



دانشگاه صنعتی امیرکبیر
(پلی تکنیک تهران)

دوره چهل و هفت، شماره ۱، تابستان ۱۳۹۴، صفحه ۶۹ تا ۸۰
Vol. 47, No. 1, Summer 2015, pp. 69-80



نشریه علمی - پژوهشی امیرکبیر (مهندسی مکانیک)
Amirkabir Journal of Science & Research (Mechanical Engineering)
(AJSR - ME)

روش مرز غوطه‌ور - شبکه بولتزمن حرارتی با الگوریتم میانیاپ شارپ: انتقال حرارت سیال غیرنیوتنی از سیلندر

امین امیری دلوئی^۱، محسن نظری^{۲*}، محمدحسن کیهانی^۳

۱- دانشجوی دکتری، دانشکده مکانیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران

۲- استادیار، دانشکده مکانیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران

۳- استاد، دانشکده مکانیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران

(دریافت ۱۳۹۳/۱/۲۸، پذیرش ۱۳۹۳/۹/۲)

چکیده

در مطالعه حاضر، مساله انتقال حرارت در سیال غیرنیوتنی گذرنده از روی یک سیلندر دایروی با استفاده از روش ترکیبی مرز غوطه‌ور - شبکه بولتزمن حرارتی و طرح اعمال نیروی مستقیم مورد بررسی قرار گرفته است. الگوریتم میانیاپی شارپ به منظور تبادل مقادیر دما و سرعت بین گره‌های واقع در دامنه سیال و نقاط روی مرز مانع استفاده شده است. به منظور در نظر گرفتن همزمان اثرات گسستگی شبکه و عبارت نیرویی (یا حرارتی) ناشی از وجود مرز داغ، روش اعمال نیروی چندگانه برای سیالات غیرنیوتنی توانی توسعه داده شده است. یک روش ساده برای محاسبه عدد ناسلت بر مبنای پارامترهای محاسبه شده در روش مرز غوطه‌ور شارپ استخراج گردیده است. انتقال حرارت در رژیم‌های مختلف جریان شامل جریان‌های پایا و ناپایا در محدوده وسیعی از اعداد رینولدز ($80 < Re < 20$) و شاخص‌های مدل سیال غیرنیوتنی توانی ($0.6 < n < 1/4$) بررسی شده است. مشخص گردید که با افزایش خواص رقیق برشی و ضخیم برشی در سیالات به ترتیب افزایش و کاهش نرخ انتقال حرارت از مرز غوطه‌ور را شاهد خواهیم بود. الگوریتم اعتبار سنجی شده حاضر در آینده می‌تواند به عنوان ابزاری مناسب به منظور بررسی حرکت اجسام متحرک در سیالات غیر نیوتنی مورد توجه قرار گیرد.

کلمات کلیدی

روش مرز غوطه‌ور، روش شبکه بولتزمن حرارتی، الگوریتم واسط شارپ، سیال غیرنیوتنی، انتقال حرارت.

* نویسنده مسئول و عهده دار مکاتبات Email: mnazari@shahroodut.ac.ir

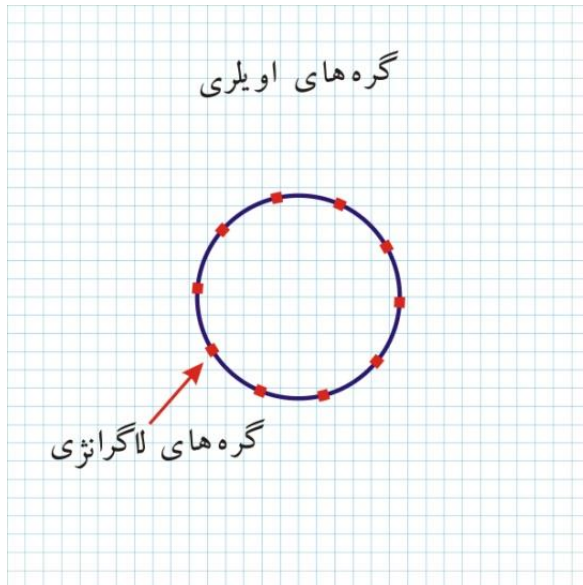
۱- مقدمه

مساله جریان سیال نیوتنی و انتقال حرارت از روی سیلندر به عنوان یک هندسه مبنا برای اعتبارسنجی روش‌های مختلف عددی در هندسه‌های پیچیده بسیار متداول است [۱-۳]. این پیکربندی جریان اطلاعات بسیار مفیدی به منظور فهم و مقایسه پدیده‌های فیزیکی مرتبط با معادلات مومنتوم و حرارت در هندسه‌های پیچیده ارائه می‌دهد [۴]. امروزه به دلیل دامنه وسیع کاربرد سیالات غیرنیوتنی در صنایع مختلف نظیر فرایندهای جوشکاری مربوط به پلیمرها [۵]، صنایع غذایی [۴]، ابزارآلات مربوط به سنسورینگ سرعت و دما در محیط‌های غیرنیوتنی [۶] و غیره، مساله جریان و انتقال حرارت در این‌گونه سیالات از اهمیت خاصی برخوردار شده است. در مقایسه با کارهای زیاد انجام شده در خصوص بررسی حرکت سیال غیرنیوتنی از روی سیلندر [۷]، بررسی حرارتی این‌گونه جریان‌ها بسیار ناشناخته‌تر است. در واقع محدود کارهای انجام شده در این زمینه با استفاده از نرم‌افزارهای تجاری مانند فلوئنت (حجم محدود) (مانند کارهای پاتنانا [۸] و بهارتی [۹ و ۱۰]) و یا روش تفاضل محدود (مانند مطالعه سورس [۱۱]) انجام شده است.

اخیراً روش‌های جدیدی بر پایه ایده مرز غوطه‌ور پیشنهاد شده توسط پسکین [۱۲] توسعه یافته است که می‌تواند به عنوان گزینه‌ای مناسب به منظور حل مسائل با هندسه‌های پیچیده ملاک عمل قرار گیرد. به طور کلی روش مرز غوطه‌ور می‌تواند به عنوان یک روش شبکه‌ای غیر منطبق بر جسم معرفی شود که شرایط مرزی عدم لغزش را به وسیله اعمال یک عبارت چگالی نیرویی به معادلات حاکم بر جریان انجام می‌دهد. در این روش نقاط سیال توسط گره‌های ثابت اوپلری و نقاط روی جسم غوطه‌ور توسط نقاط لاگرانژی در نظر گرفته می‌شوند (شکل (۱)). دو روش کلی به منظور ارزیابی چگالی نیروی مرزی در روش مرز غوطه‌ور وجود دارد. روش نخست از یک سری فرایندهای بازگشتی بر اساس پارامترهای مکان و یا سرعت روی نقاط مرزی استفاده می‌نماید (روش اعمال نیروی بازگشتی) [۱۲] اما در روش دوم به طور مستقیم از معادلات جریان به منظور تعیین چگالی نیروی مرزی بهره برده می‌شود (روش اعمال نیروی مستقیم) [۱۳]. در روش اعمال نیروی مستقیم عبارت نیرویی به صورت ساده توسط معادلات سیال و بدون محدودیت‌های مربوط به پایداری حل می‌شود و نیاز به تنظیم پارامترهای اختیاری مانند آنچه در روش بازگشتی دیده می‌شود، نیست به همین دلیل این روش در مقایسه با روش اعمال نیروی بازگشتی محبوبیت بیشتری دارد [۱۳]. به دلیل عدم انطباق نقاط مرزی و گره‌های سیال محاسباتی (شکل (۱))، یک روش میانپایی باید

بکار گرفته شود تا همبستگی لازم بین گره‌های جریان سیال و مرز جامد ایجاد شود. روش شبکه بولتزمن به دلیل سادگی، دقت بالا و چارچوب کارترین برای محاسبه سرعت در گره‌های اوپلری سیال انتخاب شده است. در مورد جریان‌های غیرنیوتنی مساله‌ای که اهمیت دارد، ثابت نبودن ویسکوزیته است که می‌تواند باعث بروز ناپایداری در فرایند حل گردد [۱۴]. اما روش شبکه بولتزمن، با توجه به دارا بودن ماهیت انرژی جنبشی، توانایی محاسبه مستقیم نرخ برش محلی با دقت مرتبه دو را داراست [۱۵]. نتایج روش شبکه بولتزمن برای شبیه‌سازی جریان‌های غیرنیوتنی توانی توسط چندین محقق مورد ارزیابی قرار گرفته است [۱۶-۱۸]. در مقایسه با کارهای انجام شده در زمینه جریان سیالات غیرنیوتنی در حضور مانع غوطه‌ور، مساله بررسی حرارتی این‌گونه جریان‌ها کمتر مورد توجه قرار گرفته است.

اگرچه روش مرز غوطه‌ور- شبکه بولتزمن برای بررسی جریان سیالات نیوتنی [۱۹ و ۲۰] و انتقال حرارت سیالات نیوتنی [۲۱ و ۲۲] در حضور جسم ثابت قبلاً مورد بررسی قرار گرفته است لیکن استفاده از این روش به منظور بررسی جریان و انتقال حرارت در سیالات غیرنیوتنی برای اولین بار در کار حاضر توسعه یافته است. با توجه به نتایج حاصل از کارهای قبلی، مساله متداول و به نسبت پیچیده جریان سیال از روی یک مانع دایروی نامحدود به عنوان معیاری مناسب به منظور بررسی توانایی‌های روش حاضر ملاک عمل قرار گرفته است. به منظور در نظر گرفتن همزمان اثر شبکه گسسته و عامل عبارت نیرویی خارجی روی معادلات مومنتوم و انرژی، روش شبکه بولتزمن چند مرحله‌ای پیشنهادی توسط گو و همکاران [۲۳] برای اعمال نیروی ناشی از حضور مرز غوطه‌ور در سیال غیرنیوتنی بکار گرفته شده است. این نوع از معادلات بولتزمن می‌توانند به طور دقیق معادلات ناویر استوکس را ارزیابی کنند [۲۳]. این روش به عنوان روش برتر برای اعمال نیروی خارجی توسط چندین نویسنده شناخته شده است. [۱۹ و ۲۳]. همانند روش اعمال نیرو، الگوریتم میانپایی بکار رفته نیز تأثیری مستقیم در دقت حل خواهد داشت. در کار حاضر از الگوریتم شارپ به منظور محاسبه و میانپایی مقادیر نیروی خارجی و عبارت چگالی انرژی ناشی از حضور مرز جامد داغ استفاده شده است. مدل غیرنیوتنی توانی برای بررسی رفتار باریک شونده‌گی و ضخیم شونده‌گی سیال غیرنیوتنی حول استوانه در رژیم‌های مختلف جریان مورد استفاده قرار گرفته است. توسعه یک روش جدید برای محاسبه عدد ناسلت در جریان سیالات پایا و ناپایا بر اساس پارامترهای محاسبه شده در روش ترکیبی مرز غوطه‌ور- شبکه بولتزمن شارپ از دیگر نوآوری‌های کار حاضر است. با استفاده از این روش اثرات عدد رینولدز و اندیس رفتار غیرنیوتنی روی میزان انتقال



شکل (۱): شماتیک مربوط به روش مرز غوطه‌ور

همچنین معادله شبکه بولتزمن حرارتی با یک عبارت انرژی به صورت زیر نوشته می‌شود [۲۱]:

$$g_i(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i(\vec{x}, t) - \frac{1}{\tau_g} \left[g_i(\vec{x}, t) - g_i^{(eq)}(\vec{x}, t) \right] + Q_i(\vec{x}, t) \Delta t, \quad (2)$$

که در آن $\vec{e}_i$ بردار سرعت ذره در جهت i ام شبکه است. در کار حاضر از مدل شبکه بولتزمن دو بعدی با نه جهت سرعت مستقل (D_2Q_9) استفاده شده است $F_i(\vec{x}, t)$ و $Q_i(\vec{x}, t)$ به ترتیب تابع توزیع گسسته نیروی خارجی و تابع توزیع گسسته انرژی در جهت i ام می‌باشند. τ_g و τ_f به ترتیب زمان آسایش منفرد مرتبط با معادلات جریان سیال و انتقال حرارت است. سرعت‌های ذره محلی به صورت زیر معرفی می‌شود:

$$[\vec{e}_i] = c \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

که $c = \Delta x / \Delta t$ سرعت شبکه و Δx و Δt به ترتیب اندازه شبکه و گام زمانی است. تابع توزیع تعادلی $f_i^{(eq)}(\vec{x}, t)$ و تابع توزیع چگالی انرژی تعادلی $g_i^{(eq)}(\vec{x}, t)$ به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$f_i^{(eq)} = w_i \rho \left[1 + \frac{3}{c^2} (\vec{e}_i \cdot \vec{u}) + \frac{9}{2c^4} (\vec{e}_i \cdot \vec{u})^2 - \frac{3}{2c^2} \vec{u}^2 \right] \quad (1-4)$$

حرارت از سطح جسم غوطه‌ور در جریان سیالات رقیق برشی و ضخیم برشی پایا و ناپایا تحقیق شده است. ساختار کلی مقاله به صورت زیر است:

روش‌های عددی بکار گرفته شده برای اعمال روش پیشنهادی مرز غوطه‌ور - شبکه بولتزمن حرارتی غیرنیوتنی در بخش ۲ توضیح داده شده است. در بخش ۳ الگوریتم میانابی دقیق شارپ و مراحل مربوط به اعمال آن به طور گام‌به‌گام شرح داده شده است. روشی جدید به منظور محاسبه عدد ناسلت مرتبط با روش پیشنهادی مرز-غوطه‌ور-شبکه بولتزمن حرارتی با الگوریتم میاناب شارپ در بخش ۴ شرح داده شده است. در بخش ۵ نخست یک فرایند مرحله‌به‌مرحله برای اعتبار سنجی حل حاضر پیاده شده و در ادامه نتایج حاصل از روش پیشنهادی در اعداد رینولدز و اندیس‌های غیرنیوتنی مختلف گزارش شده است. نتایج نشان می‌دهند که روش پیشنهادی به‌خوبی مساله انتقال حرارت سیالات غیرنیوتنی در هندسه‌های پیچیده را پوشش می‌دهد.

۲- روش مرز غوطه‌ور- شبکه بولتزمن حرارتی برای سیالات غیر نیوتنی

۲-۱- روش شبکه بولتزمن حرارتی با اعمال نیروی چندگانه

در کار حاضر از دو معادله شبکه بولتزمن مستقل به منظور محاسبه میدان سرعت و میدان حرارت استفاده شده است. در این مدل معادلات حاکم توسط توابع توزیع چگالی ذره f_i و توزیع چگالی انرژی داخلی ذره g_i بیان می‌شوند. معادله شبکه بولتزمن با زمان آسایش منفرد برای میدان سیال با عبارت نیرویی خارجی (به دلیل وجود مرز جامد) در بعد زمان (t) و مکان ($\vec{x}$) به صورت زیر گسسته‌سازی می‌شود [۱۹]:

$$f_i(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\vec{x}, t) - \frac{1}{\tau} \left[f_i(\vec{x}, t) - f_i^{(eq)}(\vec{x}, t) \right] + F_i(\vec{x}, t) \Delta t, \quad (1)$$

$$\nu = \frac{1}{6}(2\tau - 1)c^2 \Delta t \quad (1-7)$$

$$\alpha = \frac{2}{3}\left(\tau_g - \frac{1}{2}\right)c^2 \Delta t \quad (2-7)$$

هنگامی که یک ذره طی یک گام زمانی از نقطه ۱ به ۲ حرکت می‌کند، دو میدان نیروی متفاوت $F_i(\vec{x}_1, t)$ و $F_i(\vec{x}_2, t + \Delta t)$ را تجربه می‌کند. در معادلات شبکه بولتزمن با اعمال نیروی چندگانه پیشنهاد شده توسط گو و همکاران [۲۳]، $F_i(\vec{x}_2, t + \Delta t)$ و $F_i(\vec{x}_1, t)$ به ترتیب طی نیم گام‌های زمانی اول و دوم اعمال می‌شود. با توجه به مزیت‌های قابل توجه این روش، یک رویکرد مشابه برای اعمال عبارت چگالی انرژی در معادلات شبکه بولتزمن حرارتی در نظر گرفته شده است. بر اساس روش گو و همکاران [۲۳]، چهار گام زیر برای معادلات LBE و $TLBE$ چندگانه در نظر گرفته می‌شود: گام (۱): مرحله اعمال نیروی ابتدایی

$$\rho(\vec{x}, t) \vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_i \vec{e}_i f_i(\vec{x}, t) + \frac{\Delta t}{2} \vec{F}(\vec{x}, t) \quad (1-8)$$

$$e(\vec{x}, t) = \sum_i g_i(\vec{x}, t) + \frac{\Delta t}{2} \vec{Q}(\vec{x}, t) \quad (2-8)$$

گام (۲): مرحله برخورد

$$f_i'(\vec{x}, t) = f_i(\vec{x}, t) - \frac{1}{\tau} \left[f_i(\vec{x}, t) - f_i^{(eq)}(\vec{x}, t) \right], \quad (1-9)$$

$$g_i'(\vec{x}, t) = g_i(\vec{x}, t) - \frac{1}{\tau_g} \left[g_i(\vec{x}, t) - g_i^{(eq)}(\vec{x}, t) \right], \quad (2-9)$$

گام (۳): مرحله اعمال نیروی دوم

$$f_i''(\vec{x}, t) = f_i'(\vec{x}, t) + \Delta t \times F_i(\vec{x}, t), \quad (1-10)$$

$$g_i''(\vec{x}, t) = g_i'(\vec{x}, t) + \Delta t Q_i(\vec{x}, t), \quad (2-10)$$

گام (۴): مرحله جاری شدن

$$f_i(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i''(\vec{x}, t), \quad (1-11)$$

$$g_i(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i''(\vec{x}, t), \quad (2-11)$$

که f_i' و f_i'' به ترتیب توابع توزیع ذره بعد از برخورد و بعد از اعمال نیرو نامیده می‌شوند. به طریق مشابه g_i' و g_i'' می‌-

$$g_i^{(eq)} = \begin{cases} w_i \rho e(-1.5 \frac{u^2}{c^2}), & i=0 \\ w_i \rho e(1.5 + \frac{1.5}{c^2}(\vec{e}_i \cdot \vec{u})) + \frac{9}{2c^4}(\vec{e}_i \cdot \vec{u})^2 - \frac{3}{2c^2} \vec{u}^2, & i=1,2,3,4 \\ w_i \rho e(3 + \frac{6}{c^2}(\vec{e}_i \cdot \vec{u})) + \frac{9}{2c^4}(\vec{e}_i \cdot \vec{u})^2 - \frac{3}{2c^2} \vec{u}^2, & i=5,6,7,8 \end{cases} \quad (2-4)$$

که $w_1 = w_2 = w_3 = w_4 = 1/9$

و $w_0 = 4/9$ و $w_5 = w_6 = w_7 = w_8 = 1/36$ همچنین

توابع توزیع نیرویی گسسته، $F_i(\vec{x}, t)$ و چگالی انرژی گسسته $Q_i(\vec{x}, t)$ به صورت زیر قابل تعریف است:

$$F_i(\vec{x}, t) = \left(1 - \frac{1}{2\tau}\right) w_i \times \left[3 \frac{\vec{e}_i \cdot \vec{u}(\vec{x}, t)}{c^2} + 9 \frac{\vec{e}_i \cdot \vec{u}(\vec{x}, t)}{c^4} \vec{e}_i \right] \cdot \vec{F}(\vec{x}, t), \quad (1-5)$$

$$Q_i(\vec{x}, t) = \left(1 - \frac{1}{2\tau_g}\right) w_i Q(\vec{x}, t) \quad (2-5)$$

که $\vec{F}$ و Q به ترتیب عبارات مربوط به چگالی نیرو و چگالی انرژی می‌باشند. متغیرهای ماکروسکوپی چگالی ρ ، و سرعت $\vec{u}$ و انرژی داخلی در واحد جرم e به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\rho = \sum_i f_i = \sum_i f_i^{(eq)}, \quad (1-6)$$

$$\rho \vec{u} = \sum_i \vec{e}_i f_i + \frac{\Delta t}{2} \vec{F}, \quad (2-6)$$

$$\rho e = \sum_i g_i + \frac{\Delta t}{2} \vec{Q}, \quad (3-6)$$

علاوه بر این با استفاده از بسط چاپمن-اینسکاک، ویسکوزیته ν و ضریب نفوذ حرارتی α محاسبه خواهد شد:

توانند به ترتیب به عنوان توابع توزیع چگالی ذره بعد از برخورد و بعد از اعمال نیرو نامیده شوند.

۲-۲- روش شبکه بولتزمن برای سیالات غیرنیوتنی

بر خلاف سیالات نیوتنی که در آن‌ها ویسکوزیته در تمامی نرخ برش‌ها عددی ثابت است، در سیالات غیرنیوتنی رابطه بین تنش برشی و نرخ کرنش برشی غیرخطی است. مدل توانی یکی از معمول‌ترین مدل‌های غیرنیوتنی است که برای بیان رفتار سیالات غیرنیوتنی استفاده می‌شود. در این مدل غیرنیوتنی رابطه‌ی بین ویسکوزیته و نرخ کرنش برشی به صورت زیر است [۲۴]:

$$\nu = m|\dot{\gamma}|^{n-1}, \quad (12)$$

که m و n به ترتیب شاخص سازگاری و شاخص رفتار غیرنیوتنی می‌باشند. ویسکوزیته سیال با افزایش شاخص m زیاد می‌شود. هنگامی که $n < 1$ است، ویسکوزیته سیال با افزایش نرخ برش کاهش خواهد یافت. سیالاتی با چنین رفتاری را به عنوان سیالات شبه پلاستیک یا رقیق برشی معرفی می‌کنند. از سوی دیگر هنگامی که $n > 1$ است، ویسکوزیته با افزایش نرخ کرنش زیاد خواهد شد که چنین سیالاتی به ضخیم برشی معروف هستند. در حالت خاص $n = 1$ و $m = \nu_0$ ، سیال رفتاری نیوتنی خواهد داشت. در مورد سیالاتی با ویسکوزیته وابسته به نرخ برش، τ می‌تواند از ثابت دوم تانسور نرخ کرنش به دست آید [۲۵]:

$$\dot{\gamma} = 2\sqrt{D_{II}} \quad (13)$$

که

$$D_{II} = \sum_{\alpha, \beta=1}^2 S_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta}, \quad (14)$$

به منظور شبیه‌سازی سیال غیرنیوتنی وابسته به نرخ کرنش، مقادیر برش در هر نقطه باید جداگانه محاسبه گردد. در روش‌های شبکه بولتزمن معمول، تانسور نرخ کرنش می‌تواند به صورت ماکروسکوپی [۲۶]:

$$S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\nabla_{\beta} u_{\alpha} + \nabla_{\alpha} u_{\beta}) \quad (1-15)$$

یا به صورت مسوکوپیک [۲۷]:

$$S_{\alpha\beta} = -\left(1 - \frac{1}{\tau}\right) \frac{1}{2\rho\nu} \sum_{i=1}^9 c_{i\alpha} c_{i\beta} f_i^{(1)} \quad (2-15)$$

محاسبه شود.

۲-۳- روش اعمال نیروی مستقیم

در این مقاله، برای مطالعه اثرات حضور جسم غوطه‌ور روی

دامنه سیال از روش اعمال نیروی مستقیم بهره برده‌ایم. سرعت سیال باید شرایط عدم لغزش روی مرز را تأمین کند. با در نظر گرفتن این حقیقت و همچنین روش اعمال نیروی چندمرحله‌ای که برای حل میدان سرعت سیال استفاده شده است، فرمول مربوط به اعمال نیروی مستقیم به دست خواهد آمد [۱۹]:

$$\vec{F}(\vec{x}, t + \Delta t) = 2\rho(\vec{x}, t + \Delta t) \frac{\vec{U}^d - \vec{u}^{noF}(\vec{x}, t + \Delta t)}{\Delta t} \quad (16)$$

که U^d و u^{noF} به ترتیب سرعت دلخواه جسم غوطه‌ور و سرعت قبل از اعمال نیرو می‌باشند. علاوه بر این با توجه به شرط مرزی دما ثابت روی مرز سیلندر، رابطه زیر برای محاسبه عبارت چگالی انرژی استخراج می‌شود [۲۱]:

$$Q(\vec{x}, t + \Delta t) = 2\rho(\vec{x}, t + \Delta t) \frac{c^2}{3T_0} \frac{T^d - T^{noE}(\vec{x}, t + \Delta t)}{\Delta t} \quad (17)$$

که T^d و T^{noE} به ترتیب دمای دلخواه جسم غوطه‌ور و دمای قبل از اعمال عبارت چگالی انرژی می‌باشند.

۳- الگوریتم میانابی شارپ

جدول (۱) مراحل محاسباتی مربوط به روش مرز غوطه‌ور - شبکه بولتزمن با اعمال نیروی مستقیم و بر پایه الگوریتم میانابی شارپ را نشان می‌دهد. در کار حاضر از روش معرفی شده توسط کیم و همکاران [۱۳] برای انجام میانابی مورد نیاز در مرحله ۲ از جدول (۱) استفاده شده است. در این روش میانابی‌های خطی و درجه دو (با دقت مرتبه دو) برای محاسبه سرعت (و یا دما) روی گره‌های سیال نزدیک مرز جسم غوطه‌ور استفاده می‌شود. شکل (۲) مراحل انجام میانابی برای محاسبه سرعت روی نقاط سیال مورد نظر (نقاط f) با توجه به شرط عدم لغزش روی نقاط مرزی جسم غوطه‌ور (نقاط b)، شرح داده شده است. در این روش میانابی بر دو نوع است. در نوع اول که در آن سه گره اعمال نیرو نشده قابل دستیابی است (شکل (۲))، یک میانابی درجه دو به صورت زیر اعمال گردیده است.

$$\vec{u}_f = \frac{1}{\Delta_x \Delta_y} \{ \vec{U}_b - (\Delta_x(1-\Delta_y)\vec{u}_2 + (1-\Delta_x)(1-\Delta_y)\vec{u}_3 + (1-\Delta_x)(1-\Delta_y)\Delta_y\vec{u}_4) \}, \quad (1-18)$$

در حالت دوم چنانچه در شکل (۲) نشان داده شده است تنها دو نقطه برای میانابی در دسترس است و میانابی خطی ذیل مدنظر قرار گرفته است:

عدد ناسلت متوسط روی تمام سطح جسم غوطه‌ور نیز از رابطه زیر بدست خواهد آمد:

$$\bar{Nu} = \frac{3T_0 L_c}{\alpha \rho c^2 (T_b - T_\infty) L} \sum_l Q^l(\vec{x}_b, t) \Delta S_l \quad (22)$$

با توجه به اینکه تعریف اعداد ناسلت بیان شده توسط روابط (۲۱) و (۲۲)، مستقیماً از متغیرهای تعریف شده برای روش مرز غوطه‌ور- شبکه بولتزمن شارپ بهره می‌گیرد، دیگر نیازی به محاسبات پیچیده مربوط به گرادیان دما در جهت عمود بر مرز و انتگرال گیری دامنه سیال (مانند آنچه در دیگر روش‌های عددی استفاده می‌شود) وجود ندارد. بنابراین روش معرفی شده در تمامی حالات جریان پایدار و ناپایدار جوابی قابل قبول و با سرعتی بالا ارائه می‌دهد. در کار حاضر از این روش برای محاسبه عدد ناسلت بهره گرفته‌ایم.

۵- بحث و نتایج

در این قسمت نتایج حاصل از روش $IB-TLBM$ معرفی شده در بخش ۲ به منظور شبیه‌سازی جریان سیال نامحدود از روی یک سیلندر داغ با مقطع دایروی گزارش شده است. همانند مطالعه انجام شده توسط وو و شو [۲۲] دامنه محاسباتی به صورت $60D \times 40D$ برای حالت پایا و $50D \times 40D$ برای حالت ناپایا فرض گردیده است. سیلندر دایره‌ای در مختصات $(40D, 40D)$ قرار گرفته است. اعداد رینولدز و پرانتل مربوط به مدل سیال غیرنیوتنی توانی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Re_{pl} = \frac{U_\infty^{(2-n)} D^n}{m} \quad (23)$$

$$Pr_{pl} = \frac{m \rho c_p}{k} \left(\frac{U_\infty}{D} \right)^{(n-1)} \quad (24)$$

که U_∞ و D به ترتیب سرعت جریان آزاد و قطر سیلندر است. همچنین تعریف زیر در خصوص محاسبه ضریب پسا استفاده گردیده است.

$$\vec{u}_f = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} \vec{U}_b - \frac{1-\Delta}{\Delta} \vec{u}_1 & \text{if } \Delta \geq 0.5 \\ 2\vec{U}_b - 2\Delta \vec{u}_1 - (1-2\Delta) \vec{u}_2 & \text{if } \Delta \leq 0.5 \end{cases} \quad (2-18)$$

البته با جابجایی عبارات سرعت با مقادیر متناظر دما در معادلات (۱-۱۸) و (۲-۱۸)، دماهای مورد نیاز در گرهِای سیال نیز به طور مشابه بدست خواهند آمد.

۴- محاسبه عدد ناسلت

در مسائل انتقال حرارت مربوط به سطوح در تماس با سیال، عدد ناسلت به صورت نسبت انتقال حرارت جابجایی به انتقال حرارت هدایتی از مرز تعریف می‌شود. در این بخش یک روش جدید و ساده (با الهام گرفتن از روش وو و همکاران [۲۲]) به منظور محاسبه عدد ناسلت بر مبنای روش ترکیبی مرز غوطه‌ور - شبکه بولتزمن شارپ ارائه شده است. عدد ناسلت بر روی سطح جسم غوطه‌ور به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Nu(\vec{x}_b, t) = \frac{h(\vec{x}_b, t) L_c}{k} \quad (19)$$

که L_c طول مشخصه، h ضریب انتقال حرارت جابجایی سیال و $k = \alpha \rho c_p$ ضریب انتقال حرارت هدایتی سیال است و از طرفی با توجه به موازنه انرژی در سطح مرز غوطه‌ور داریم:

$$h(\vec{x}_b, t)(T_b - T_\infty) = -k \frac{\partial T}{\partial n}(\vec{x}_b, t) = Q(\vec{x}_b, t), \quad (20)$$

که n جهت عمود بر منحنی مرزی در هر نقطه مورد نظر بر روی مرز است. T_b و T_∞ به ترتیب دمای مرز غوطه‌ور و سیال آزاد است. با مقایسه معادلات (۱۹) و (۲۰)، عدد ناسلت به صورت زیر قابل استخراج است:

$$Nu(\vec{x}_b, t) = \frac{3T_0 L_c}{\alpha \rho c^2 (T_b - T_\infty)} Q(\vec{x}_b, t), \quad (21)$$

جدول (۱): مراحل مربوط به الگوریتم میانبایی شارپ (بین مرحله جاری شدن و مرحله برخورد)

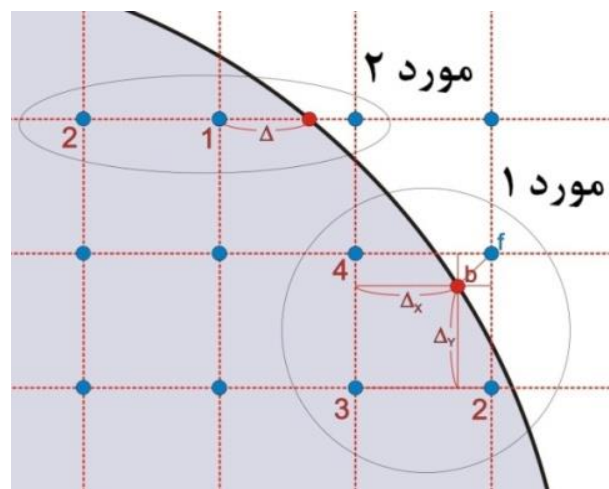
$u_{ij}^{noF} = \frac{1}{\rho} \sum_{\alpha} e_{\alpha} f_{\alpha}(x_{\alpha}, t)$	(۱) محاسبه سرعت‌ها قبل از اعمال نیرو
$T_{ij}^{noE} = \sum_{\alpha} g_{\alpha}(x_{\alpha}, t)$	محاسبه دماها قبل از اعمال چگالی انرژی
$u_{i_f j_f} = I(u_{ij}^{noF}, U_b)$	(۲) میان‌یابی سرعت در گره‌های اوپلری
$T_{i_f j_f} = I(T_{ij}^{noE}, T_b)$	میان‌یابی دما در گره‌های اوپلری
$F_{i_f j_f} = 2\rho \frac{u^d - u^{noF}}{\Delta t}$	(۳) محاسبه نیرو روی گره‌های محاسباتی
$Q_{i_f j_f} = 2\rho \frac{c^2}{3T_0} \frac{T^d - T^{noE}}{\Delta t}$	محاسبه چگالی انرژی روی گره‌های محاسباتی

(۱) در نتایج حل حاصل خواهد شد درحالی‌که موجب تحمیل هزینه‌های محاسباتی بالایی خواهد شد. بنابراین اندازه شبکه M3 به عنوان مبنای محاسبات قرار گرفته است. شایان ذکر است که نقاط روی مرز غوطه‌ور به صورت یکنواخت و با فاصله $\Delta S_b = 2/3 \times h$ توزیع شده‌اند.

جدول (۲): تأثیر اندازه شبکه بر ضریب پسا و عدد ناسلت متوسط در حالت‌های جریان پایا ($Re=40$) و ناپایا ($Re=80$) در $Pr=0.71$ برای سیال نیوتنی

عدد رینولدز	اندازه شبکه اوپلری	اندازه شبکه لاگرانژی	C_D	Nu
$Re=40$	60×40	۴۷	۱/۴۶۷	۳/۲۲۰
	120×80	۹۴	۱/۵۲۰	۳/۲۷۶
	120×180	۱۴۱	۱/۵۳۵	۳/۲۷۰
	160×240	۱۸۸	۱/۵۴۶	۳/۲۷۷
$Re=80$	60×40	۹۴	۱/۲۹۰	۱/۲۱۵
	120×80	۱۴۱	۱/۳۵۸	۴/۵۶۵
	120×180	۱۸۸	۱/۳۸۲	۴/۵۶۴
	160×240	۲۳۵	۱/۳۹۶	۴/۵۹۷

به منظور اطمینان از درستی نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی حاضر، از یک فرایند مقایسه‌ای مرحله به مرحله شامل (۱) جریان سیال غیرنیوتنی توانی در یک کانال (شکل (۳) و (۲) جریان سیال نیوتنی حرارتی از روی یک سیلندر داغ (جدول (۳) استفاده کرده‌ایم. از حل تحلیلی موجود برای پروفیل سرعت دو بعدی سیال غیرنیوتنی توانی داخل کانال به منظور صحت سنجی



شکل (۲): شماتیک مربوط به روش شارپ

$$C_D = \frac{F_D}{\rho U_{\infty}^2 D/2}, \quad (25)$$

که نیروی بازدارندگی، F_D با استفاده از مؤلفه افقی معادله زیر به دست می‌آید:

$$\vec{F}_s = - \sum_{i,j} \vec{F}(\vec{x}_{ij}) h^2. \quad (26)$$

اندازه شبکه اوپلری به کار گرفته شده به منظور شبیه‌سازی سیال غیر نیوتنی و تعداد نقاط روی مرز سیلندر تأثیر بسزایی در دقت حل عددی دارند. مقادیر بهینه مربوط به این پارامترها باید به اندازه کافی زیاد باشند تا بتوانند با دقت قابل قبولی پدیده‌های هیدرودینامیکی و حرارتی مربوط به مساله را محاسبه نمایند. اما از طرف دیگر مقادیر بسیار زیاد و غیرضروری این پارامترها، هزینه‌های محاسباتی بالایی به همراه خواهد داشت. در جدول (۲)، وابستگی نتایج حل نسبت به اندازه شبکه (اوپلری و لاگرانژی) در دو حالت پایا ($Re=40$) و ناپایا ($Re=80$) مورد بررسی قرار گرفته است. همان‌گونه که از جدول (۲) مشخص است با تغییر اندازه شبکه از M3 به M4 تغییر ناچیزی (کمتر

کانتورهای هم‌دما مربوط به سیال غیرنیوتنی رقیق برشی، سیال نیوتنی و سیال غیرنیوتنی ضخیم برشی را به ازاء اعداد رینولدز و اندیس غیرنیوتنی پاورلو مختلف نشان می‌دهد.

همان‌گونه که از این شکل‌ها مشخص است، دو عامل رفتار غیرنیوتنی (اندیس پاورلو) و رژیم جریان (عدد رینولدز) تأثیر بسزایی در شکل‌گیری خطوط هم‌دما ایفا می‌نمایند. بررسی تغییرات ضریب فشار در سطح سیلندر C_p ، اطلاعات مفیدی برای فهم بهتر پدیده‌های مرتبط با جریان سیال ارائه می‌دهد [۲۹].

جدول (۳): مقایسه ناسلت متوسط جریان سیال نیوتنی پایا و ناپایا حرارتی با مطالعات پیشین

نویسندگان	سال	$Re=40$ $Pr=0.7$	$Re=80$ $Pr=0.7$
سورس و همکاران [۱۱]	۲۰۰۵	۳/۵۶۹	---
بهارتی و همکاران [۱۰]	۲۰۰۷	۳/۷۰۳	---
بهارتی و همکاران [۹]	۲۰۰۸	۳/۶۵۳	---
پاتنانا و همکاران [۸]	۲۰۱۰	۳/۶۷۵	---
وو و همکاران [۲۲]	۲۰۱۲	---	۴/۶۱۱
کار حاضر	۲۰۱۴	۳/۶۸۵	۴/۵۹۷

در کار حاضر از تعریف زیر برای محاسبه ضریب فشار استفاده شده است.

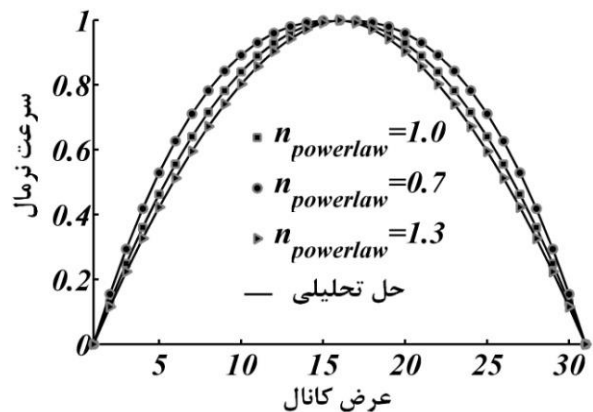
$$C_P = \frac{P_w - P_\infty}{\rho U_\infty^2 / 2}, \quad (28)$$

که P_w و P_∞ به ترتیب نمایانگر فشار روی مرز سیلندر و فشار جریان آزاد می‌باشند. شکل (۵) تغییرات ضریب فشار (رابطه ۲۸) را در مرز استوانه نشان می‌دهد. از آنجائی که جریان نسبت به صفحه میانی متقارن است شکل (۵) برای نیمی از سیلندر رسم گردیده است. این شکل برای سیال نیوتنی ($n=1/0$) و سیال غیرنیوتنی رقیق برشی ($n=0.7$) رسم شده است. محور افقی این نمودار زاویه جهت‌گیری نقاط مورد نظر روی مرز استوانه را نشان می‌دهد. چنانچه از شکل (۵) مشخص است، نتایج بدست آمده برای سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی مدل توانی از روندی مشابه (با مقادیر تقریباً نزدیک به یکدیگر) پیروی می‌کنند. جدول (۴)، تغییرات عدد ناسلت متوسط و ضریب پسا (متوسط) را به ازاء اعداد رینولدز مختلف نشان می‌دهد. این جدول برای سیالات نیوتنی، غیر نیوتنی رقیق برشی و ضخیم برشی در دو حالت پایا ($Re=20$ و $Re=40$) و ناپایا ($Re=60$) و $Re=80$ و $Pr=1/0$ ارائه گردیده است. ضریب پسای ایجاد شده بر روی سیلندر حاصل جمع ضریب پسا اصطکاکی و ضریب پسا

فرایند مربوط به بخش غیرنیوتنی روش حاضر بهره برده‌ایم. حل تحلیلی مربوط به سرعت موازی با محور کانال به شرح زیر است [۲۸]:

$$u(y) = \left(\frac{n}{n+1} \right) \left(\frac{G}{m} \right) \left[\left| H \right|^{\frac{n+1}{n}} - (H-y)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (27)$$

که G و H به ترتیب نشان‌دهنده گرادیان فشار ثابت در جهت طولی و ضخامت کانال می‌باشند. در شکل (۳) پروفایل سرعت بی‌بعد توسعه یافته مربوط به حل تحلیلی ارائه شده در معادله (۲۷) و نتایج حاصل از حل $IB-LBM$ حاضر رسم گردیده است که کاملاً بر یکدیگر منطبق می‌باشند. شرایط مرزی در دیواره‌های بالا و پایین شرط عدم لغزش در نظر گرفته شده است.



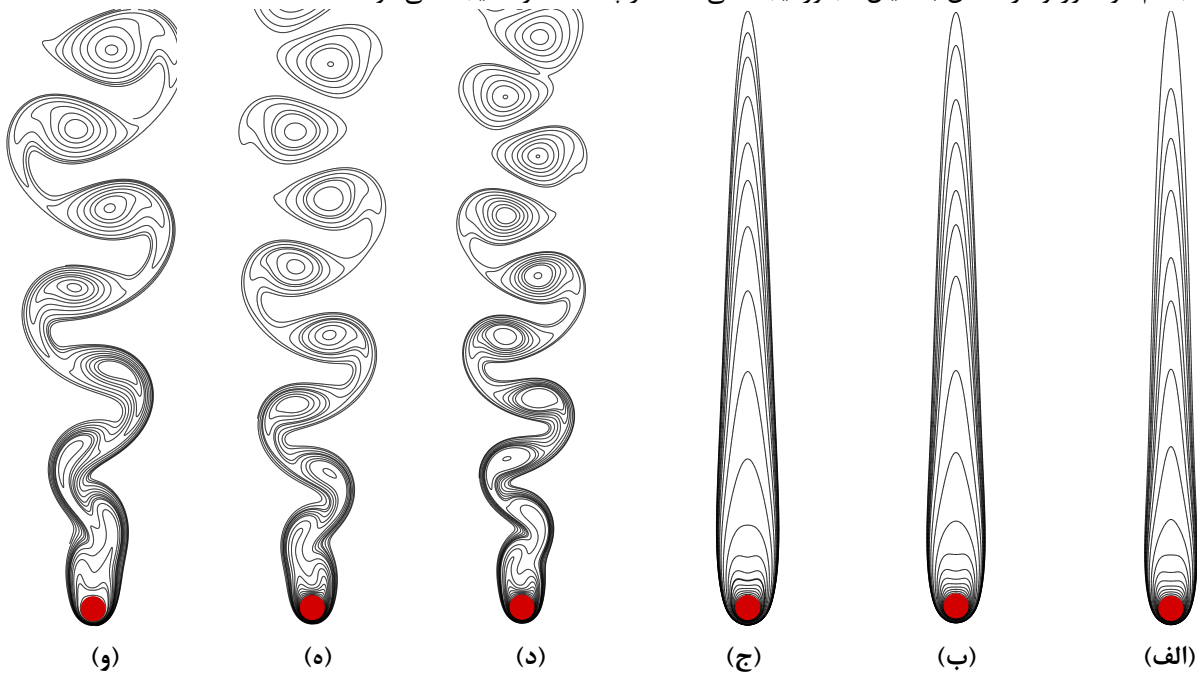
شکل (۳): پروفایل سرعت مربوط به جریان سیال غیرنیوتنی در کانال

همچنین در ابتدای کانال شرط مرزی سرعت ثابت و در انتهای کانال شرط مرزی گرادیان ثابت در جهت طولی لحاظ گردیده است. شکل (۳) برای سه مورد شامل سیالات رقیق برش ($n=0.7$)، نیوتنی ($n=1/0$) و ضخیم برش ($n=1/3$) رسم گردیده است. از طرفی دیگر به منظور بررسی درستی نتایج معادلات اعمال شده برای شبیه‌سازی حرارتی حل حاضر، مقادیر مربوط به عدد ناسلت متوسط در حالت پایا و ناپایا برای جریان سیال نیوتنی حرارتی نامحدود از روی یک سیلندر داغ در جدول (۳) مورد مقایسه قرار گرفته است. در کار حاضر از رابطه جدید (۲۳) برای محاسبه عدد ناسلت استفاده شده است. مقایسه مقادیر جدول (۳) نشان می‌دهد که شبیه‌سازی $IB-TLBM$ حاضر نتایج قابل قبولی در مقایسه با روش‌های پیشین ذکر شده در جدول (۳) برای هر دو حالت پایا و ناپایا ارائه می‌دهد.

رسم کانتورهای هم‌دما مرسوم‌ترین روش برای مشاهده پیکربندی میدان حرارت در حالت‌های مختلف است. شکل (۴)

شود درحالی‌که ضریب پسا فشاری به دلیل ایجاد جدایش جریان در پشت استوانه ایجاد می‌شود.

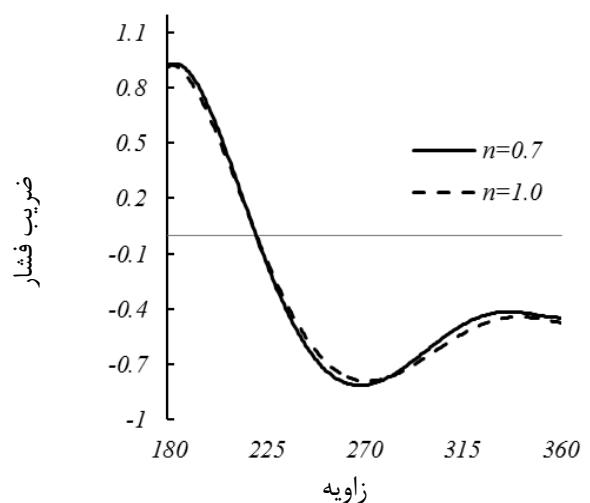
فشاری است. ضریب پسا فشاری مربوط به تنش‌های برشی است که در سطح جسم غوطه‌ور و در تماس با سیال مجاور ایجاد می‌-



شکل (۴): خطوط هم‌دما برای (الف) $Re=40, n=0.7$ (ب) $Re=40, n=0.7$ (ج) $Re=40, n=0.7$ (د) $Re=40, n=0.7$ (ه) $Re=40, n=0.7$ (و) $Re=40, n=0.7$

برای تمامی اندیس‌های مدل سیال غیرنیوتنی توانی افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر با افزایش عدد رینولدز، میزان انتقال حرارت از سطح سیلندر برای انواع سیالات غیرنیوتنی افزایش می‌یابد. برای مقادیر ثابت عدد رینولدز با تغییر خواص سیال از نیوتنی به سمت سیال رقیق‌برشی با افزایش عدد ناسلت مواجه هستیم درحالی‌که با تغییر خواص از نیوتنی به ضخیم‌برشی عکس این روند را شاهد خواهیم بود. بنابراین سیالات رقیق‌برشی به دلیل ویسکوزیته پایین‌تر باعث افزایش انتقال حرارت از سیلندر می‌شوند و همان‌گونه که انتظار می‌رود افزایش خواص ضخیم‌برشی باعث کاهش انتقال حرارت خواهد شد.

در کار حاضر به منظور بررسی دقیق‌تر اثر تغییر ضرایب مدل توانی روی میزان انتقال حرارت از سطح مرز غوطه‌ور، عدد ناسلت نرمالیزه به صورت نسبت عدد ناسلت متوسط به عدد ناسلت متوسط در سیال نیوتنی (در عدد رینولدز مشابه) در نظر گرفته شده است. شکل (۶) تغییرات عدد ناسلت نرمالیزه نسبت به ضرایب مدل توانی را در دو حالت پایا و ناپایا و در $Pr=1$ نشان می‌دهد. مقادیر عدد ناسلت نرمالیزه در سیالات رقیق‌برشی مثبت و در سیالات ضخیم‌برشی منفی خواهد بود. همان‌طور که از شکل (۶) مشخص است برای $Re=20$ در محدوده $n_p < 1/4$ میزان افزایش و کاهش انتقال حرارت به ترتیب $10/5\%$ و $6/5\%$ است. میزان این تغییرات برای $Re=40$ به ترتیب $12/2\%$



شکل (۵): توزیع ضریب فشار روی سطح سیلندر برای سیالات نیوتنی، غیر نیوتنی رقیق‌برشی ($n=0/7$) و ضخیم‌برشی ($n=1/3$).

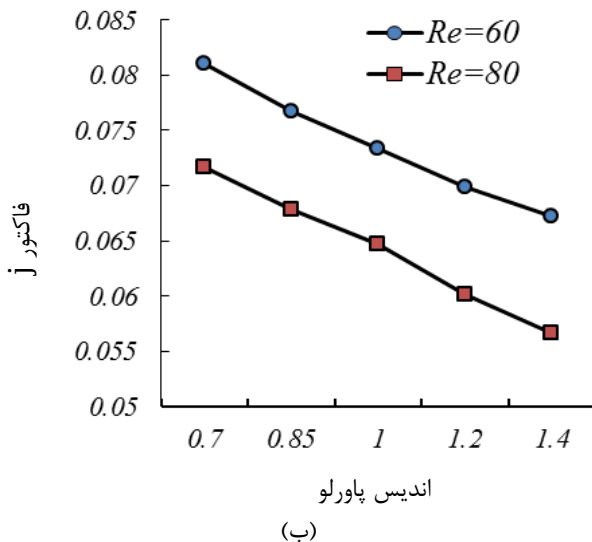
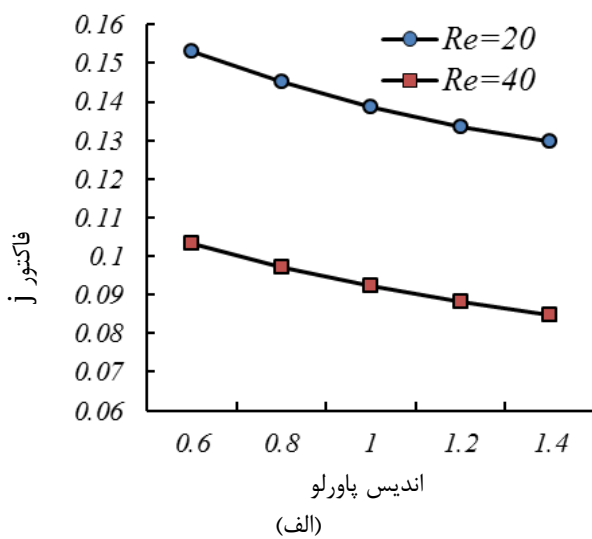
با افزایش اندیس مدل توانی، گردابه بوجود آمده در پشت استوانه افزایش خواهد یافت که منجر به افزایش مقادیر ضریب پسا می‌شود. مطابق جدول (۴) ضریب پسا در حالت کلی با افزایش عدد رینولدز (در تمامی اندیس‌های مدل توانی) کاهش می‌یابد. البته شیب تغییرات ضریب پسا در مقادیر بالای عدد رینولدز کمتر است. علاوه بر این، همان‌گونه که از جدول (۴) مشخص است، با افزایش عدد رینولدز، مقادیر ناسلت متوسط

و ۷/۹٪ است. جدول (۴): مقادیر ناسلت متوسط و ضریب پسا به ازاء اعداد رینولدز مختلف برای سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی

و ۱۰/۵٪ و ۸/۴٪ است. میزان این تغییرات برای $Re=80$ به ترتیب ۱۰/۷٪ و ۱۲/۴٪ است.

در مطالعات مهندسی مرسوم است که از پارامتر بی بعدی موسوم به کولبرن فاکتور (j) استفاده می نمایند [۹] که به صورت ذیل تعریف می گردد:

$$j = \frac{Nu}{Re Pr^{1/3}} \quad (29)$$

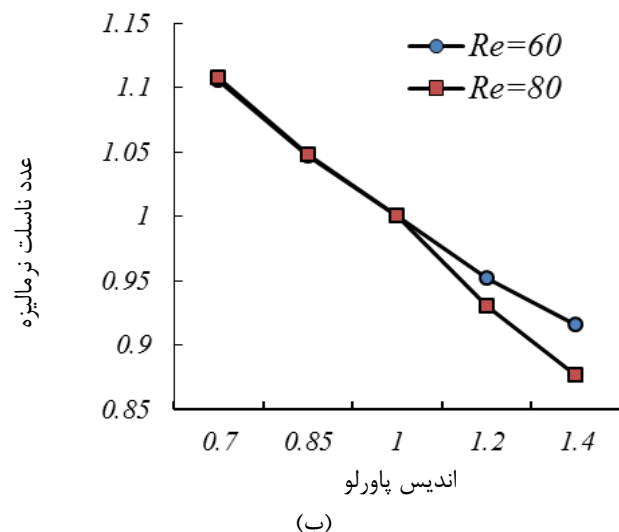
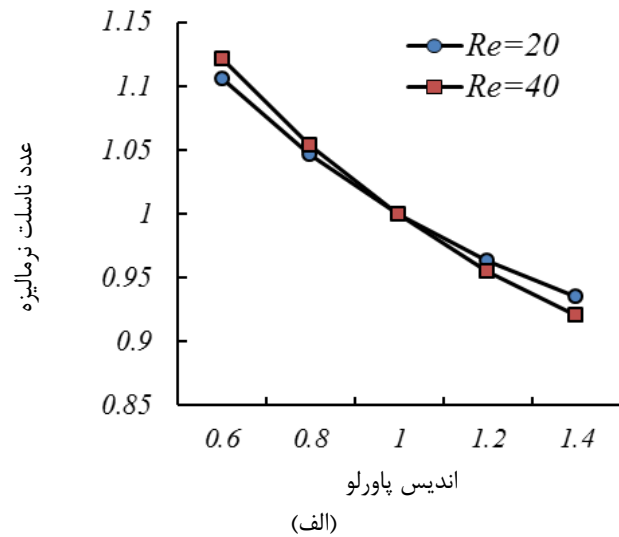


شکل (۷): تغییرات پارامتر بی بعد کولبرن فاکتور (j) نسبت به

ضرایب مدل توانی (الف) در حالت پایا و (ب) در حالت ناپایا

تغییرات این پارامتر بی بعد نسبت به عدد رینولدز و اندیس پاورلو در شکل (۷) نشان داده شده است. این شکل در دو حالت پایا و ناپایا ترسیم گردیده است. همان طور که از این شکل ها مشخص است با افزایش اندیس مدل پاورلو، کولبرن فاکتور کاهش خواهد

		n=0/6	n=0/8	n=1/0	n=1/2	n=1/4
Re=20	Nu	3/063	2/917	2/771	2/681	2/592
	C _D	1/799	1/944	2/075	2/173	2/258
Re=40	Nu	4/134	3/885	3/685	3/540	3/394
	C _D	1/232	1/400	1/537	1/647	1/749
		n=0/7	n=0/85	n=1/0	n=1/2	n=1/4
Re=60	Nu	4/864	4/634	4/403	4/217	4/032
	C _D	1/214	1/290	1/407	1/472	1/533
Re=80	Nu	5/731	5/454	5/180	4/856	4/535
	C _D	1/168	1/244	1/377	1/463	1/564



شکل (۸): تغییرات عدد ناسلت نرمالیزه نسبت به ضرایب مدل توانی (الف) در حالت پایا و (ب) در حالت ناپایا

از طرفی دیگر برای جریان ناپایا با $Re=60$ و در محدوده $0/75 < n_p < 1/4$ میزان افزایش و کاهش انتقال حرارت به ترتیب

Mechanics, vol. 28, pp. 477-539, 1996.

[۴] Sasmal, C., Chhabra, R.P., "Laminar natural convection from a heated square cylinder immersed in power-law liquids", J. Non-Newtonian Fluid Mech., vol. 166, pp. 811-830, 2011.

[۵] Gupta, R.K., "Polymer and Composites Rheology", second ed., New York: Marcel Dekker, 2000.

[۶] Sivakumar, P., Bharti, R.P., Chhabra, R.P., "Effect of power-law index on critical parameters for power-law flow across an unconfined circular cylinder", Chem. Eng. Sci., vol. 61, pp. 6035 - 6046, 2006.

[۷] Chhabra, R.P., "Bubbles, Drops and Particles in Non-Newtonian Fluids", second ed., CRC Press, Boca Raton, FL, 2006.

[۸] Patnana, V.K., Bharti, R.P., Chhabra, R.P., "Two-dimensional unsteady forced convection heat transfer in power-law fluids from a cylinder", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 53, pp. 4152-4167, 2010.

[۹] Bharti, R.P., Sivakumar, P., Chhabra, R.P., "Forced convection heat transfer from an elliptical cylinder to power-law fluids", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 51, pp. 1838-1853, 2008.

[۱۰] Bharti, R.P., Chhabra, R.P., Eswaran, V., "Steady forced convection heat transfer from a heated circular cylinder to power-law fluids", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 50, pp. 977-990, 2007.

[۱۱] Soares, A.A., Ferreira, J.M., Chhabra, R.P., "Flow and forced convection heat transfer in cross flow of non-Newtonian fluids over a circular cylinder", Ind. Eng. Chem. Res., vol. 44, pp. 5815-5827, 2005.

[۱۲] Peskin, C.S., "Flow patterns around heart valves: a digital computer method for solving the equations of motion", PhD thesis, Physiol, Albert Einstein Coll. Med., Univ. Mi- crofilms. Vol. 378, 1972.

[۱۳] Kim, J., Kim, D., Choi, H., "An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries", J. Comput. phys., vol. 171, pp. 132-150, 2001.

[۱۴] Artoli, A.M., Sequeira, A., "Mesoscopic simulations of unsteady shear-thinning flows", in: Lecture Notes in Comput. Sci., Berlin: Springer,

یافت. این کاهش برای هر دو حالت پایا و ناپایا تقریباً به صورت خطی رخ می‌دهد.

۶- نتیجه‌گیری

در این مقاله، روش مرز غوطه‌ور - شبکه بولتزمن با اعمال نیروی مستقیم به عنوان یک روش جدید و جایگزین برای بررسی جریان سیال غیرنیوتنی از روی یک سیلندر دایره‌ای معرفی شده است. معادله شبکه بولتزمن با اعمال نیروی چندمرحله‌ای (چندمرحله‌ای) برای حل دامنه سیال محاسباتی و الگوریتم واسط شارپ به عنوان الگوریتم میانپایایی برای تبادل اثرات سرعت‌ها (و یا دماها) بین گره‌های اویلری سیال و گره‌های لاگرانژی واقع در روی مرز استفاده شده‌اند. یک روش جدید و سریع به منظور محاسبه عدد ناسلت برحسب پارامترهای روش مرز غوطه‌ور شارپ توسعه داده شده است. نتایج نشان می‌دهند که خواص غیرنیوتنی جریان سیال حرارتی در حضور جسم غوطه‌ور داغ در حالت‌های پایا و ناپایا و در محدوده وسیعی از اعداد رینولدز ($80 < Re < 20$) و اندیس رفتار غیرنیوتنی در مدل توانی ($1/4 < n < 0/6$) به خوبی با استفاده از روش مرز غوطه‌ور- شبکه بولتزمن حرارتی شارپ قابل شبیه‌سازی است. همچنین نتایج وابستگی زیاد میزان انتقال حرارت (یا به عبارتی عدد ناسلت) به مقادیر اندیس رفتار مدل غیرنیوتنی توانی و عدد رینولدز را گزارش می‌دهد. به طور کلی دستیابی به مقادیر زیاد نرخ انتقال حرارت در سیالاتی با خواص رقیق برشی بیشتر، محتمل‌تر خواهد بود. همچنین با توجه به داده‌های بدست آمده با استفاده از مقادیر عدد ناسلت نرمالیزه، تأثیر خواص غیرنیوتنی سیال در سیالات ضخیم برشی با اعداد رینولدز بالا مشهودتر است. با توجه به قابلیت بالای روش مرز غوطه‌ور- شبکه بولتزمن برای شبیه‌سازی حرکت جسم داغ درون سیال، بررسی این‌گونه جریانات با استفاده از روش معرفی شده در مقاله حاضر برای ادامه کار در دست بررسی است.

۷- مراجع

[۱] Clift, R., Grace, J., Weber, M.E., "Bubbles, Drops and Particles", New York: Academic Press, 1978.

[۲] Coutanceau, M., Defaye, J.R., "Circular cylinder wake configuration: a flow visualization survey", Applied Mechanics Reviews, vol. 44, pp. 255-305, 1991.

[۳] Williamson, C.H.K., "Vortex dynamics in the cylinder wake", Annual Review of Fluid

- Mech., vol. 166, pp. 689-697, 2011.
- Feng, Z.G., Michaelides, E.E., "Proteus: a direct forcing method in the simulation of particulate flows", J. Comput. Phys., vol. 202, pp. 20-51, 2005. [۲۶]
- Sui, Y., Chew, Y.T., Roy, P., Low, H.T., "A hybrid immersed-boundary and multi-block lattice Boltzmann method for simulating fluid and moving-boundaries interactions", Int. J. Numerical Methods in Fluids, vol. 53, pp. 1727-1754, 2007. [۲۷]
- Wang, C-H, Ho, J-R., "A lattice Boltzmann approach for the non-Newtonian effect in the blood flow", Computers and Mathematics with Applications, vol. 62, pp. 75-86, 2011. [۲۸]
- Chandra, A., Chhabra, R.P., "Flow over and forced convection heat transfer in Newtonian fluids from a semi-circular cylinder", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 54, pp. 225-241, 2011. [۲۹]
- Gabbanelli, S., Drazer, G., Koplik, J., "Lattice Boltzmann method for non-Newtonian (Power-Law) fluids", Phys. Rev. E., vol. 72, pp. 046312, 2005. [۱۵]
- Aharonov, E., Rothman, D.H., "Non-Newtonian flow (through porous-media): a lattice Boltzmann method", Geophys. Res. Lett., vol. 20, pp. 679, 1993. [۱۶]
- Chen, Y.L., Cao, X.D., Zhu, K.Q., "A gray lattice Boltzmann model for Power-Law fluid and its application in the study of slip velocity at porous interface", J. Non-Newtonian Fluid Mech., vol. 159, pp. 130-136, 2009. [۱۷]
- Boek, E.S., Chin, J., Coveney, P.V., "Lattice Boltzmann simulation of the flow of non-Newtonian fluids in porous media", Int. J. Mod. Phys. B., vol. 17, pp. 99-102, 2003. [۱۸]
- Kang, S.K., Hassan, Y.A., "A comparative study of direct-forcing immersed boundary-lattice Boltzmann methods for stationary complex boundaries", Int. J. Numer. Meth. Fluids., vol. 66, pp. 1132-1158, 2011. [۱۹]
- Wu, J., Shu, C., "Implicit velocity correction-based immersed boundary-lattice Boltzmann method and its applications", Journal of Computational Physics, vol. 228, pp. 1963-1979, 2009. [۲۰]
- Kang, S.K., Hassan, Y.A., "A direct-forcing immersed boundary method for the thermal lattice Boltzmann method", Computers & Fluids, vol. 49, pp. 36-45, 2011. [۲۱]
- Wu, J., Shu, C., Zhao, N., "Simulation of Thermal Flow Problems via a Hybrid Immersed Boundary-Lattice Boltzmann Method", Journal of Applied Mathematics, Article ID 161484, 2012. [۲۲]
- Guo, Z., Zheng, C., Shi, B., "Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method", Physical Review E., vol. 65, pp. 046308, 2002. [۲۳]
- Wang, C.H., Ho, J.R., "A lattice Boltzmann approach for the non-Newtonian effect in the blood flow", Comput. Math. Appl., vol. 62, pp. 75-86, 2011. [۲۴]
- Nejat, A., Abdollahi, V., Vahidkhah, K., "Lattice Boltzmann simulation of non-Newtonian flows past confined cylinders", J. Non-Newtonian Fluid [۲۵]