



## مطالعه عددی حل تشابهی جریان لایه مرزی جابجایی ترکیبی برای نانوسیال آب-مس از روی یک صفحه افقی

مسعود ضیائی راد<sup>1\*</sup>، عباس کسائی پور<sup>2</sup>

1- استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان

2- دانشجوی کارشناسی ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

\* اصفهان، صندوق پستی 73441-81746، [m.ziaeirad@eng.ui.ac.ir](mailto:m.ziaeirad@eng.ui.ac.ir)

### چکیده

این مقاله به حل تشابهی لایه مرزی برای جریان جابجایی ترکیبی نانوسیال آب-مس عبوری از روی یک صفحه تخت افقی به صورت عددی پرداخته است. معادلات دیفرانسیل جزئی حاکم با یکارگیری متغیرهای تشابهی مناسب به معادلات دیفرانسیل معمولی تبدیل شده و همزمان با روابط تغییر خواص نانوسیال به کمک روش اختلاف محدود کلرباکس حل شده‌اند. تأثیر تغییر در دمای سطح، کسر حجمی نانوذره و پارامتر جابجایی ترکیبی بر ضریب اصطکاک در جریان، عدد نوسلت و پروفیل سرعت و دما بررسی شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که عدد نوسلت جریان با افزایش کسر حجمی نانوذرات و پارامتر جابجایی ترکیبی افزایش می‌یابد، بطوریکه پارامتر معرف عدد نوسلت جریان برای نانوسیال آب-مس با کسر حجمی 4 درصدی نسبت به سیال خالص در حدود 10% افزایش داشته است. از طرفی پارامتر ضریب اصطکاک نیز در همین محدوده، در حدود 20% افزایش یافته است. با این وجود در مقادیر پائین تر پارامتر جابجایی ترکیبی، تأثیر حضور نانوذرات بر افزایش ضریب اصطکاک بیشتر خواهد شد. اثر دمای سطح نیز بر افزایش عدد نوسلت و کاهش ضریب اصطکاک، در کسر حجمی نانوذرات بالاتر و پارامتر جابجایی ترکیبی بالاتر، محسوس تر است. همچنین با افزایش دمای سطح، دمای نانوسیال در هر فاصله‌ای از سطح کاهش می‌یابد.

### اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل  
دریافت: 12 خرداد 1393  
پذیرش: 29 تیر 1393  
ارائه در سایت: 23 مهر 1393

کلید واژگان:

جریان لایه مرزی  
جابجایی ترکیبی  
حل عددی تشابهی  
نانوسیال  
صفحه افقی

## A Numerical study of similarity solution for mixed-convection copper-water nanofluid boundary layer flow over a horizontal plate

Masoud Ziaei-Rad<sup>1\*</sup>, Abass Kasaeipoor<sup>2</sup>

1-Department of Mechanical Engineering, University of Isfahan, Isfahan, Iran

2- Department of Mechanical Engineering, Shahrekord University, Shahrekord, Iran

\* P.O.B.73441-81746, Isfahan, Iran, [m.ziaeirad@eng.ui.ac.ir](mailto:m.ziaeirad@eng.ui.ac.ir)

### ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper  
Received 02 June 2014  
Accepted 20 July 2014  
Available Online 15 October 2014

#### Keywords:

Boundary layer flow  
Mixed convection  
Numerical similarity solution  
Nanofluid  
horizontal plate

### ABSTRACT

This paper is concerned with a similarity solution for mixed-convection boundary layer copper-water nanofluid flow over a horizontal flat plate. Appropriate similarity variables are used to convert the Governing PDEs to ODEs and the resultant equations with the nanofluid properties relations are discretized and solved simultaneously using finite-difference Keller-Box method. The effects of change in plate temperature, the volume fraction of nanoparticles, and the mixed-convection parameter, on friction coefficient, Nusselt number and velocity and temperature profiles are investigated. The results show that, the Nusselt number increases as the mixed-convection parameter and the volume fraction of nanoparticles increases. This enhancement is about 10 percent for the nanofluid with 4% volume fraction of nanoparticles, compared with the pure water. Moreover, in this range the friction coefficient parameter increases about 20 percent. However, the lower the mixed-convection parameter is, the higher the effect of nanoparticles on the friction coefficient increment. The results also illustrate that the effect of the surface temperature on the increment of Nusselt number and on the reduction of friction coefficient is more considerable in higher mixed-convection parameter and volume fraction of nanoparticles. Also, by increasing surface temperature, the temperature of nanofluid decreases at any surface distance.

### 1- مقدمه

میدان جریان را به دو ناحیه تقسیم کرد و معادلات حاکم بر حرکت سیال را ساده سازی کرد [2]. این دو ناحیه شامل ناحیه داخلی درون لایه مرزی که در آن ویسکوزیته بر میدان جریان حاکم است و ناحیه خارجی که جریان به صورت پتانسیل می‌باشد. با کمک این تئوری، برای حل بسیاری از مسائل نیازی نیست معادلات بقا بطور کامل حل شوند [3-6].

مکانیک سیالات، همچون بسیاری از علوم دیگر، پیشرفت خود را مدیون ایده‌های انقلابی همچون تئوری لایه مرزی و تئوری فیلم نازک می‌باشد. در بین این تئوری‌ها، بی‌شک تئوری لایه مرزی از جایگاه ویژه‌ای در این علم برخوردار است. لایه مرزی برای اولین بار توسط پранتل [1] معرفی شد. پранتل

Please cite this article using:

M. Ziaei-Rad, A. Kasaeipoor, A Numerical study of similarity solution for mixed-convection copper-water nanofluid boundary layer flow over a horizontal plate, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 14, No. 14, pp. 190-198, 2015 (In Persian)

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

از طرفی مساله جریان جابجایی ترکیبی (ترکیب جریان‌های جابجایی اجباری و آزاد)، در بسیاری از فرآیندهای انتقال در دستگاه‌های مهندسی و در طبیعت بوجود می‌آیند. مساله جریان جابجایی ترکیبی دائم در لایه مرزی عبوری از یک صفحه افقی مسطح، برای مدت زمان طولانی موضوع اصلی در انتقال حرارت بوده است. به دلیل اهمیت آن، از هر دو دیدگاه تئوری و عملی به‌طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته شده است [7-9]. در این مسأله، که در آن خاصیت شناوری دارای اثر قابل توجهی بر روی میدان جریان است، شیب فشار به‌طور کلی متفاوت است، به‌طوری‌که هرچند در لبه لایه مرزی از پیش تعیین شده است، ولی باید اثر آن در عمق لایه مرزی به‌عنوان بخشی از فرایند حل به همراه درجه حرارت و سرعت، در نظر گرفته شود. مطالعات تئوری پیشین بیشتر بر روی اثرات خاصیت شناوری در این مسائل روی جریان یکنواخت گرم و یا سرد شده توسط صفحات مسطح، متمرکز شده است [10-13]. در مقاله دیگری که توسط استینروک [14] در مورد جریان لایه مرزی جابجایی ترکیبی عبوری از یک صفحه سرد افقی ارائه شد، نشان داده شده است که در حالتی که جریان بالای یک صفحه گرم افقی مدنظر است، حل تشابهی معادلات لایه مرزی برای هنگامی که اثر خاصیت شناوری در جهت جریان می‌باشد وجود دارد و جریان در لایه مرزی با شتاب است؛ با این‌حال برای جریان بالای یک صفحه سرد (اثر خاصیت شناوری نامطلوب) جریان جلورونده دارای یک گرادیان فشار نامطلوب است، لذا انتظار می‌رود که جدایی جریان رخ دهد. جریان جابجایی ترکیبی در لایه مرزی عبوری از یک صفحه صاف افقی نفوذپذیر با توزیع درجه حرارت  $T_w(x) \sim x^{-1/2}$  و مکش جانبی سیال، ابتدا توسط مگیاری و همکارانش [15] مورد بررسی قرار گرفت. در این تحقیق آنها به این نتیجه رسیدند که فقط در حالت نیروهای بویانسی در جهت جریان و مکش، جواب‌های یگانه بوجود می‌آید و در حالت نیروهای بویانسی در خلاف جهت جریان و تزریق، فقط در موارد خاصی جواب یگانه وجود خواهد داشت. دسویتا و همکارانش [16] حل تشابهی برای جابجایی ترکیبی لایه مرزی عبوری از یک صفحه افقی نفوذپذیر را بررسی کردند و دریافتند که با افزایش توان درجه حرارت دیوار، عدد نوسلت محلی افزایش می‌یابد. همچنین سابه‌اشینی و همکارانش [17] حل عددی به منظور بررسی اثر همزمان حرارت و غلظت در لایه مرزی جابجایی ترکیبی در یک صفحه افقی نفوذپذیر را مورد مطالعه قرار دادند. آنها دریافتند که نرخ انتقال حرارت با مکش، افزایش و با تزریق، کاهش می‌یابد.

عملکرد بالای خنک‌کاری، یکی از نیازهای حیاتی بسیاری از صنایع است. ضریب هدایت گرمایی پایین یکی از محدودیت‌های اولیه برای افزایش کارآمدی سیالات رایج در سیستم‌های حرارتی است. هدایت گرمایی این‌گونه سیالات را می‌توان با افزودن نانوذرات به آنها افزایش داد [18-20]. مفهوم نانوسیال، سوسپانسیون‌های حاوی ذرات نانو، مواد فلزی و غیرفلزی را شامل می‌شود که به عنوان محیط‌های انتقال حرارت استفاده می‌شوند. چنین سیالاتی پتانسیل زیادی برای افزایش نرخ انتقال حرارت از خود نشان می‌دهند. خصوصیات انتقال حرارت جابجایی نانوسیالات به خواص ترموفیزیکی سیال پایه و ذرات معلق در آن، کسر حجمی ذرات معلق و شکل و ابعاد این ذرات بستگی دارد [21-23]. در زمینه استفاده از نانوسیال در معادلات لایه مرزی، اودین و همکارانش [24] به مطالعه انتقال حرارت جابجایی آزاد در یک صفحه تخت گرم جاسازی شده در یک محیط متخلخل پر شده از نانوسیال با شرط جابجایی در مرز پرداختند. آنها دریافتند که با افزایش کسر حجمی نانوذرات انتقال حرارت افزایش می‌یابد. همچنین رحمان و همکارانش [25] به بررسی انتقال حرارت جابجایی ترکیبی لایه مرزی

## 2- معادلات حاکم

جریان جابجایی ترکیبی لزج و تراکم‌ناپذیر را در لایه مرزی عبوری از یک صفحه صاف افقی در حالت دائم در نظر می‌گیریم. فرض می‌شود جریان آزاد یکنواخت با سرعت  $U_\infty$  و با دمای یکنواخت  $T_\infty$  از روی یک صفحه افقی در حال عبور است. دما در بالای صفحه گرم به صورت  $T_w(x) > T_\infty$  و برای پایین صفحه تخت سرد به صورت  $T_w(x) < T_\infty$  در نظر گرفته می‌شود. در حالت اول، نیروی خاصیت شناوری در خلاف جهت گرانش (جریان همسو) عمل می‌کند، درحالی‌که در مورد دوم هم‌جهت با گرانش (جریان مخالف) خواهد بود. با فرض عدم تولید گرما و صرفنظر از تلفات لزجت در جریان لایه مرزی و با استفاده از تقریب بوزینسک، معادلات لایه مرزی حالت دائم را می‌توان به صورت رابطه (1) نوشت [16]:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = 0$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \nu_{nf} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2}$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf}} g(\bar{T} - T_\infty)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} = \alpha_{nf} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} \quad (1)$$

برای همه متغیرهای بعددار از علامت بار استفاده شده است. شرایط مرزی در این معادلات به صورت رابطه (2) نوشته می‌شوند:

$$\bar{u} = 0, \bar{v} = 0, \bar{T} = T_w(x), \text{ at } \bar{y} = 0$$

$$\bar{u} = U_\infty, \bar{T} = T_\infty, \bar{p} = p_\infty, \text{ as } \bar{y} \rightarrow \infty \quad (2)$$

که در این معادلات،  $\bar{x}$  و  $\bar{y}$  مختصات اندازه‌گیری شده از ابتدای صفحه به ترتیب در امتداد طول و عمود بر آن هستند.  $(\bar{u}, \bar{v})$  مولفه‌های سرعت طولی و عرضی،  $\bar{p}$  فشار،  $\bar{T}$  دمای محلی سیال،  $\rho$  چگالی سیال،  $\nu$  لزجت سینماتیکی،  $g$  شتاب گرانشی،  $\beta$  ضریب انبساط حرارتی سیال و  $\alpha$  ضریب پخش حرارتی سیال می‌باشد.

با بکارگیری متغیرهای بی‌بعد رابطه (3):

$$x = \frac{\bar{x}}{L}, y = \text{Re}^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\bar{y}}{L} \right), u = \frac{\bar{u}}{U_\infty}, v = \text{Re}^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\bar{v}}{U_\infty} \right)$$

$$\rho = \frac{(\bar{\rho} - \rho_\infty)}{\rho_{nf} U_\infty^2}, T = \frac{(\bar{T} - T_\infty)}{\Delta T} \quad (3)$$

که در آنها  $L$  طول صفحه،  $U_\infty$  سرعت مشخصه،  $Re = U_\infty L / \nu_f$  عدد رینولدز و  $\Delta T = T_w - T_\infty$  اختلاف دمای مشخصه است، شکل بدون بعد معادلات حاکم به صورت رابطه (4) خواهد بود:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ 0 &= -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_f \beta_f} \lambda T \\ u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (4)$$

شرایط مرزی بدون بعد نیز به صورت رابطه (5) بازنویسی می‌شوند:

$$\begin{aligned} u=0, v=0, T=1 \text{ at } y=0 \\ u=1, T=0, p=0 \text{ as } y \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (5)$$

در معادلات بدون بعد فوق،  $Pr$  عدد پراتل و  $\lambda$  ثابت جابجایی ترکیبی و یا پارامتر خاصیت شناوری است که به صورت رابطه (6) تعریف می‌شود:

$$\lambda = \frac{Gr}{Re^{5/2}} \quad (6)$$

که در آن  $Gr = g\beta_f \Delta T L^3 / \nu_f^2$  عدد گراشیف می‌باشد. قابل ذکر است که  $\lambda > 0$  خاصیت شناوری در جهت جریان،  $\lambda < 0$  خاصیت شناوری در خلاف جهت جریان و  $\lambda = 0$  برای جریان جابجایی اجباری (جریان غیرشناوری) است. با استفاده از متغیرهای تشابهی رابطه (7) می‌توان معادلات دیفرانسیل فوق با مشتقات جزئی را به معادلات دیفرانسیل معمولی تبدیل کرد [16]:

$$\begin{aligned} \Psi = \phi_1(x) f(\eta), P = \phi_2(x) P(\eta), \\ T = \phi_3(x) \theta(\eta), \eta = \phi_4(x) y \end{aligned} \quad (7)$$

که در آن  $\Psi$  تابع جریان به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

و به‌طور خودکار معادله پیوستگی (4) را تأمین می‌کند. با جایگذاری رابطه (7) در روابط (4)، معادلات دیفرانسیل معمولی رابطه (8) تبدیل می‌شوند:

$$\begin{aligned} \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} f''' + a_1 f f'' - (a_1 + a_2) f'^2 - a_3 P - a_4 \eta P' &= 0 \\ P' &= \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_f \beta_f} \lambda \theta \\ \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \frac{1}{Pr} \theta'' + a_1 f \theta' - a_5 f' \theta &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

که در این معادلات،  $f$  تابع جریان بدون بعد،  $\theta$  پروفیل دمای بدون بعد و  $P$  پروفیل فشار بدون بعد است. ثابت  $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5$  به صورت رابطه (9)، (10)، (11) و (12) تعریف شده است:

$$\begin{aligned} a_1 = \frac{(\phi_1)_x}{\phi_4}, a_2 = \frac{\phi_1(\phi_4)_x}{\phi_4^2}, a_3 = \frac{(\phi_2)_x}{\phi_1 \phi_4^3}, \\ a_4 = \frac{\phi_2(\phi_4)_x}{\phi_1 \phi_4^4}, a_5 = \frac{\phi_1(\phi_3)_x}{\phi_3 \phi_4} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} (\phi_3)_x = \phi_2(x) \phi_4(x), T_w(x) = \phi_3(x), \\ U(x) = \phi_1(x) \phi_4(x), V_w(x) = -(\phi_3)_x \end{aligned} \quad (10)$$

و همچنین:

$$\frac{a_1}{a_2} = \varepsilon \quad (11)$$

به‌طوری که

$$\frac{(\phi_1)_x}{\phi_1} = \varepsilon \frac{(\phi_4)_x}{\phi_4} \quad (12)$$

که در آن  $x$  زیرنویس نشان دهنده متمایز بودن از  $X$  است. بنابراین از رابطه (13) داریم:

$$\phi_1 = a_6 \phi_4^\varepsilon \quad (13)$$

که در آن  $a_6$  ثابت ادغام شده است. بنابراین از رابطه (14) داریم:

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_4}{dx} = \frac{a_2}{a_6} \phi_4^{2-\varepsilon} \\ \phi_4 = [a_7 + (\varepsilon - 1) \frac{a_2}{a_6} x]^{\frac{1}{\varepsilon-1}} \end{aligned} \quad (14)$$

که در آن  $a_7$  ثابت ادغام شده است و  $\varepsilon \neq 1$  می‌باشد. بنابراین از (15) داریم:

$$\phi_1 = a_6 [a_7 + (\varepsilon - 1) \frac{a_2}{a_6} x]^{\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}} \quad (15)$$

علاوه بر آن ما از رابطه (16) داریم:

$$\frac{d\phi_2}{dx} = a_3 a_6 [a_7 + (\varepsilon - 1) \frac{a_2}{a_6} x]^{\frac{(3+\varepsilon)}{\varepsilon-1}} \quad (16)$$

بنابراین از رابطه (17) داریم:

$$\phi_2 = a_8 + \frac{a_3 a_6^2}{2(\varepsilon + 1) a_2} [a_7 + (\varepsilon - 1) \frac{a_2}{a_6} x]^{\frac{2(\varepsilon+1)}{(\varepsilon-1)}} \quad (17)$$

که در آن  $a_8$  ثابت ادغام شده است و  $a_8 = 0$  می‌باشد. طبق رابطه (10)،

(15) و (16) از رابطه (18) داریم:

$$U(x) = \phi_1 \phi_4 = a_6 (a_7 + \frac{x}{a_6})^n \quad (18)$$

که در آن  $n = (\varepsilon + 1) / (\varepsilon - 1)$  ثابت است و  $(\varepsilon - 1) a_2 = 1$  می‌باشد. بنابراین  $a_2 = (n - 1) / 2$  و  $a_1 = \varepsilon a_2 = (n + 1) / 2$  است. بنابراین از رابطه (19) داریم:

$$\phi_1 = a_6 (a_7 + \frac{x}{a_6})^{\frac{n+1}{2}}, \phi_4 = a_6 (a_7 + \frac{x}{a_6})^{\frac{n-1}{2}} \quad (19)$$

علاوه بر این طبق رابطه (9) رابطه (20) به دست می‌آید:

$$\frac{(\phi_3)_x}{\phi_3} = \frac{a_5}{(a_7 + x/a_6)} \quad (20)$$

طبق رابطه (10) و (20) رابطه (21) به دست می‌آید:

$$\phi_3 = T_w(x) = a_9 (a_7 + x/a_6)^{a_5} \quad (21)$$

که  $a_9$  ثابت ادغام شده است. همچنین طبق رابطه (10)، (17) و (19) رابطه (22) و (23) را داریم:

$$(\phi_2)_x = a_3 a_6^2 (a_7 + \frac{x}{a_6})^{2n-1} \quad (22)$$

یا داریم:

$$\phi_2 = a_{10} + \frac{a_3 a_6^3}{2\pi} (a_7 + \frac{x}{a_6})^{2n} \quad (23)$$

که در آن  $a_{10}$  ثابت ادغام شده است. از طرفی طبق رابطه (10) از رابطه (24) داریم:

$$\phi_3 = \phi_2 \phi_4 = a_6 [a_{10} + \frac{a_3 a_6^3}{2\pi} (a_7 + \frac{x}{a_6})^{2n}] (a_7 + \frac{x}{a_6})^{\frac{(n-1)}{2}} \quad (24)$$

در نتیجه از رابطه (25) داریم:

$$a_{10} = 0, a_3 = \frac{2\pi}{a_6^3}, a_6 = 1 \quad (25)$$

پس ثابت  $a_3 = 2\pi$  می‌باشد. بنابراین از رابطه (26) داریم:

$$\phi_3 = (a_{11} + x)^{\frac{(5n-1)}{2}} \quad (26)$$

پس  $a_9 = 1$  و  $a_5 = (5n - 1) / 2$  است. در نهایت از رابطه (13) داریم:

$$\begin{aligned} \phi_1(x) = (a_7 + x)^{\frac{(n+1)}{2}}, \phi_2(x) = (a_7 + x)^{2n} \\ \phi_3(x) = T_w(x) = (a_7 + x)^{\frac{(5n-1)}{2}} \\ \phi_4(x) = (a_7 + x)^{\frac{(n-1)}{2}}, U(x) = (a_7 + x)^2 \end{aligned} \quad (27)$$

و در نتایج آن  $a_4 = (n - 1) / 2$  است.

بنابراین همه ثابت‌های نشان داده شده طبق رابطه (9) به شکل (28) هستند:

$$\begin{aligned} a_1 = \frac{n+1}{2}, a_2 = \frac{n-1}{2}, a_3 = 2\pi, \\ a_4 = \frac{n-1}{2}, a_5 = \frac{5n-1}{2} \end{aligned} \quad (28)$$

با جایگزین کردن رابطه (28) در رابطه (8) رابطه (29) به دست می‌آید:

2-2- محاسبه ضریب اصطکاک و عدد نوسلت

پس از حل عددی تشابهی معادلات حاکم و بکارگیری روابط مربوط به خواص نانوسیال، می توان با استفاده از نتایج خروجی حاصل، مقادیر  $f''(0) = -[k_{nf}/k_f] \theta'(0)$  و  $Nu_m = [\mu_{nf}/\mu_f] f''(0)$  را بدست آورد.

ضریب اصطکاک و عدد نوسلت محلی در جریان را می توان با استفاده از این دو پارامتر به صورت رابطه (37) و (38) محاسبه نمود:

$$Re_x^{-\frac{1}{2}} \frac{C_{fx}}{2} = (a_7 + x)^{\frac{3n-1}{2}} f_m \quad (37)$$

$$Re_x^{-\frac{1}{2}} Nu_x = (a_7 + x)^{\frac{n-1}{2}} Nu_m \quad (38)$$

که در آنها  $a_7$  ثابت انتگرال گیری است [16].

3- روش حل عددی

معادلات حاکم با استفاده از گسسته سازی اختلاف محدود مرتبه اول به شکل جبری رابطه (39) نوشته می شوند:

$$\begin{aligned} \delta f_j - \delta f_{j-1} - \frac{h_j}{2} (\delta u_j + \delta u_{j-1}) &= r_j \\ \delta u_{j+1} - \delta u_j - \frac{h_{j+1}}{2} (\delta v_{j+1} + \delta v_j) &= t_{j+1} \\ \frac{h_j}{2} \frac{(n+1)}{2} \frac{\partial f}{\partial \eta} [v_j \delta f_j + v_{j-1} \delta f_{j-1}] - h_j n \frac{\partial f}{\partial \eta} [u_j \delta u_j + u_{j-1} \delta u_{j-1}] \\ + \left[ \frac{h_j}{2} \left( \frac{n+1}{2} \right) \frac{\partial f}{\partial \eta} \right] [f_j \delta v_j + f_{j-1} \delta v_{j-1}] + [\delta v_j - \delta v_{j-1}] \\ - n h_j \frac{\partial f}{\partial \eta} [\delta p_j + \delta p_{j-1}] \\ - \left[ \frac{h_j}{2} \left( \frac{n-1}{2} \right) \eta_j \lambda \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} \right] [\delta \theta_j + \delta \theta_{j-1}] &= s_j \\ \delta p_{j+1} - \delta p_j - \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} \lambda \frac{h_{j+1}}{2} (\delta \theta_{j+1} + \delta \theta_j) &= z_{j+1} \\ \delta \theta_{j+1} - \delta \theta_j - \frac{h_{j+1}}{2} (\delta g_{j+1} + \delta g_j) &= q_{j+1} \\ \left[ \frac{h_j}{2} Pr \left( \frac{n+1}{2} \right) \frac{\alpha_f}{\alpha_{nf}} \right] [g_j \delta f_j + g_{j-1} \delta f_{j-1}] \\ - \left[ \frac{h_j}{2} Pr \left( \frac{5n-1}{2} \right) \frac{\alpha_f}{\alpha_{nf}} \right] [\theta_j \delta u_j + \theta_{j-1} \delta u_{j-1}] \\ - \left[ \frac{h_j}{2} Pr \left( \frac{5n-1}{2} \right) \frac{\alpha_f}{\alpha_{nf}} \right] [u_j \delta \theta_j + u_{j-1} \delta \theta_{j-1}] \\ + [\delta g_j - \delta g_{j-1}] + \left[ \frac{h_j}{2} Pr \left( \frac{n+1}{2} \right) \frac{\alpha_f}{\alpha_{nf}} \right] [\delta g_j + \delta g_{j-1}] &= k_j \end{aligned} \quad (39)$$

در روش حل عددی کلابکس [31] معادلات جبری فوق با استفاده از روش نیوتن به صورت طولی درآمده و در قالب برداری - ماتریسی رابطه (40) و (41) بازنویسی می شوند:

$$A_j \delta_{j-1} + B_j \delta_j + C_j \delta_{j+1} = R_j \quad (40)$$

که در آن A, B و C ماتریسهای 6x6 حاوی ضرایب معلوم هستند و

$$R_j = [r_j \quad s_j \quad t_{j+1} \quad z_{j+1} \quad k_j \quad q_{j+1}]^T \quad (41)$$

$\delta_j = [\delta f_j \quad \delta u_j \quad \delta v_j \quad \delta p_j \quad \delta \theta_j \quad \delta g_j]^T$  سپس با استفاده از روش حل ماتریس سه قطری تی دی ام ای<sup>2</sup> و با اعمال شرایط مرزی مربوطه، معادلات فوق برای محاسبه متغیرهای جریان حل می شوند [32]. برای اعمال روش حل عددی، برنامه ای کامپیوتری به زبان فرترن نوشته شده است. دقت محاسبات نیز برای همگرایی حل عددی برای همه متغیرهای میدان برابر با  $10^{-7}$  در نظر گرفته شده است.

4- بررسی و تحلیل نتایج

برای حل عددی معادلات دیفرانسیل معمولی و شرایط مرزی حاصل، با توجه به استفاده از حل تشابهی، استفاده از یک شبکه حل یک بعدی در راستای عرضی جریان برای محاسبه تغییرات میدان جریان کفایت می کند. لذا از یک شبکه غیریکنواخت در راستای عمود بر سطح استفاده شده است. (شکل 1) در

جدول 1 خواص ترموفیزیکی آب خالص و نانوذرات مس [27].

خواص ترموفیزیکی	نانو ذرات مس	آب خالص
$\rho$ (kgm <sup>-3</sup> )	8933	997/1
$C_p$ (Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	385	4179
$k$ (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	401	0/613
$\beta \times 10^5$ (K <sup>-1</sup> )	1/67	21

$$\begin{aligned} \frac{\partial_{nf}}{\partial f} f''' + \frac{n+1}{2} f f'' - n f'^2 - 2n P - \frac{n-1}{2} \eta P' &= 0 \\ P' &= \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf}} \lambda \theta \\ \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \frac{1}{Pr} \theta'' + \frac{n+1}{2} f \theta' - \frac{5n-1}{2} f' \theta &= 0 \end{aligned} \quad (29)$$

شرایط مرزی برای متغیرهای موجود در معادلات دیفرانسیل معمولی<sup>1</sup> به صورت رابطه (30) بازنویسی می شوند:

$$\begin{aligned} f'(0) = 0, f(0) = 0, \theta(0) = 1, \\ f''(\infty) = 1, \theta(\infty) = 0, P(\infty) = 0 \end{aligned} \quad (30)$$

1-2- تغییرات خواص نانوسیال

برای تکمیل معادلات حاکم، محاسبه خواص ترموفیزیکی نانوسیال است. خواصی نظیر چگالی، ضریب انبساط حجمی، ظرفیت حرارتی و ضریب پخش حرارتی نانوسیال برحسب خواص سیال خالص و نانوذرات جامد به صورت رابطه (31) محاسبه می شوند و سایر خواص ترموفیزیکی آب و نانوذره مس در جدول 1 آورده شده است. [28]:

$$\begin{aligned} \rho_{nf} &= (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_s \\ (\rho\beta)_{nf} &= (1-\phi)(\rho\beta)_f + \phi(\rho\beta)_s \\ (\rho c_p)_{nf} &= (1-\phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_s \\ \alpha_{nf} &= \frac{k_{nf}}{(\rho c_p)_{nf}} \end{aligned} \quad (31)$$

در این رابطه (31)  $\phi$  درصد حجمی نانوذرات است و اندیسه های  $f$  و  $s$  و  $nf$  به ترتیب اشاره به سیال خالص، نانوذرات و نانوسیال دارد.

برای مدل کردن لزجت دینامیکی نانوسیال نیز می توان از رابطه معروف به "بریکمن" به صورت رابطه (32) استفاده کرد [28]:

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \quad (32)$$

برای محاسبه ضریب هدایت گرمایی نانوسیال ( $k_{eff}$ ) هم مدلی پیشنهاد شده است. در این مدل برای دو جزء مستقل از ذرات کروی سوسپانسیون،  $k_{eff}$  به صورت رابطه (33) نوشته می شود [29]:

$$k_{eff} = k_f \left[ 1 + \frac{k_s A_s}{k_f A_f} + c k_s Pe \frac{A_s}{k_f A_f} \right] \quad (33)$$

که در آن،  $Pe = u_s d_s / \alpha_f$  و  $k_s$  و  $k_f$  به ترتیب ضرایب هدایت حرارتی نانوذرات مس و سیال خالص هستند. برای نانوسیال آب - مس،  $c = 36000$  پیشنهاد شده است و  $d_s = 100$  nm قطر نانوذرات جامد است. همچنین [30] از (34) و (35):

$$\frac{A_s}{A_f} = \frac{d_f \phi}{d_s (1-\phi)} \quad (34)$$

$d_f$  اندازه مولکولی سیال مینا نامیده می شود و برحسب انگستروم برابر است با:

$$d_f = 2\lambda, \lambda = 0.1 \text{ nm} \quad (35)$$

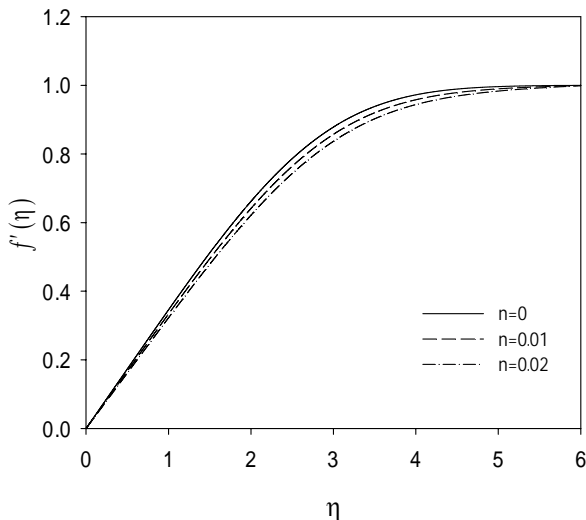
در این روابط همچنین  $u_s$ ، سرعت حرکت براونی نانوذرات، برابر است با (36):

$$u_s = \frac{2k_b \theta(\eta)}{\pi \mu_f d_s^2} \quad (36)$$

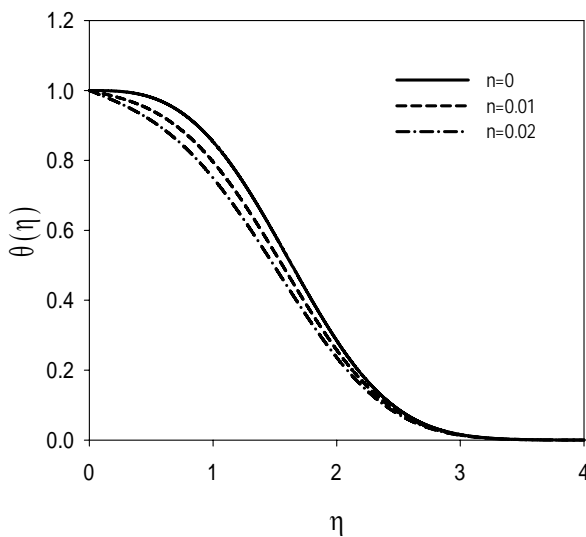
$k_b = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  ثابت بولتزمن نامیده می شود. لزجت دینامیکی برای آب  $\mu_f = 9.09452 \times 10^{-4} \text{ Pa.s}$  و عدد پرانتل آن نیز  $Pr = 6.2$  در نظر گرفته شده است.

2- TDMA

1- Ordinary differential equation



شکل 4 پروفیل سرعت نانوسیال ( $\varphi=0.04$ ) در دماهای سطح ( $n$ ) مختلف در جریان جابجایی ترکیبی ( $\lambda = -0.03$ )



شکل 5 پروفیل دمای نانوسیال ( $\varphi=0.04$ ) در دماهای سطح ( $n$ ) مختلف در جریان جابجایی ترکیبی ( $\lambda = -0.03$ )

با در نظر گرفتن مقادیر فوق، تعداد گره‌های محاسباتی در این روش برابر 170 خواهد بود. همچنین به منظور بررسی صحت عملکرد کد عددی نوشته شده، مقایسه‌ای بین نتایج بدست آمده با تحقیقات مشابه گذشته صورت گرفته است. برای این منظور حل تشابهی لایه مرزی برای جریان سیال خالص با جابجایی ترکیبی عبوری از یک صفحه صاف افقی بررسی شده است. در شکل 2 پروفیل دما به ازای  $n=0.01$ ،  $\lambda=-0.03$  و  $Pr = 0.7$  و در شکل 3 تغییر ضریب اصطکاک محلی  $f''(0)$  با  $\lambda$  به ازای  $n=0.01$  و  $Pr=0.7$ ، با نتایج مطالعه دسویتا [16] مقایسه شده است. در هر دو شکل نتایج بدست آمده تطابق بسیار خوبی با مطالعه مشابه قبلی دارد که این تطابق می‌تواند موید دقت و کارایی روش انتخاب شده در حل مساله لایه مرزی با جابجایی ترکیبی باشد.

#### 4-1- بررسی پروفیل‌های سرعت و دما

در شکل 4 پروفیل سرعت  $f'(\eta)$  به ازای  $\varphi=0.04$ ،  $\lambda = -0.03$  در سه توان مختلف  $n$  (دمای سطح) رسم شده است. همانگونه که مشاهده می‌شود، در هر فاصله مشخصی از سطح ( $\eta$ )، با افزایش  $n$  سرعت در لایه مرزی کاهش می‌یابد. دلیل این امر، وجود خاصیت شناوری در جریان، بواسطه وجود

این شبکه‌بندی، نسبت فاصله هر دو گره متوالی ثابت است رابطه (42):

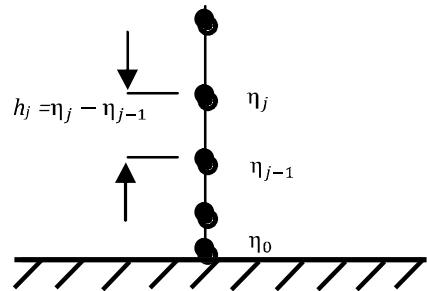
$$h_j = K h_{j-1} \quad (42)$$

همچنین فاصله تا گره  $j$ ام از رابطه (43) بدست می‌آید:

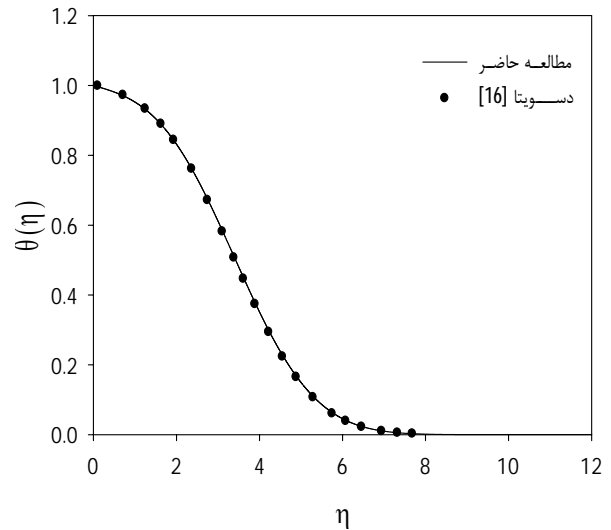
$$\eta_j = h_1 \frac{K^j - 1}{K - 1} \quad j = 1, 2, \dots, M \quad K > 1 \quad (43)$$

در رابطه (43)،  $h_1$  طول اولین گام و  $K$ ، ضریب کشیدگی یا نسبت فاصله هر دو گره متوالی است. در مسأله حاضر، از مقادیر زیر در حل عددی استفاده شده است:

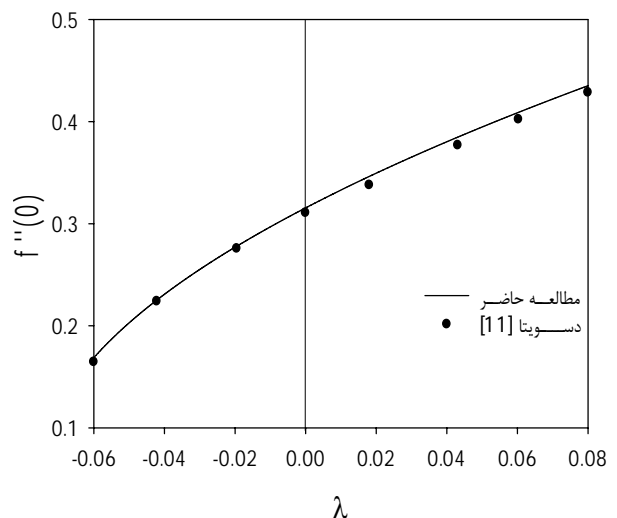
$$h_1 = 0.0001 \quad K = 1.01$$



شکل 1 نمایی ساده از شبکه‌بندی یک بعدی عرضی و غیریکنواخت استفاده شده



شکل 2 پروفیل دما در سیال خالص به ازای  $n=0.01$ ،  $\lambda=-0.03$  و  $Pr = 0.7$

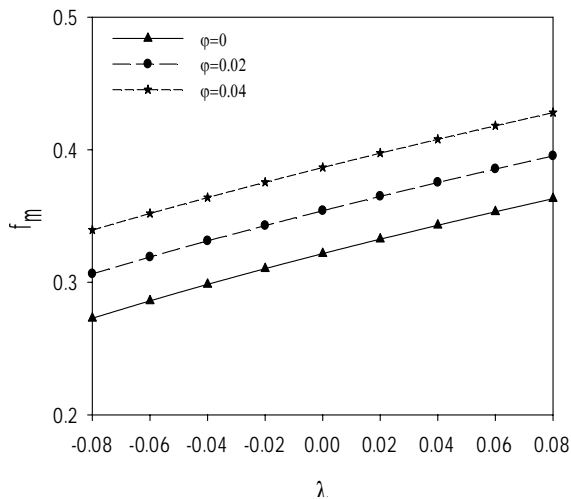


شکل 3 تغییرات ضریب اصطکاک محلی  $f''(0)$  نسبت به  $\lambda$  در سیال خالص به ازای  $Pr=0.7$  و  $n=0.01$

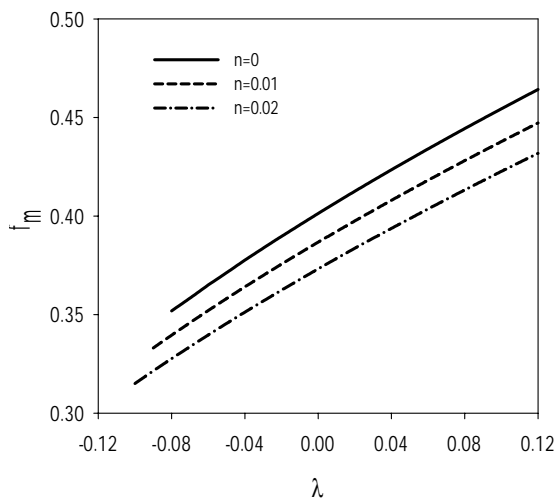
با توجه به این شکل دیده می‌شود که با افزایش کسر حجمی نانوسیال، ضخامت لایه مرزی حرارتی اندکی افزایش می‌یابد و شرط حرارتی روی سطح بهتر به‌داخل جریان نانوسیال نفوذ می‌کند به طوری که در یک فاصله مشخص از دیوار با افزایش کسر حجمی نانوسیال مقدار  $\theta(\eta)$  بیشتر می‌شود. این رفتار به این دلیل است که ضریب انتقال حرارت هدایتی نانوسیال با افزایش کسر حجمی نانوذرات بیشتر می‌شود و سبب می‌شود که حرارت از سطح دیوار بهتر به داخل جریان نانوسیال نفوذ کند.

#### 4-2- بررسی تغییرات ضریب اصطکاک

در شکل 8 تغییرات ضریب اصطکاک روی سطح با پارامتر جابجایی ترکیبی و تاثیر تغییر درصد حجمی نانوذرات بر این تغییرات به ازای  $n=0.01$  نشان داده شده است. از این نمودار چنین بر می‌آید که همواره با افزایش  $\lambda$  ضریب اصطکاک روند افزایشی خواهد داشت. این افزایش بدلیل افزایش گرادیان‌های سرعت در جریان با افزایش خاصیت شناوری موافق با جهت جریان در جریانهای جابجایی آزاد، که  $\lambda$  معیاری از آن است، قابل انتظار می‌باشد. این شکل همچنین نشان می‌دهد که با افزایش درصد حجمی نانوذرات، ضریب اصطکاک به ازای تمامی مقادیر  $\lambda$  افزایش می‌یابد. دلیل این امر افزایش لزجت نانوسیال با توجه به افزایش کسر حجمی نانوذرات می‌باشد.



شکل 8 تغییرات پارامتر معرف ضریب اصطکاک نانوسیال  $f_m$  نسبت به  $\lambda$  در  $\phi$  های مختلف برای  $n=0.01$



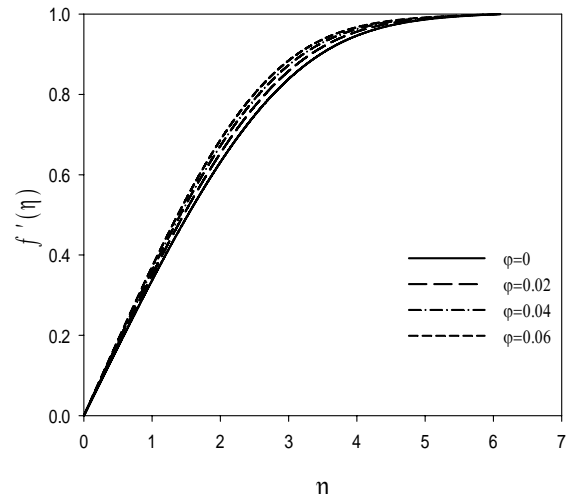
شکل 9 تغییرات ضریب اصطکاک نانوسیال ( $\phi=0/04$ ) نسبت به  $\lambda$  در  $n$  های مختلف

جابجایی آزاد در مساله می‌باشد که می‌تواند سبب کاهش سرعت با افزایش دمای دیوار می‌شود. با نزدیک شدن به دیوار یا به لبه لایه مرزی هیدرودینامیکی، تأثیر  $n$  بر پروفیل سرعت کمتر خواهد شد.

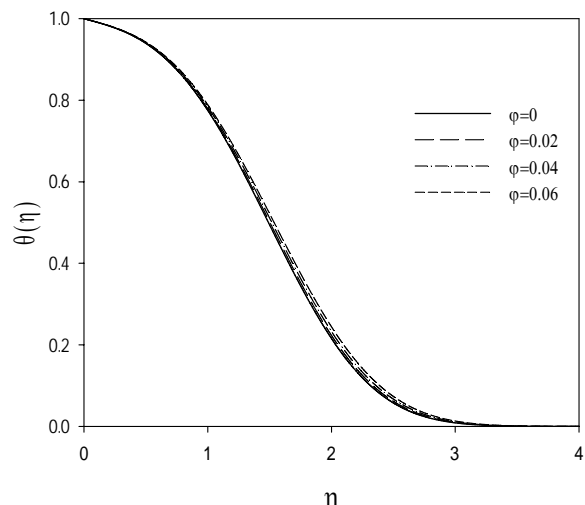
پروفیل دما  $\theta(\eta)$  نیز در شکل 5 به ازای  $\phi=0.04$  و  $\lambda=-0.03$  در سه توان مختلف  $n$  (دمای سطح) نشان داده شده است. دیده می‌شود که با افزایش  $n$ ، مقدار  $\theta(\eta)$  در هر فاصله‌ای از سطح کاهش می‌یابد. با نزدیک شدن به سطح آزاد و لبه لایه مرزی حرارتی، مجدداً تأثیر  $n$  بر پروفیل دما کمتر می‌شود. علاوه بر آن می‌توان گفت که تغییرات پروفیل دما ناشی از تغییر  $n$ ، در نزدیکی دیوار محسوس‌تر بوده که البته قابل انتظار است.

در شکل 6، اثر کسر حجمی نانوذرات بر پروفیل سرعت در  $\lambda=0.04$  و  $n=0.01$  مشاهده می‌شود. همانطور که مشاهده می‌شود، نانوسیال تأثیر ناچیزی بر سرعت می‌گذارد. افزایش نانوسیال به مقدار اندکی سرعت را در داخل لایه مرزی افزایش و ضخامت لایه مرزی را کاهش می‌دهد. دلیل این امر وجود نانوذرات مس در جریان می‌باشد که سبب می‌شود گرادیان فشار در جریان آزاد منفی‌تر شود و از رشد لایه مرزی جلوگیری نماید.

در شکل 7، اثر کسر حجمی نانوذرات بر پروفیل دما در  $\lambda=0.04$  و  $n=0.01$  مشاهده می‌شود.



شکل 6 پروفیل سرعت نانوسیال در کسر حجمی نانوذرات مختلف در جریان جابجایی ترکیبی ( $n=0.01, \lambda=0.04$ )



شکل 7 پروفیل دمای نانوسیال در کسر حجمی نانوذرات مختلف در جریان جابجایی ترکیبی ( $n=0.01, \lambda=0.04$ )

مخالف جهت جریان وجود دارد، مشاهده می‌شود که اثر دمای سطح بر تغییر ضریب اصطکاک در حضور مقادیر بیشتر نانوذرات، بیشتر است.

در جدول 2 ضرایب اصطکاک نانوسیال به ازای مقادیر مختلف  $\lambda$  و  $n$  و کسر حجمی نانوذرات جمع‌آوری شده است. در این جدول،  $\% \Delta f$  بیانگر درصد افزایش ضریب اصطکاک ناشی از افزایش کسر حجمی نانوذرات در سیال پایه است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

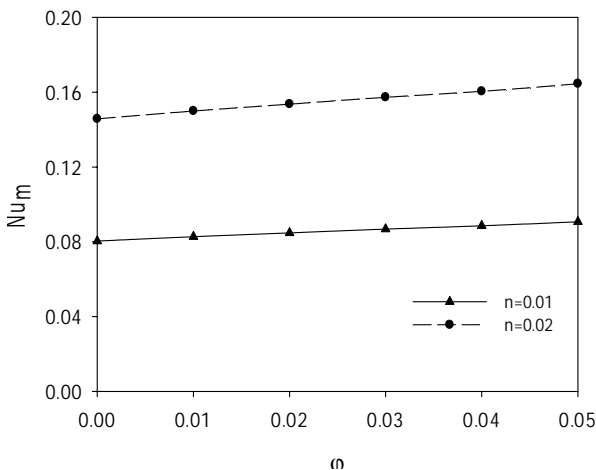
$$\% \Delta f = [(f_{mnf} - f_{mf}) / f_{mf}] \times 100$$

دیده می‌شود که کمترین تأثیر حضور نانوذرات بر ضریب اصطکاک، در  $n=0.02$  و به ازای  $\lambda=0.04$  رخ می‌دهد. همچنین از داده‌های این جدول می‌توان نتیجه گرفت که بیشترین تأثیر افزایش کسر حجمی نانوذرات بر ضریب اصطکاک، در  $n=0$  و به ازای  $\lambda=0.04$  است.

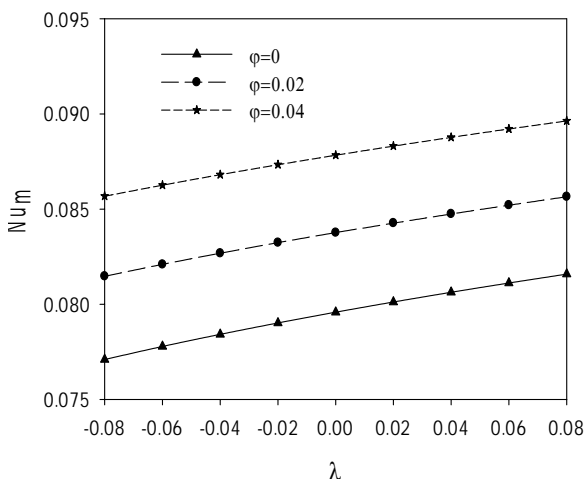
### 3-4- بررسی تغییرات عدد نوسلت

پارامتر معرف عدد نوسلت  $Num$  برحسب کسر حجمی نانوذرات در دماهای سطح مختلف و به ازای  $\lambda=0.04$  در شکل 11 آورده شده است.

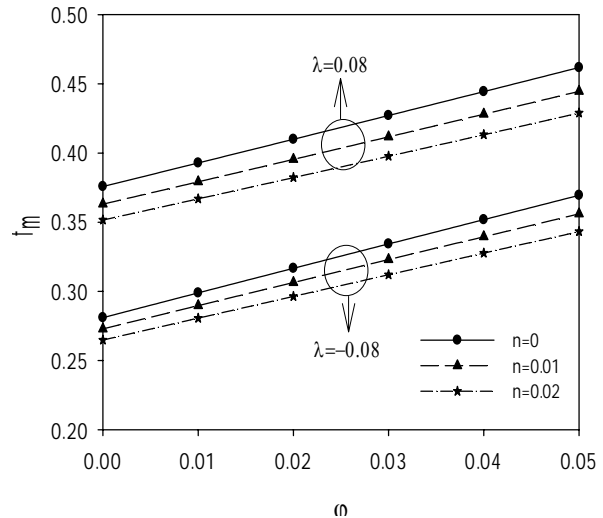
همانگونه که در این شکل مشاهده می‌شود، با افزایش کسر حجمی نانوذرات، نوسلت افزایش می‌یابد، که این بیانگر اثر حضور نانوذرات در افزایش انتقال حرارت از سطح می‌باشد. همچنین می‌توان دید که با افزایش دمای سطح دیوار، نوسلت نیز افزایش می‌یابد. این اثر افزایش در  $n=0.02$  بیشتر است.



شکل 11 تغییرات پارامتر معرف عدد نوسلت  $Num$  نسبت به  $\varphi$  در  $n=0.01, 0.02$  به ازای  $\lambda = 0.04$



شکل 12 تغییرات پارامتر معرف عدد نوسلت  $Num$  نسبت به  $\lambda$  در کسرهای حجمی مختلف نانوذرات برای  $n=0.01$



شکل 10 پارامتر معرف ضریب اصطکاک  $f_m$  برحسب  $\varphi$  در  $n$  های مختلف برای جریان با شناوری هم‌جهت  $\lambda = 0.08$  و شناوری خلاف جهت  $\lambda = -0.08$

جدول 2 تغییرات ضریب اصطکاک نانوسیال  $f_m$  به ازای مقادیر مختلف  $\lambda$ ،  $n$  و  $\varphi$

$0/04 \varphi =$	$0/02 \varphi =$	$0 \varphi =$	$n$	$\lambda$
$0/3776$	$0/3428$	$0/3081$	$= f_m$	0
$22/55$	$11/26$	0	$= \% \Delta f$	
$0/3512$	$0/3202$	$0/2893$	$= f_m$	0/02
$21/39$	$10/68$	0	$= \% \Delta f$	
$0/4013$	$0/3668$	$0/3324$	$= f_m$	0
$20/72$	$10/34$	0	$= \% \Delta f$	
$0/3731$	$0/3422$	$0/3116$	$= f_m$	0/02
$19/73$	$9/82$	0	$= \% \Delta f$	
$0/4235$	$0/389$	$0/3549$	$= f_m$	0
$19/33$	$9/6$	0	$= \% \Delta f$	
$0/3938$	$0/3629$	$0/3323$	$= f_m$	0/04
$18/5$	$9/2$	0	$= \% \Delta f$	

تغییرات ضریب اصطکاک با پارامتر جابجایی آزاد ( $\lambda$ ) برای نانوسیالی با  $\varphi=0.04$  به ازای دماهای مختلف سطح ( $n$ ) در شکل 9 آمده است. می‌توان دید که با افزایش  $n$ ، ضریب اصطکاک کاهش می‌یابد. این کاهش با افزایش  $\lambda$  بیشتر هم می‌شود. دلیل آن ایجاد گرادیان فشار مطلوب بر اثر نیروهای شناوری هم‌جهت با جریان ( $\lambda > 0$ ) است.

شکل 10 تأثیر تغییر کسر حجمی نانوذرات را بر تغییرات ضریب اصطکاک در دماهای سطح مختلف  $n$  برای جریان جابجایی ترکیبی هم‌جهت جریان با  $\lambda=0.08$  و مخالف جهت جریان با  $\lambda=-0.08$  نشان می‌دهد. برای حالتی که نیروی شناوری هم‌جهت با جریان است، با افزایش کسر حجمی نانوذرات، ضریب اصطکاک افزایش می‌یابد که این ناشی از افزایش لزجت سیال حاوی نانوذرات و در نتیجه افزایش تنش برشی در جریان است. همچنین مشاهده می‌شود که در تمامی مقادیر  $\varphi$ ، با افزایش  $n$  ضریب اصطکاک کاهش یافته است که نشان دهنده تأثیر دمای سطح بر کاهش لزجت سیال و در نتیجه کاهش ضریب اصطکاک مجاور سطح می‌باشد.

همچنین برای حالتی که نیروی شناوری در خلاف جهت جریان است، می‌توان دید که با افزایش کسر حجمی نانوذرات و همچنین با کاهش  $n$ ، ضریب اصطکاک افزایش می‌یابد. با این حال برای حالتی که نیروهای شناوری

جدول 3 تغییرات عدد نوسلت نانوسیال  $Nu_m$  به ازای مقادیر مختلف  $\lambda$ ،  $n$  و  $\phi$

$\lambda$	$n$	$0\phi=$	$0/02\phi=$	$0/04\phi=$
-0/04	0/01	$=Nu_m$	0/0784	0/0868
		$=\% \Delta_{Nu}$	0	10/71
0	0/02	$=Nu_m$	0/1422	0/1573
		$=\% \Delta_{Nu}$	0	10/61
0/04	0/01	$=Nu_m$	0/0796	0/0878
		$=\% \Delta_{Nu}$	0	10/3
0/04	0/02	$=Nu_m$	0/1443	0/1592
		$=\% \Delta_{Nu}$	0	10/32
0/04	0/01	$=Nu_m$	0/0806	0/0887
		$=\% \Delta_{Nu}$	0	10/05
0/04	0/02	$=Nu_m$	0/1463	0/1609
		$=\% \Delta_{Nu}$	0	9/98

شکل 12 تاثیر پارامتر شناوری جریان  $\lambda$  را بر عدد نوسلت در کسره‌های حجمی مختلف نانوذرات نشان می‌دهد. با افزایش  $\lambda$  مقدار عدد نوسلت افزایش یافته است که با توجه به افزایش خاصیت شناوری در جریان با افزایش  $\lambda$  امری قابل انتظار است. همچنین می‌توان مشاهده نمود که با افزایش کسر حجمی نانوذرات، انتقال حرارت در نانوسیال بدلیل اثرگذاری نانوذرات در تغییر ضریب هدایت حرارتی سیال پایه، افزایش یافته است. در جدول 3 مقادیر عدد نوسلت به ازای مقادیر مختلف  $\lambda$  و  $n$  به ازای کسره‌های حجمی مختلف نانوذرات جمع‌آوری شده است.

در جدول 3 بیانگر درصد افزایش نوسلت در اثر تغییر کسر حجمی نانوذرات است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$(\% \Delta_{Nu}) = [(Nu_{m, nf} - Nu_{m, f}) / Nu_{m, f}] \times 100$$

همانگونه که از داده‌های جدول 3 برمی‌آید، بیشترین افزایش عدد نوسلت ناشی از حضور نانوذرات، در  $n=0.01$  و به ازای  $\lambda=-0.04$  رخ می‌دهد. همچنین کمترین تاثیر حضور نانوذرات بر افزایش نوسلت، در  $n=0.02$  و به ازای  $\lambda=0.04$  مشاهده می‌شود.

### 5- نتیجه گیری

جریان جابجایی ترکیبی نانوسیال در لایه مرزی بدلیل اهمیت و کاربرد جریان در مسائل متعدد مهندسی و در عین حال سادگی حل معادلات لایه مرزی نسبت به معادلات ناویر-استوکس از جایگاه ویژه‌ای برخوردار است که در این مقاله مورد بررسی و تجزیه و تحلیل قرار گرفت. معادلات لایه مرزی حاکم بر جریان نانوسیال به صورت عددی و با استفاده از طرح تفاضل محدود ضمنی، به روش کلرباکس حل شده‌اند و حل تشابهی و نتایج عددی در مورد تغییر در شکل پروفیل‌های سرعت و دما، ضریب اصطکاک و انتقال حرارت در جریان تحت تاثیر تغییر کسر حجمی نانوذرات، پارامتر شناوری و دمای سطح مورد بررسی قرار گرفته‌اند. نتایج حاصل از این مطالعه را می‌توان در موارد زیر خلاصه کرد:

- با افزایش  $n$ ، مقدار  $\theta(\eta)$  در هر فاصله‌ای از سطح کاهش می‌یابد. با نزدیک شدن به سطح آزاد و لبه لایه مرزی حرارتی، مجدداً تاثیر  $n$  بر پروفیل دما کمتر می‌شود.

- با افزایش اثر شناوری در جریان جابجایی ترکیبی، ضریب اصطکاک افزایش یافته است. بطوریکه پارامتر معرف ضریب اصطکاک برای نانوسیال آب - مس با کسر حجمی 4 درصدی نسبت به سیال خالص در حدود 20% افزایش داشته است. با این وجود در مقادیر پائین تر پارامتر جابجایی ترکیبی، تاثیر حضور

نانوذرات بر افزایش ضریب اصطکاک بیشتر خواهد شد.  
- افزایش کسر حجمی نانوذرات و پارامتر جابجایی ترکیبی، هر دو منجر به افزایش عدد نوسلت و در نتیجه انتقال حرارت بیشتر در جریان می‌شود؛ بطوریکه پارامتر معرف عدد نوسلت جریان برای نانوسیال آب - مس با کسر حجمی 4 درصدی نسبت به سیال خالص در حدود 10% افزایش داشته است.  
- افزایش دمای سطح موجب افزایش عدد نوسلت و کاهش ضریب اصطکاک می‌شود، با این حال اثر افزایش دمای سطح بر این تغییرات به ازای کسره‌های حجمی بالاتر نانوذرات و در پارامترهای جابجایی ترکیبی بالاتر، محسوس تر است.

### 6- فهرست علائم

$c$	ثابت تجربی
$C_{fx}$	ضریب اصطکاک محلی
$C_p$	گرمای ویژه ( $J/kg \cdot K^{-1}$ )
$d_s$	قطر نانوذرات جامد (nm)
$d_f$	اندازه مولکولی سیال مبنا ( $d_f = 2\text{\AA}$ )
$f$	تابع جریان بدون بعد
$f_m$	پارامتر معرف ضریب اصطکاک
$Gr$	عدد گراشهف ( $Gr = g\beta \Delta T L^3 / \nu^2$ )
$k$	ضریب هدایت حرارتی ( $W/m \cdot K^{-1}$ )
$k_b$	ثابت بولتزمن $k_b = 1.3807 \times 10^{-23} (JK^{-1})$
$L$	طول مشخصه (m)
$N$	توان دمای دیوار
$Nu_m$	پارامتر معرف عدد نوسلت
$Nu_x$	عدد نوسلت محلی
$\bar{p}$	فشار سیال (Pa)
$p$	فشار بدون بعد ( $p = (\bar{p} - p_\infty) / \rho U_0^2$ )
$P$	پروفیل فشار بدون بعد
$Pr$	عدد پرائتل ( $Pr = \nu / \alpha$ )
$Pe$	عدد پکلت ( $Pe = u_s d_s / \alpha$ )
$Re$	عدد رینولدز ( $Re = U_0 L / \nu$ )
$\bar{T}$	دما (K)
$T$	دمای بدون بعد ( $T = (\bar{T} - T_\infty) / \Delta T$ )
$\bar{u}, \bar{v}$	مولفه بردار سرعت در راستای $\bar{x}$ و $\bar{y}$ ( $ms^{-1}$ )
$u, v$	مولفه بدون بعد سرعت ( $u = \bar{u} / U_0, v = Re^{1/2} (\bar{v} / U_0)$ )
$U_\infty$	سرعت مشخصه ( $ms^{-1}$ )
$u_s$	سرعت حرکت براونی ( $ms^{-1}$ )
$\bar{x}$ و $\bar{y}$	مختصات کارتزین (m)
<b>علائم یونانی</b>	
$\alpha$	ضریب پخش حرارتی ( $m^2 s^{-1}$ )
$B$	ضریب انبساط گرمایی ( $1/K$ )
$\mu$	لزجت دینامیکی (Pa.s)
$\rho$	چگالی ( $kgm^{-3}$ )
$\nu$	لزجت سینماتیکی ( $m^2 s^{-1}$ )
$\Lambda$	پارامتر جابجایی ترکیبی ( $\Lambda = Gr / Re^{5/2}$ )
$\Delta T$	دمای مشخصه ( $\Delta T = \bar{T}_w - T_\infty$ )
$H$	متغیر تشابهی



- [16] L. Deswita, R. Nazar, A. Ishak, R. Ahmad, I. Pop, Similarity solutions for mixed convection boundary layer flow over a permeable horizontal flat plate, *Applied Mathematics and Computation*, Vol. 217, pp. 2619-2630, 2010.
- [17] S. V. Subhashini, N. Samuel, I. Pop, Numerical investigation of dual solutions for double diffusive convection from a permeable horizontal flat plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55, pp. 4981-4986, 2011.
- [18] F. M. Allan, M. A. Hajji, On The Similarity Solution of Nano-Fluid Flow Over A Moving Flat Plate Using The Homotopy Analysis Method, *Numerical Analysis and Applied Mathematics*, Vol. 1479, pp. 1833-1837, 2012.
- [19] A. M. Rashad, M. A. El-Hakiem, M. M. M. Abdou, Natural convection boundary layer of a non-Newtonian fluid about a permeable vertical cone embedded in a porous medium saturated with a nanofluid, *Computers and Mathematics with Applications*, Vol. 62, pp. 3140-3151, 2011.
- [20] A.M. Rashad, A.J. Chamkha, M. Modather, Mixed convection boundary-layer flow past a horizontal circular cylinder embedded in a porous medium filled with a nanofluid under convective boundary condition, *Computers & Fluids*, Vol. 86, pp. 380-388, 2013.
- [21] P. Rana, R. Bhargava, Numerical study of heat transfer enhancement in mixed convection flow along a vertical plate with heat source/sink utilizing nanofluids, *Commun Nonlinear Sci Numer Simulat*, Vol. 16, pp. 4318-4334, 2011.
- [22] M. M. Rashidi, O. Anwar Beg, M. Asadi, M. T. Rastegari, DTM- Padé Modeling of Natural Convective Boundary Layer Flow of a Nanofluid Past a Vertical Surface, *Int. J. of Thermal & Environmental Engineering*, Vol. 4, No. 1, pp. 13-24, 2012.
- [23] Ch. RamReddy, P. V. S. N. Murthy, A. J. Chamkha, A. M. Rashad, Soret effect on mixed convection flow in a nanofluid under convective boundary condition, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 64, pp. 384-392, 2013.
- [24] Md. J. Uddin, W. A. Khan, A. I. Md. Ismail, Free Convection Boundary Layer Flow from a Heated Upward Facing Horizontal Flat Plate Embedded in a Porous Medium Filled by a Nanofluid with Convective Boundary Condition, *Transp Porous Med*, Vol. 92, pp. 867-881, 2012.
- [25] M. M. Rahman, M. A. Al-Lawatia, I. A. Eltayeb, N. Al-Salti, Hydromagnetic slip flow of water based nanofluids past a wedge with convective surface in the presence of heat generation (or) absorption, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 57, pp. 172-182, 2012.
- [26] N. Md. Arifin, R. Nazar, I. Pop, Similarity Solution of Marangoni Convection Boundary Layer Flow over a Flat Surface in a Nanofluid, *Journal of Applied Mathematics*, A. ID. 634746, pp. 8, 2013.
- [27] A. Arefmanesh, M. Amini, M. Mahmoodi, M. Najafi, Buoyancy-driven heat transfer analysis in two-square duct annuli filled with a nanofluid, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Vol. 33, pp. 95-104, 2012.
- [28] H.C. Brinkman, The Viscosity of concentrated suspensions and solution, *Chem. Phys.*, Vol. 20, pp. 571-581, 1952.
- [29] H.E. Patel, T. Sundararajan, T. Pradeep, A. Dasgupta, N. Dasgupta, S. K. Das, A micro-convection model for thermal conductivity of nanofluids, *Pramana, J. Phys.*, Vol. 65, pp. 863-869, 2005.
- [30] A. K. Santra, S. Sen, N. Chakraborty, Study of heat transfer due to laminar flow of copper-water nanofluid through two isothermally heated parallel plates, *Int. J. Therm. Sci.*, Vol. 48, pp. 391-400, 2009.
- [31] D.R. Jones, Free convection from a semi-infinite plate inclined at a small angle. *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, Vol. 26, pp. 77-98, 1973.
- [32] T. Cebeci, P. Bradshaw, Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer, *Springer*, New York, 1988.

θ	پروفیل دمای بدون بعد
φ	کسر حجمی نانوذرات جامد
زیر نویس‌ها	
Eff	موثر
F	سیال
Nf	نانو سیال
S	نانوذرات جامد
∞	جریان آزاد
W	دیوار
X	محلی

## 7- مراجع

- [1] L. Prandtl, Überflüssigkeitsbewegung bei sehrkleiner Reibung. Verh. III. Intern.Math.Kongr., Heidelberg, 1904, S.484{491, Teubner, Leipzig, 1905.
- [2] J.D. Anderson, Ludwig Prandtl's Boundary Layer, *Physics Today*, December, 2005.
- [3] O. Aydin, A. Kaya, Laminar boundary layer flow over a horizontal permeable flat plate, *Applied Mathematics and Computation*, Vol. pp. 161, 229-240, 2005.
- [4] P. D. Weidman, D. G. Kubitschek, A. M. J. Davis, The effect of transpiration on self-similar boundary layer flow over moving surfaces, *International Journal of Engineering Science*, Vol. 44, pp. 730-737, 2006.
- [5] A. Ishak, R. Nazar, I. Pop, Mixed convection boundary layers in the stagnation-point flow toward a stretching vertical sheet, *Meccanica*, Vol. 41, pp. 509-518, 2006.
- [6] K. Venkatasubbaiah, T. K. Sengupta, Mixed convection flow past a vertical plate: Stability analysis and its direct simulation, *International Journal of Engineering Science*, Vol. 48, pp. 461-474, 2009.
- [7] O. D. Makinde, Similarity solution of hydromagnetic heat and mass transfer over a vertical plate with a convective surface boundary condition, *International Journal of the Physical Sciences*, Vol. 5, pp. 700-710, 2010.
- [8] K. Vajravelu, K. V. Prasad, C. Ng, Unsteady convective boundary layer flow of a viscous fluid at a vertical surface with variable fluid properties, *Nonlinear Analysis: Real World Applications*, Vol. 14, pp. 455-464, 2013.
- [9] K. Bhattacharyya, S. Mukhopadhyay, G.C. Layek, Similarity solution of mixed convective boundary layerslip flow over a vertical plate, *Ain Shams Engineering Journal*, Vol. 4, pp. 299-305, 2013.
- [10] N. Afzal, T. Hussain, Mixed convection over a horizontal plate, *J. Heat Trans* 106, 240-241, 1986.
- [11] W. Schneider, A similarity solution for combined forced and free convection flow over a horizontal plate, *Int. J. Heat Mass Trans*, Vol. 22, pp. 1401-1406, 1979.
- [12] A. Ishak, R. Nazar, I. Pop, The Schneider problem for a micropolar fluid, *Fluid. Dyn. Res.*, Vol. 38, pp. 489-502, 2006.
- [13] A. Ridha, Aiding flows non-unique similarity solution of mixed-convection boundary-layer equation, *J. Appl. Math. Phys. (ZAMP)*, Vol. 47, pp. 341-352, 1996.
- [14] H. Steinrück, A review of the mixed convection boundary-layer flow over a horizontal cooled plate, *GAMM Mitteilung Heft*, Vol. 2, pp. 127-158, 2001.
- [15] E. Magyari, I. Pop, B. Keller, Mixed convection boundary-layer flow past a horizontal permeable flat plate, *Fluid Dyn. Res.* Vol. 31, pp. 215-225, 2002.