

بررسی عددی جریان تراکم ناپذیر اطراف مربع در حال نوسان به روش المان محدود CBS

حمید نادران طحان

کارشناس ارشد

دانشکده‌ی مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر

محمد رضا حیرانی نوبری

استادیار

چکیده

در این مقاله، جریان دو بعدی اطراف مربع در حال نوسان عرضی، شبیه‌سازی شده است. برای این منظور از یک روش ابتکاری المان محدود استفاده شده است که در آن، تجزیه روی خط مشخص صورت می‌گیرد و برای نخستین بار بر شبکه‌ی متحرک، اعمال شده است. با ترکیب روش حل و شبکه‌ی متحرک بی‌سازمان، بررسی جریان اطراف جسم در حال نوسان ممکن می‌شود. شبیه‌سازی به ازای مقادیر مختلف از فرکانس نوسان برای سیلندر با مقطع مربعی اجرا شد. نتایج حاصل، حاکی از بروز پدیده‌ی قفل شدن گردابه‌ها همانند وضع استوانه‌ای با مقطع دایره‌ای است. همچنین اثر قفل شدن روی میدان جریان و تغییرات ضریب پسای میانگین بررسی شده است.

کلمات کلیدی

نوسان عرضی، جریان تراکم ناپذیر، روش اجزاء محدود، مربع در حال نوسان.

A Numerical Investigation of Incompressible Flow Past a Cross Flow Oscillating Square Cylinder By a CBS Finite Element Method

M.R.H. Nobari
Assistant professor

H. Naderan
M.Sc.

Department of Mechanical Engineering,
Amirkabir University of Technology

Abstract

In this article two dimensional flow past on a cross flow oscillating square cylinder is numerically simulated. A novel finite element method, characteristic based splitter (CBS), is coupled with a moving unstructured mesh scheme, which has capability to maintain original element shapes in motion scaled free from collapsed elements. This property enables better analyzing the flow field on a moving body. The numerical simulation is carried out at various values of oscillation frequency. The numerical results indicate that in the case of square cylinder the lock-on region for the wakes appears similar to the circular cylinder. The effect of lock-on on the flow field as well as mean drag coefficient is investigated.

جریان اطراف جسم در حال نوسان، چه از نظر فیزیک جریان و چه از نظر کاربردی اهمیت دارد. نظرگاه فیزیکی تلفیق جدا شدن گردابه‌ها و حرکت جسم، سبب ایجاد پدیده‌هایی مثل قفل شدن گردابه‌ها، پسماند و تغییر ضریب پسا می‌شود که در جریان اطراف جسم ثابت، رخ نمی‌دهد. ساختمان‌های بلند، دودکش‌ها، سازه‌های معلق، سازه‌های دریایی نمونه‌هایی از کاربرد این مسأله هستند.

مطالعه‌ی جریان اطراف استوانه با مقطع مستطیلی در حال نوسان اجباری، نشان می‌دهد که در این حالت، همانند استوانه با مقطع دایره‌ای، پدیده‌ی قفل شدن گردابه‌ها رخ می‌دهد [۱]. همچنین ضریب پسای میانگین با تغییر فرکانس نوسان، تغییر می‌کند و در فرکانس استرومال به بیشترین مقدار خود می‌رسد. الگوی جدا شدن گردابه‌ها نیز در فرکانس‌های کمتر و بیشتر از فرکانس استرومال با هم متفاوت است [۲].

نوسان طولی مستطیل با نسبت ابعاد مختلف و مربع به عنوان حالت خاصی از آن، توسط «اوکاجیما» [۳] بررسی و شرایطی تحت آن نوسان خودبه‌خودی به وقوع می‌پیوندد مشخص شده است.

در این مقاله، نوسان عرضی یک استوانه با مقطع مربع در جریان دوبعدی، با استفاده از یک روش المان محدود ابتکاری بررسی می‌شود. در دینامیک سیالات محاسباتی، بر خلاف مکانیک جامدات، روش‌های المان محدود به دلیل ناتوانی در روبروایی با جریان‌ها دارای جابجایی شدید و بروز نوسانات اضافی در جواب، با استقبال کمتری روبرو شده‌اند. برای رفع این نقص دو روش به طور عمده مورد استفاده قرار گرفته است: روش اول، استفاده از فرمول‌بندی «پتروف - گلرکین» است [۴]. روش دوم بر پایه‌ی به کار بردن فرمول‌بندی حداقل مرتب‌ت به جای روش گلرکین استاندارد بنا شده است. اگرچه استفاده از این روش‌ها، مسأله‌ی مرتبط باجمله‌ی جابجایی را حل می‌کند، اما به دلیل وجود ماتریس ضرایب نامتقارن (روش پتروف گلرکین) و جملات اضافی با درجه‌ی بالا (روش حداقل مرتب‌ت) حل مسایل جریان گذرا با این روش‌ها نزدیک به صافه نیست. روشی که در این مقاله به کار رفته است بر پایه‌ی کارهای «زینکوویچ» و همکاران است [۵-۸]، که برای نخستین بار در این مقاله بر شبکه‌ی متحرک اعمال شده است. با استفاده از این روش، امکان استفاده از فرمول‌بندی «گلرکین» استاندارد بدون بروز مشکل وجود دارد. همچنین در این روش بدون توجه به المان بکاررفته، نیاز به ارضای شرط «بابوشکا- برزی» و، بی توجه به نوع المان به کار رفته، لزوم استفاده از شبکه‌ی جابجا شده برطرف می‌شود. چون جسم، در حال حرکت نوسانی است، از یک شبکه‌ی متحرک برای حل جریان استفاده شده است. معادلات اساسی جریان در دستگاه مختصات ALE بازنویسی شده تا امکان ترکیب روش حل و شبکه‌ی متحرک فراهم شود. روش ALE یک روش دلخواه لاگرانژی- اویلری است. بدین ترتیب که وقتی این شبکه ثابت باشد، نتایج حاصل توصیف اویلری خواهند داشت. اگر نقاط شبکه با سرعت ذرات سیال جا به جا شوند، نتایج حاصل، منطبق بر دیدگاه لاگرانژی است. اگر نقاط شبکه، حرکت مستقلی داشته باشند، نتایج را نمی‌توان به هیچ یک از دو دیدگاه نسبت داد؛ پس لازم است معادلات حاکم در یک دستگاه با حرکت دلخواه فرمول‌بندی شوند. در این بررسی حالت سوم اتفاق می‌افتد. برای درک جزئیات بیشتر درباره‌ی روش ALE مراجع [۹] و [۱۰] معرفی می‌شوند.

روابط حاکم

روابط حاکم بر مسأله‌ی مورد نظر، معادلات ناویر- استوکس برای جریان تراکم ناپذیر بدون انتقال حرارت داده شده است. با توجه به فرضیات بالا و استفاده از نمادنویسی اندیسی، معادله‌های پیوستگی و مومنوم (بدون وجود نیروهای حجمی) به صورت زیر است:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

که در آن‌ها u_i مؤلفه‌های سرعت، p فشار و ν ضریب چسبندگی سینماتیک است.

روش عددی

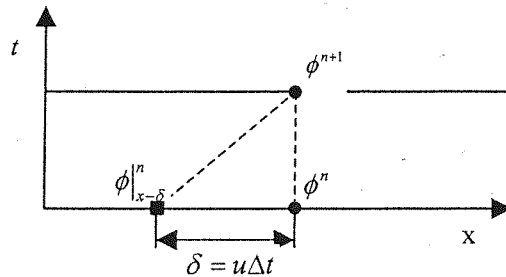
برای فرمول‌بندی روش حل، ابتدا معادله‌ی جابجایی- نفوذ برای خاصیت دلخواه ϕ بررسی شده و سپس با جای‌گذاری مؤلفه‌های سرعت به جای ϕ نتیجه‌ی حاصل به معادلات ناویر- استوکس تعمیم داده می‌شود.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \phi u_j)}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) - Q(x) = 0 \quad (3)$$

در معادله‌ی بالا ϕ یک کمیت اسکالر، k ضریب نفوذ و $Q(x)$ جمله‌ی چشمه است. با تغییر متغیر $dx'_i = dx_i - u_i dt$ و جای‌گذاری در (3)، معادله‌ی (4) به دست می‌آید. خطوط $x' = \text{const}$ ، خطوط مشخصه‌ی معادله‌ی (3) هستند و با تغییر متغیر مزبور، در واقع، معادله‌ی (3) در جهت مشخصه‌های خود نوشته شده است.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x'_j} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x'_j} \right) - Q(x') = 0 \quad (4)$$

همان گونه که می‌بینید، جمله‌ی جابجایی در معادله‌ی (4) حذف شده است، و بنابراین می‌توان روش استاندارد گلرکین را برای تجزیه‌ی مکانی به کار برد. با تجزیه‌ی زمانی این معادله به روش کرنک - نیکلسون در جهت مشخصه، طبق شکل (1) می‌توان نوشت:



شکل (1): بسط تیلور در امتداد مشخصه در حالت یک بعدی.

$$\frac{1}{\Delta t} (\rho \phi^{n+1} - \rho \phi^n|_{x-\delta}) \approx \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) - Q \right]^{n+1} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) - Q \right]^{n+1/2} \quad (5)$$

با بسط دادن کمیت‌ها در زمان $t = n$ حول نقطه‌ی x و جای‌گذاری مقدار $\delta_j = \bar{u}_j dt$ که \bar{u}_j مؤلفه‌های سرعت متوسط در فاصله‌ی زمانی مورد نظر است، معادله‌ی (6) حاصل می‌شود. شکل (1)، نحوه‌ی بسط دادن را در حالت یک بعدی نشان می‌دهد.

$$\rho \phi^{n+1} - \rho \phi^n = -\Delta t \left\{ \bar{u}_j \frac{\partial \phi^n}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)^{n+1/2} + Q^{n+1/2} \right\} + \frac{\Delta t^2}{2} \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{u}_l \frac{\partial \phi}{\partial x_l} - \frac{\partial}{\partial x_l} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x_l} \right) + Q \right\}^n \quad (6)$$

در این جا با انتخاب تقریب‌های مختلف برای \bar{u}_j نتایج متفاوتی به دست می‌آید. با انتخاب $\bar{u}_j = u_j^n - u_j^n \Delta t \frac{\partial u_j^n}{\partial x_j}$ معادله‌ی

حاصل با معادله‌ی بدست آمده از روش تیلور- گلرکین یکی خواهد بود. در روش حاضر، تقریب $\bar{u}_j = \frac{1}{2} (u_j^{n+1} + u_j^n|_{x-\delta})$ توسط زینکوویچ [8] توصیه شده، به کار رفته است. اگر جملات $n+1/2$ با n جایگزین شود، روش صریح خواهد شد. پس از جای‌گذاری، معادله‌ی (7) به دست می‌آید. با این تقریب، پایداری معادله‌ی (7)، مشروط خواهد بود:

$$\rho \phi^{n+1} - \rho \phi^n = -\Delta t \left\{ u_j \frac{\partial \phi}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + Q \right\}^n + \frac{\Delta t^2}{2} u_j^n \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ u_l \frac{\partial \phi}{\partial x_l} - \frac{\partial}{\partial x_l} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x_l} \right) + Q \right\}^n \quad (7)$$

$$u_i^{n+1} - u_i^n = \Delta t \left[-u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i) + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right]^n + \frac{\Delta t^2}{2} u_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left[u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right]^n \quad (8)$$

معادله‌ی (۷) برای هر کمیت اسکالری از جمله مؤلفه‌های سرعت برقرار است. همانگونه که دیده می‌شود، در این روش هم جملات اضافه‌ای در معادله ظاهر شده که سبب پایدار شدن حل در شرایط جابجایی شدید می‌شوند با این تفاوت که این جملات به صورت تجربی اضافه نشده‌اند.

برای فرمول‌بندی معادلات ناویر-استوکس در حالت تراکم ناپذیر، روش تصویر (Projection method) مورد استفاده قرار گرفته است. ابتدا معادله‌ی مومنتوم با روشی که ذکر شد، مطابق با (۸)، تجزیه می‌شود. توجه شود که در این معادله از جملات مرتبه‌ی بالا صرف‌نظر شده است.

در این مرحله با گرادینان فشار به عنوان یک جمله‌ی چشمه رفتار می‌شود. سپس با استفاده از سرعت کمکی u_i^* ، معادله‌ی حاصل به دو معادله‌ی (۹) و (۱۰) تقسیم می‌شود.

$$u_i^* - u_i^n = \Delta t \left[-u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i) + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right]^n + \frac{\Delta t^2}{2} u_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left[u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i) \right]^n \quad (9)$$

$$u_i^{n+1} - u_i^* = -\frac{\Delta t}{\rho} \frac{\partial p^n}{\partial x_i} - \frac{\Delta t^2}{2\rho} u_k \frac{\partial^2 p^{n+1}}{\partial x_k \partial x_i} \quad (10)$$

برای محاسبه‌ی فشار، معادله‌ی (۱۰) در معادله‌ی پیوستگی، جایگزین می‌شود و با ساده کردن و حذف جملات مرتبه‌ی بالا، معادله‌ی پواسون (۱۱) برای فشار به دست می‌آید:

$$\frac{\partial^2 p^{n+1}}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\rho}{\Delta t} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} \quad (11)$$

آن گاه، با شروع از مقادیر سرعت و فشار در زمان t^n ، نخست مقدار u_i^* از معادله‌ی (۹) محاسبه می‌شود و با کمک آن میدان فشار در زمان t^{n+1} از معادله‌ی (۱۱) به دست می‌آید. در آخر نیز مقادیر u_i^* با استفاده از معادله‌ی (۱۰) تصحیح شده و u_i^{n+1} حاصل می‌شود.

تجزیه‌ی مکانی معادلات (۹)-(۱۱) با روش استاندارد گلرکین به سادگی انجام پذیر است. برای نوع تقسیم معادلات که در بالا ذکر شد، شرط بابوشکا و برزی، بی توجه به تعداد نقاط سرعت و فشار در المان، همواره برقرار است [۸]. این؛ یعنی، بر خلاف بیشتر روش‌های موجود درجه‌ی توابع شکلی فشار و سرعت از هم مستقل هستند. در اینجا از توابع درجه‌ی یک برای هر دو متغیر استفاده شده است. با فرض $U_i = \mathbf{N}^T \tilde{\mathbf{U}}_i$ و $p = \mathbf{N}^T \tilde{p}_i$ که بردار توابع شکلی و کمیت‌های دارای بالانویس ~ مقادیر متغیرها روی نقاط هستند، اعمال روش گلرکین و انتگرال گیری جزء به جزء جملات نفوذ و پایدار کننده، معادله‌های زیر حاصل می‌شود:

$$\mathbf{M} \tilde{\mathbf{u}}_m^* = \mathbf{M} \tilde{\mathbf{u}}_m^n - \Delta t (\mathbf{C}_u \tilde{\mathbf{u}}_m + \nu \mathbf{H} \tilde{\mathbf{u}}_m - \mathbf{f}_m)^n - \Delta t^2 (\mathbf{K}_u \tilde{\mathbf{u}}_m)^n \quad (12)$$

$$\Delta t \mathbf{H} \tilde{\mathbf{p}}^{n+1} = \mathbf{G}_m \tilde{\mathbf{u}}_m^* - \mathbf{f}_p \quad (13)$$

$$\mathbf{M} \tilde{\mathbf{u}}_m^{n+1} = \mathbf{M} \tilde{\mathbf{u}}_m^* - \Delta t \left[\mathbf{G}_m^T \tilde{\mathbf{p}}^{n+1} + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{P}_m \tilde{\mathbf{p}}^n \right] \quad (14)$$

ماتریس‌ها و بردارهای استفاده شده در روابط (۱۲) تا (۱۴) به ترتیب زیر تعریف می‌شوند. (در همه روابط بالا، i, j, k, l از ۱ تا ۳ و:

$$M_{ij} = \int_{\Omega} N^i N^j d\Omega \quad (15)$$

$$C_{ij} = \int_{\Omega} N^i u_k \frac{\partial N^j}{\partial x_k} d\Omega \quad (16)$$

$$H_{ij} = \int_{\Omega} \frac{\partial N^i}{\partial x_k} \frac{\partial N^j}{\partial x_k} d\Omega \quad (17)$$

$$K_{ij} = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} u_l u_k \frac{\partial N^i}{\partial x_l} \frac{\partial N^j}{\partial x_k} d\Omega \quad (18)$$

$$G_{m_j} = \int_{\Omega} \frac{\partial N^i}{\partial x_m} N^j d\Omega \quad (19)$$

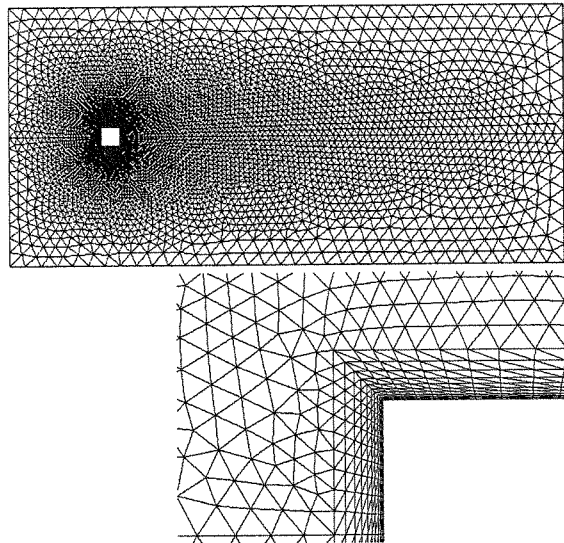
$$P_{m_j} = \int_{\Omega} u_k \frac{\partial N^i}{\partial x_k} \frac{\partial N^j}{\partial x_m} d\Omega \quad (20)$$

$$f_{m_i} = \left[\int_{\Gamma} N^i v \frac{\partial u_m}{\partial x_j} n_j d\Gamma \right]^n \quad (21)$$

$$f_i^p = \int_{\Gamma} N^i \left(u_j^* - \Delta t \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_j} \right) n_j d\Gamma \quad (22)$$

m از ۱ تا ۲ تغییر می‌کند.

برای شبیه‌سازی جریان اطراف جسم در حال نوسان، از یک شبکه‌ی بی‌سازمان متحرک استفاده شده است. به این ترتیب هیچ‌گونه محدودیتی در شکل، تعداد و نوع حرکت جسم نخواهد بود [۱۱]. از نظر ارضای قوانین بقای هندسی، روش مورد استفاده برای شبکه‌ی متحرک در اینجا (ALE) نسبت به سایر روش‌ها عملکرد بهتری دارد. گرچه قوانین فوق بطور کامل ارضا نمی‌شوند ولی بررسی‌های به عمل آمده نشان می‌دهد که نتایج فیزیکی حاصل، کمتر تحت تاثیر قرار می‌گیرند [۱۲]. از سوی دیگر روش عددی مورد استفاده در این مقاله، روش صریح (explicit) است و برای حفظ پایداری، باید گام‌های زمانی کوچکتری برداشته شود. برای همین در این حالت، اثر عدم ارضای کامل بقای هندسی چندان قابل توجه نیست. در روشی که به کار رفته، اتصالات شبکه با فترهای طولی مدل شده و در هر رأس المان نیز یک فنر پیچشی قرار دارد [۱۳]. استفاده از المان پیچشی از تغییر شکل بیش از حد المان‌ها در جابجایی‌های بزرگ جلوگیری می‌کند. با توجه به این که در مرزهای شبکه، میزان جابجایی نقاط مشخص است، با حل معادلات تعادل نیرو روی نقاط شبکه، میزان جابجایی نقاط داخلی به دست می‌آید.

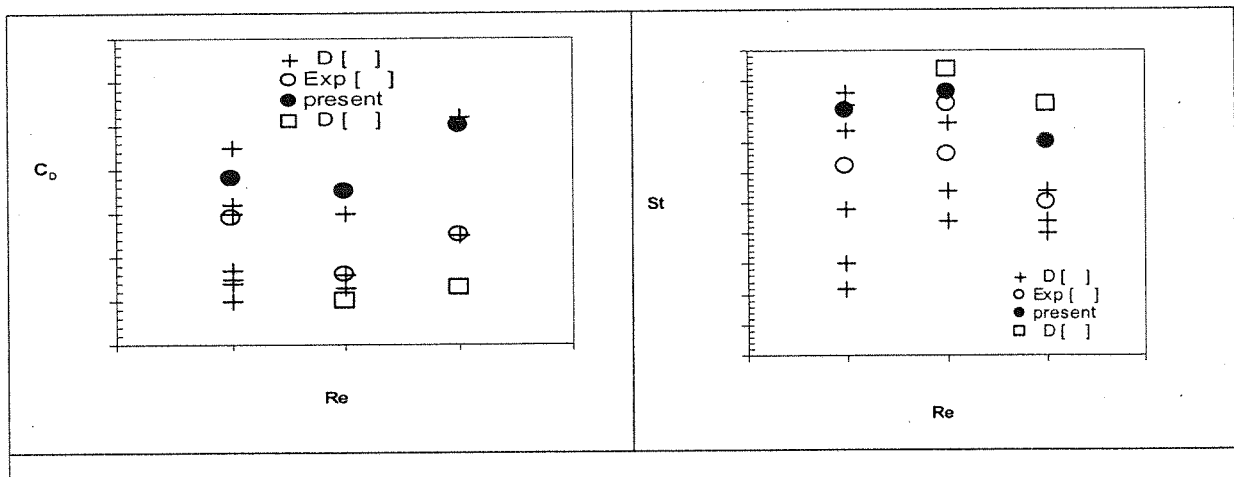


شکل (۲): شبکه‌ی استفاده شده (بالا) و نمای نزدیک سطح مربع (پایین).

تأیید روش عددی

برای اجرای محاسبات بالا یک کد کامپیوتری به زبان C++ نوشته شد. برای تأیید این برنامه، مسایل متفاوتی شبیه‌سازی و نتایج آن با کارهای دیگران مقایسه شد [۱۴]. در اینجا جریان اطراف مربع ساکن در اعداد رینولدز مختلف به عنوان نمونه آورده شده است. شکل (۲) شبکه‌ی عددی مورد استفاده را که شامل ۹۸۴۲ المان مثلثی و ۵۰۰۸ گره است و نمای نزدیک سطح جسم را نشان می‌دهد.

شبیه‌سازی در اعداد رینولدز ۱۰۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ اجرا شده است. عدد رینولدز جریان به صورت $Re_l = \frac{U_{\infty} l}{\nu}$ که در آن l طول ضلع مربع و U_{∞} سرعت جریان آزاد است، تعریف شده است. مقادیر به دست آمده برای ضریب پسا و عدد استروهل در جدول (۱) ارائه شده است. در شکل ۳ نتایج عددی به دست آمده برای سیلندر مربعی ساکن با نتایج تجربی و عددی دیگران مقایسه شده است همان گونه که در شکل مشخص است، نتایج به دست آمده، برای ضریب پسا و عدد استروهل تطابق مناسبی را نشان می‌دهد. بنابراین با توجه به درستی عملکرد کد، در زیر نتایج عددی به دست آمده برای جریان حول مربع در حال نوسان آورده می‌شود.



شکل (۳): مقایسه‌ی نتایج عددی و تجربی مختلف در بررسی جریان اطراف مربع ثابت با نتایج به دست آمده.

جدول (۱): نتایج شبیه‌سازی جریان اطراف مربع ساکن.

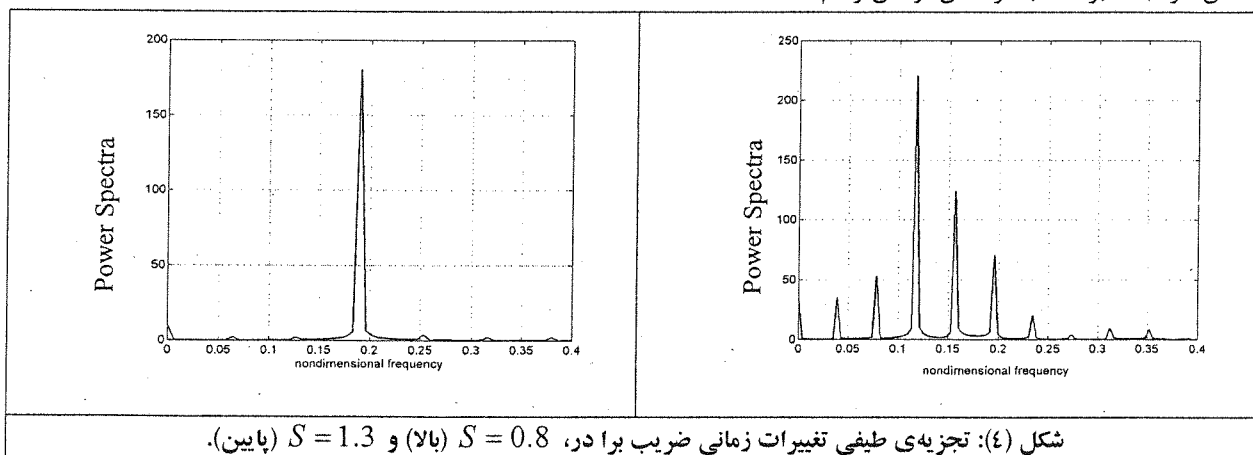
Re_l	C_d	St
100	1.68	0.150
200	1.65	0.153
300	1.8	0.145

جریان اطراف مربع در حال نوسان عرضی

بیشتر کارهای عددی و تجربی ارائه شده برای جریان روی سیلندر مربعی، برای سیلندر مربعی ساکن بوده و برای سیلندر مربعی در حال نوسان کار چندانی صورت نگرفته است. برای شبیه‌سازی جریان اطراف مربع نوسانی از شبکه‌ی نشان داده شده در شکل (۲) استفاده شده است. حرکت نوسانی جسم مطابق با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود.

$$y = A \sin(2\pi f_s t S) \quad (23)$$

که در آن، y جا به جایی عرضی استوانه، A دامنه‌ی نوسان، f_s فرکانس استروهاال، S یک ضریب و t زمان است. شبیه‌سازی به ازای مقدار $A = 0.3l$ و مقادیر متفاوت S برابر با 0.8، 0.9، 1.0، 1.3، 1.4 و 1.5 اجرا شده و از بین آنها نتایج برای دو حالت $S = 0.8$ و $S = 1.3$ نشان داده شده است. دیگر حالت‌ها مشابه دو حالت فوق هستند. عدد رینولدز جریان برابر با ۳۰۰ انتخاب شده است. با تجزیه‌ی طیفی منحنی تغییرات زمانی ضریب برا در می‌توان به فرکانس جدا شدن گردابه‌ها دست یافت. شکل (۴) نتیجه‌ی تجزیه‌ی طیفی را برای حالت‌های $S = 0.8$ و $S = 1.3$ نشان می‌دهد. در شکل (۵) فرکانس جدا شدن گردابه‌ها بر حسب فرکانس نوسان رسم شده است.

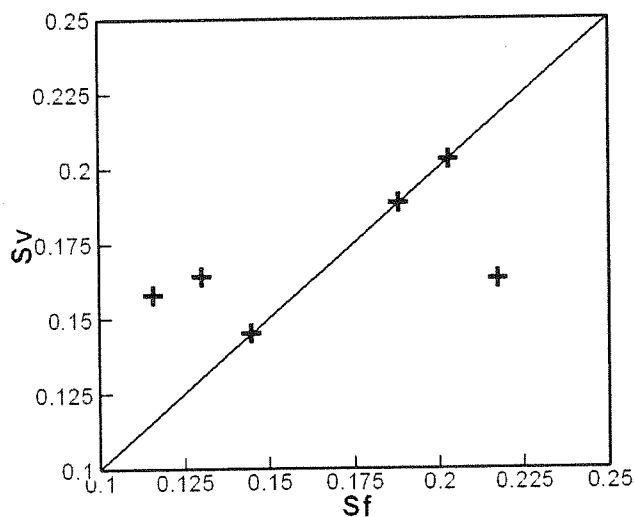


نتایج عددی نشان می‌دهد با افزایش فرکانس نوسان از $S = 0.8$ تا $S = 1.0$ جدا شدن گردابه‌ها تحت تأثیر فرکانس نوسان و فرکانس استروهاال است. در $S = 1.0$ (مشابه $S = 1.3$) پدیده‌ی قفل شدن گردابه‌ها رخ می‌دهد و فرکانس جدا شدن بر فرکانس نوسان منطبق می‌شود. این انطباق تا $S = 1.5$ ادامه دارد و در این جا بار دیگر هماهنگی بین جدا شدن گردابه‌ها و نوسان استوانه از بین می‌رود.

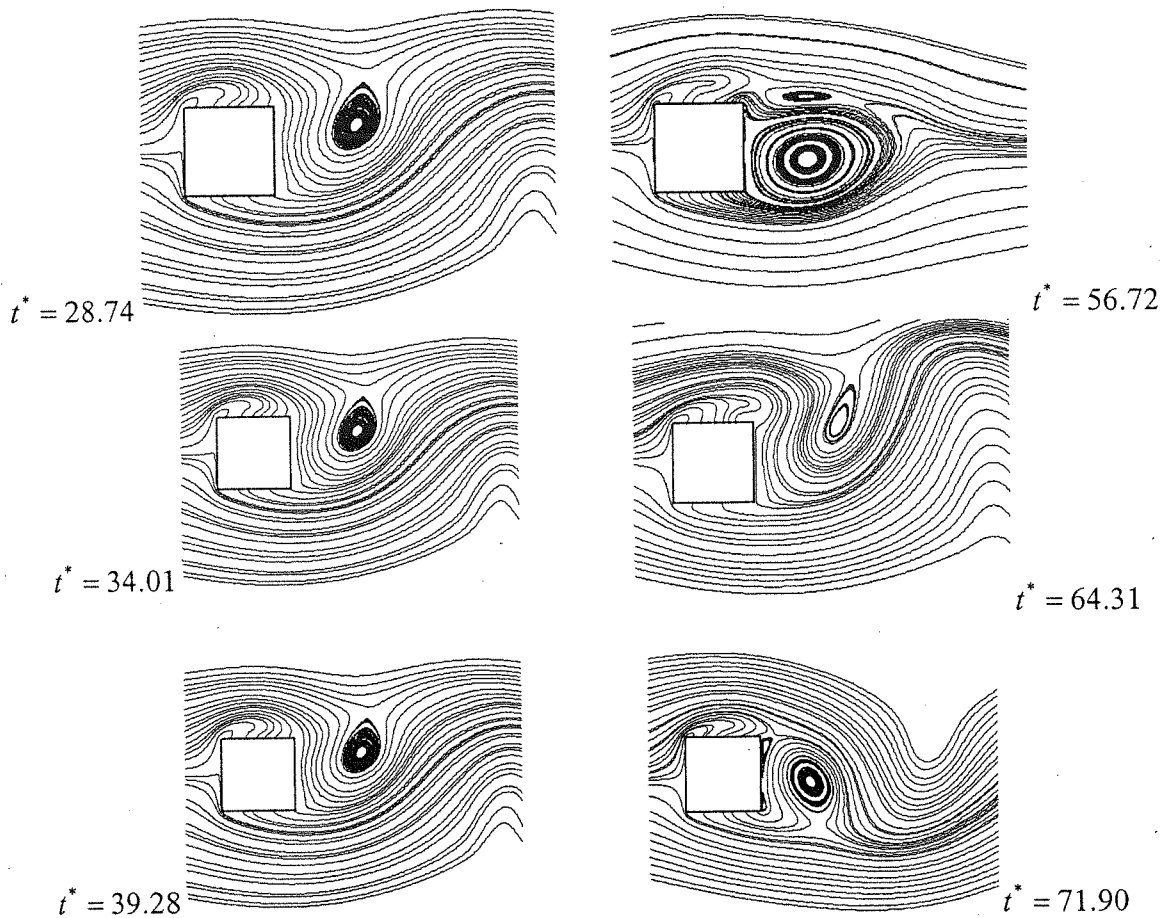
وقوع قفل شدن تأثیر قابل مشاهده‌ای روی شکل و الگوی جدا شدن گردابه‌ها دارد. برای نمونه در شکل (۶) خطوط جریان در دو مقدار $S = 0.8$ (عدم وقوع قفل شدن) و $S = 1.3$ (وقوع قفل شدن) رسم شده‌اند. شکل‌ها، دو سیکل متوالی از نوسان را هنگامی که جسم از نقطه‌ی تعادل عبور می‌کند، نشان می‌دهند. در حالتی که قفل شدن به وقوع نمی‌پیوندد، الگوی گردابه‌ها در میدان جریان تکرار پذیر نیست. این به این دلیل است که گردابه‌ها تحت تأثیر دو مکانیزم (مکانیزم استروهاال و حرکت استوانه) که دوره‌ی تناوب متفاوتی دارند، جدا می‌شوند. این پدیده، تناوب در جدا شدن گردابه‌ها نام دارد. به عکس، در وضعی که قفل شدن رخ می‌دهد، مکانیزم استروهاال با حرکت استوانه هماهنگ می‌شود و به جدا شدن منظم گردابه‌ها می‌انجامد. این امر باعث به وجود آمدن یک الگوی تکرار پذیر در سیکل‌های مختلف نوسان، در میدان جریان می‌شود.

تغییرات ضریب پسا با فرکانس نوسان را در شکل (۷) می‌بینید. در فرکانس نوسان برابر فرکانس استروهاال یک پیک در ضریب

پسا مشاهده می‌شود. همچنین مقدار ضریب پسا، پس از قله کمتر از مقدار آن قبل از قله است. این موضوع در نتایج آزمایشگاهی موجود نیز مشاهده شده است [۲]. با توجه به شکل ملاحظه می‌شود، ضریب پسای سیلندر نوسانی در $Re=300$ ، از نسبت به سیلندر ساکن ۲۲٪ تا ۲۸٪ افزایش نشان می‌دهد که این افزایش، مربوط به جا به جایی نقطه‌ی جدایی و افزایش نیروی پسای ناشی از فشار می‌باشد.



شکل (۵): تغییرات فرکانس جدا شدن گردابه‌ها بر حسب فرکانس نوسان.

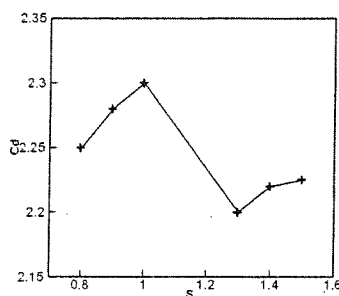


شکل (۶): خطوط جریان در دو سیکل متوالی نوسان به ازای $S = 0.8$ (ستون سمت راست) و $S = 1.3$ (ستون سمت چپ).

$$t^* = \frac{U_\infty t}{l}$$

نتیجه گیری

عبور جریان در اطراف استوانه‌ی مربعی در حال نوسان عرضی، سبب بروز پدیده‌هایی می‌شود که ناشی از رقابت دو مکانیزم تولید و جدا شدن گردابه‌هاست. مکانیزم اول، ناپایداری کلی در جریان است که سبب جدا شدن گردابه‌ها با فرکانس استروهاال می‌شود و مکانیزم دوم، حرکت اجباری استوانه است. در محدوده‌ای از فرکانس نوسان، مکانیزم استروهاال تحت تأثیر حرکت استوانه قرار می‌گیرد و جدا شدن گردابه‌ها با حرکت استوانه هماهنگ می‌شود. این پدیده که قفل شدن گردابه‌ها نام دارد، در مورد استوانه‌ی مربعی، همانند استوانه‌ی دایره‌ای رخ می‌دهد و محدوده‌ی بروز آن اطراف فرکانس استروهاال است. در حالت عدم وقوع قفل شدن، جدا شدن گردابه‌ها تناوبی و شکل میدان جریان نامنظم است. ضریب پسا‌ی میانگین در فرکانس نوسان برابر با فرکانس استروهاال به مقدار بیشینه می‌رسد. با افزایش فرکانس پس از وقوع بیشینه، ضریب پسا کاهش می‌یابد و مقدار آن نسبت به شرایط قبل از قله، کمتر می‌شود.



شکل (۷): تغییرات ضریب پسا بر حسب S

زیر نویس

1- Intermittency

مراجع

- [1] Deniz S., Staubli T., "An Oscillating Rectangular Profile and its Vortex Formations," Flow Induced Vibrations, P.W. Bearman, ed., A A Balkema, Rotterdam, p15, 1995.
- [2] Yi D., Okajima A., "Aerodynamic Forces Acting on an Oscillating Rectangular Cylinder and the Aeroelastic Instabilities at Moderate Reynolds Numbers," JSME International Journal, Series B, 39(2), p343, 1996.
- [3] Okajima A., "In-Line Oscillation of a Structure with a Circular or Rectangular Section," 3rd Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference, FEDSM99-7173, 1999.
- [4] Brook A.N., Hughes T.J.R., "Streamline Upwind / Pertov-Galerkin Formulations for Convection Dominated Flows with Particular Emphasis on the Incompressible Navier-Stokes Equations," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 32, p199, 1982.
- [5] Zienkiewicz O.C., Codina R., "A General Algorithm for Compressible and Incompressible Flow-Part I. The Split Characteristic Based Scheme," International Journal for Numerical Methods in Fluids, 20, p869, 1995.
- [6] Zienkiewicz O.C., Sai B.V.K.S., Morgan K., Codina R., "A General Algorithm for Compressible and Incompressible Flow-Part II. Tests on the Explicit Form," International Journal for Numerical Methods in Fluids, 20, p887, 1995.
- [7] Codina R., Vazquez M., Zienkiewicz O.C., "A General Algorithm for Compressible and Incompressible Flow-Part III. A Semi-Implicit Form," International Journal for Numerical Methods in Fluids, 27, p13, 1998.
- [8] Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., "The Finite Element Method, vol. 3, Fluid Mechanics," 5th ed., Butterworth-Heinemann, Oxford, 2000.
- [9] Sarrate, J., Huerta, A. and Donea, J., 1998, "Arbitrary Lagrangian-Eulerian Formulation for Fluid-Multi Rigid Bodies Interaction Problems," Computational Mechanics New Trends and Applications, S. Idelsohn, E. Onate and E. Dvorkin, eds., CIMNE, Barcelona, Spain.
- [9] Koobus, B. and Farhat, C., 1999, "Second-Order Time-Accurate and Geometrically Conservative Implicit Schemes for Flow Computations on Unstructured Dynamic Meshes," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 170, 103-129.
- [10] ح. نادران طحان، شبیه‌سازی عددی جریان حول استوانه‌ی در حال نوسان، پایان‌نامه‌ی کارشناسی ارشد، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، ۱۳۸۲.
- [11] Lesoinne M. and Farhat C., "Gemetric Conservation Laws for Flow Problems with Moving Boundaries and Deformable Meshes, and Their Impact on Aeroelastic Computations," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 134, 71-90, 1996.
- [12] Farhat C., Degand C., Koobus B., Lesoinne M., "Torsional Springs for Two-Dimensional Dynamic Unstructured Fluid Meshes," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 163, 231, 1998.
- [13] ohankar A., Norberg C., Davidson L., "Simulation of Three Dimensional Flow around A Square Cylinder at Moderate Reynolds Numbers," Physics of Fluids, 11(2), p288, 1999.