مانع تولید می‌شوند. انرژی ادی‌های تولید شده با حرکت در راستای جریان توسط نیروهای اصطکاک داخلی و ویسکوزیته کاهش پیدا می‌کند. پس از آن قسمتی از انرژی ادی به گرما بقیه به ادی‌های کوچک‌تر تبدیل شده و سرعت‌های نوسانی و در نتیجه انرژی جنبشی آشفتگی کاهش پیدا می‌کند. شکسته شدن ادی‌های بزرگ‌تر و تبدیل آن‌ها به ادی‌های کوچک‌تر و کاهش انرژی جنبشی آشفتگی در راستای جریان ادامه پیدا می‌کند تا تمامی ادی‌ها به ادی‌هایی با ابعاد کولموگروف شکسته شده و کلاً به انرژی گرمایی تبدیل شوند و انرژی جنبشی آشفتگی هم به مقدار خود در جریان آزاد نزدیک می‌شود. به این ترتیب انرژی جنبشی آشفتگی در راستای جریانی که به یک مانع برخورد کرده است، معمولاً به صورت لایه‌لایه‌ای کاهش پیدا می‌کند که به آن حالت آبشاری نیز گفته می‌شود. تغییرات انرژی جنبشی آشفتگی در شکل ۱۰ حالت آبشاری توضیح داده شده را نمایش می‌دهد. بررسی میدان حل نشان می‌دهد انرژی جنبشی آشفتگی همان طور که انتظار می‌رود در نقاط سکون مسئله دارای یک مقدار کمینه است.

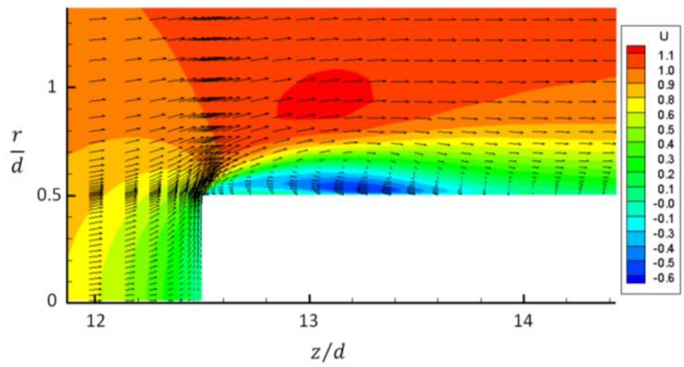
شکل ۱۱ کانتور ضریب فشار در ناحیه جدایش و اطراف آن را نمایش می‌دهد. مشاهده می‌شود فشار استاتیک در سر استوانه افزایش یافته است. هم‌چنین همان‌طور که انتظار می‌رود فشار در ناحیه جدایش کاهش یافته است. کاهش فشار در ناحیه جدایش و مخصوصاً مقدار و مکان حداقل فشار یکی از مشخصه‌های بسیار مهم در مدل‌سازی ناحیه جدایش است که تخمین دقیق آن‌ها نقش حیاتی در عملکرد بسیاری از ابزارآلات مرتبط با سیالات دارد. به عنوان مثال به منظور جلوگیری از اتفاق کاویتاسیون[2] در پمپ‌ها که منجر به فرسایش و تخریب سریع پمپ می‌شود، بایستی ناحیه جدایش، حداقل فشار در آن و محل آن با دقت کافی مدل‌سازی شود. چنانچه حداقل فشار در ناحیه جدایش از فشار تبخیر مایع در دمای کارکرد سیال در پمپ کمتر شود، حباب‌های بخار مایع تشکیل خواهد شد و کاویتاسیون اتفاق خواهد افتاد. توزیع فشار در سطح استوانه که در شکل ۷ نمایش داده شده است نشان می‌دهد، نتایج عددی به دست آمده از تحقیق حاضر، مکان و مقدار حداقل فشار را با دقت بسیار مناسبی مدل کرده است که به خوبی با نتایج تجربی منطبق است.

[1] Stagnation Point

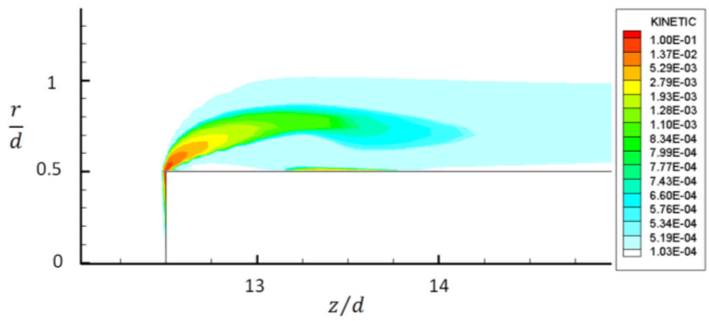
[2] Cavitation



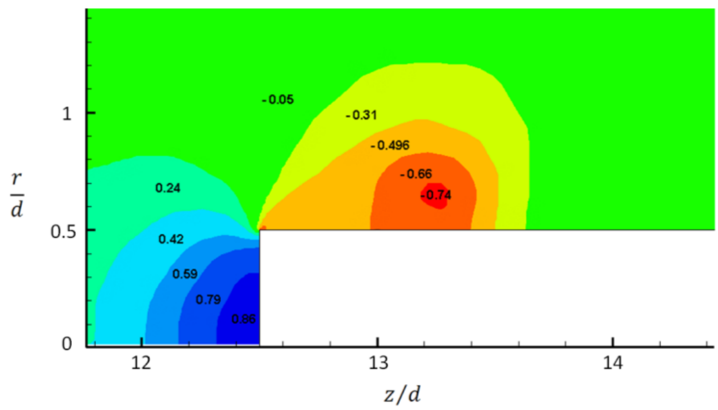
شکل ۸- توزیع ضریب فشار استاتیک روی دیوار سر استوانه با استفاده از مدل SST



شکل ۹- کانتور و سرعت محوری و بردار سرعت در ناحیه جدایش و اطراف آن با استفاده از مدل SST



شکل ۱۰- کانتور انرژی جنبشی آشفتگی در ناحیه جدایش و اطراف آن با استفاده از مدل SST



شکل ۱۱- کانتور ضریب فشار در ناحیه جدایش و اطراف آن با استفاده از مدل SST

۵- نتیجه گیری

هدف اصلی در مقاله حاضر بررسی برخی تکنیک‌های عددی و ارائه یک روش عددی مناسب برای مدل‌سازی پدیده جدایش و بازگشت در یک جریان محوری حول استوانه است. این جریان در برخی منابع مانند [۳ - ۵] به عنوان یک جریان بنیادی در بررسی جدایش و بازگشت جریان معرفی شده است و کاربردهای متنوع مهندسی در مباحث آیرودینامیک و هیدرودینامیک می‌تواند داشته باشد.

در این مدل‌سازی معادلات دو-بعدی در مختصات استوانه‌ای با استفاده از روش حجم محدود گسسته شده است. میدان فشار-سرعت در تحقیق حاضر با استفاده از الگوریتم SIMPLER حل شد. برای گسسته‌سازی جملات جابه‌جایی از روش مرتبه اول بالادست و برای گسسته‌سازی جملات پخش از روش مرکزی مرتبه دوم استفاده شده است. همچنین از یک شبکه جابه‌جا شده، سازمان یافته و غیریکنواخت استفاده شده است.

آزمایش‌های عددی در تحقیق حاضر نشان داد که استفاده از روش گسسته‌سازی هیبرید برای گسسته سازی جمله جابه‌جایی معادلات مومنتوم می‌تواند منجر به اعمال خطا در مدل‌سازی جریان شود. هم‌چنین استفاده از الگوریتم SIMPLE یا حل معادلات به صورت پایدار به جای حل غیردائم نیل به همگرایی حل عددی را با مشکلات قابل ملاحظه‌ای روبرو می‌کند.

در تحقیق حاضر مشخص شد که مدل آشفتگی k-ε استاندارد برای مدل‌سازی این جریان مناسب نیست در حالی که مدل آشفتگی SST ساختار جدایش و بازگشت جریان را به خوبی مدل می‌کند.

هم‌چنین با استفاده از روش چند- شبکه‌ای و وارد کردن نتایج برنامه اجرا شده در شبکه‌های درشت‌تر یا برنامه‌های قبلی، سرعت اجرای برنامه تا دو برابر افزایش یافت.

تکنیک‌های عددی مورد نظر در یک برنامه کامپیوتری به زبان فرترن ۹۰ نوشته و اجرا شده‌اند. برای راستی آزمایی کد نوشته شده و تکنیک‌های عددی به کار رفته، برخی نتایج عددی به دست آمده مانند طول برگشت، پروفیل‌های سرعت و توزیع فشار استاتیک روی سطح دیواره جانبی با نتایج تجربی موجود مقایسه شد و انطباق خوبی بین آن‌ها مشاهده شد.

در نهایت ساختار جدایش و بازگشت جریان مورد مطالعه قرار گرفت. مقایسه نتایج تجربی در رینولدزهای مختلف با هم و مقایسه آن‌ها با نتایج عددی تحقیق حاضر، نزدیک بودن متغیرهای متوسط-زمانی در رینولدزهای متفاوت در حالت آشفته را تایید می‌کند. هم-چنین کانتور سرعت، انرژی جنبشی آشفتگی و میدان فشار مورد بحث قرار گرفت.

تکنیک‌های عددی بحث شده و کد نوشته شده برای مدل‌سازی این جریان، می‌تواند در بررسی‌های آتی این جریان مانند انتقال حرارت و کنترل جدایش و یا در جریان‌های مشابه که در آن‌ها پدیده جدایش اتفاق می‌افتد، به کار رود.

۶- مراجع

[1] Ota T (1975) An axisymmetric separated and reattached flow on a longitudinal blunt circular cylinder. J Appl Mech. 97: 311–315.

[2] Ota T, Motegi H (1980) Turbulence measurements in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. J Appl Mech. 47: 1–6.

[3] Kiya M, Mochizuki O, Tamura T, Ishikawa R (1991) Turbulence properties of an axisymmetric separation-and-reattaching flow. AIAA J. 29: 936–941.

[4] Govinda Ram H, Arakeri V (1990) Studies on unsteady pressure fields in the region of separating and reattaching flows. J Fluids Eng. 112: 402–408.

[5] Fung K (1996) Unsteady measurements near leading edge of separated flow. JSME Int J. 39: 354–360.

[6] Ota T, Kon N (1977) Heat transfer in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. J Heat Transfers, 99: 155–157.

[7] Sparrow E, Kang S, Chuck W (1987) Relation between the points of flow reattachment and maximum heat transfer for regions of flow separation. Int J Heat Mass Transfer, 30: 1237–1246.

[8] Higuchi H, Sawada H, Van Langen P (2005) Flow over a Magnetically Suspended Cylinder in an Axial Free Stream. Report/Patent Number: AIAA PAPER: 2005–1078.

[9] Higuchi H, Van Langen P, Sawada H, Tinney C (2006) Axial Flow Over a Blunt Circular Cylinder with and without Shear Layer Reattachment. J Fluids and Structures, 22: 949–959.

[10] Higuchi H, Sawada H, Kato H (2006) Separated Flow Field over Blunt Circular Cylinder Suspended Magnetically in Free-Stream Direction. 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit (p. 3552). San Francisco, California. Report/Patent Number: AIAA-2006-3552.

[11] Higuchi H, Sawada H, Kato H (2008) Sting–free Measurements on a Magnetically Supported Right Circular Cylinder aligned with the Free Stream. J Fluid Mech. 596: 49–72.

[12] Halim A, Ghia U (1987) Longitudinal flow along circular cylinders and thick plates, including blunt leading-edge separation. AIAA J. 25(5): 655–658.

[13] Tutty O, Price W, Parsons A (2002) Boundary layer flow on a long thin cylinder. Phys. Fluids. 14:628–637.

[14] Tutty O (2008) Flow along a long thin cylinder. J Fluid Mech. 602: 1–37.

[15] Monte S, Sagaut P, Gomez T (2011) Analysis of turbulent skin friction generated in flow along a cylinder. Physics of Fluids. 23 065106 (9 pages).

[16] Sawchuk S, Zamir M (1992) Boundary layer on a circular cylinder in axial flow. Int J Heat Fluid Flow. 13: 184–188.

[17] Frederich O, Thiele F (2011) Turbulent flow dynamics caused by a truncated cylinder. Int J Heat Fluid Flow. 32: 546–557.

[18] Ong M,Utnes T, Holmedal L, Myrhaug D, Pettersen B (2010) Numerical simulation of flow around a circular cylinder close to a flat seabed at high Reynolds numbers using a k–ε model. Coastal Eng, 57: 931–947.

[19] Moshkin N,Sompong J (2010) Numerical simulation of flow and forced convection heat transfer in crossflow of incompressible fluid over

two rotating circular cylinders. Suranaree Journal of Science and Technology, 17 (1): 87–104.
[20] Goodarzi M, Lashgari P (2008) An optimized multi-block method for turbulent flows. World Academy of Science, Engineering and Technology, 48: 94–97.
[21] Launder B, Spalding D (1972) Lectures in mathematical models of turbulence. London, England. Academic Press.
[22] Launder B, Spalding D (1974) The numerical computation of turbulent flows. Comput Method Appl M, 269–289.
[23] Menter F. R (1993) Zonal two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. 24th AIAA Fluid Dynamics Conference, 67: 1–21.
[24] Menter F (1994) Two–equation eddy–viscosity turbulence models for engineering applications. AIAA Journal, 32(8): 1598–1605.
[25] Menter F, Kuntz M, Langtry R (2003) Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence, Heat Mass Transfer: 625–632.
[26] Wilcox D (1998) Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, Inc.
[27] Patankar S (1980) Numerical heat transfer and fluid flow. New York: Hemisphere.
[28] Versteeg HK, Malalasekera W (2007) An introduction to computational fluid dynamics the finite volume method, Prentice Hall: Pearson.
[29] Ferziger J, Peric M (1999) Computational methods for fluid dynamics (2nd ed). Springer.
[30] Ghazanfarian J, Nobari M (2009) A numerical study of convective heat transfer from a rotating cylinder with cross-flow oscillation. Int J Heat Mass Transfer, 52: 5402–5411.
[31] Wilcox D (1988) Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. AIAA Journal: 1299–1310.