^۱استاد دانشکده مهندسی مکانیک – پردیس دانشکده های فنی – دانشگاه تهران ^۲دانش آموخته کارشناسی ارشد مهندسی مکانیک – پردیس دانشکده های فنی – دانشگاه تهران (تاریخ دریافت ۸۴/۶/۱۹، تاریخ دریافت روایت اصلاح شده ۸۵/۲/۱۶، تاریخ تصویب ۸۵/۳/۶)

در این مقاله انتقال حرارت مزدوج (هدایت – جابجایی) در ناحیه طول ورودی حرارتی کانالهای موجی شکل بررسی شده است. در این مطالعه برای دیدن اثرات دیواره، در نفوذ حرارت به بالادست کانال، فرض شده است که دیواره خارجی در چهار طول موج اول کانال عایق و در هشت طول موج بعدی تحت شار حرارتی ثابت قرار داشته باشد. برای مطالعۀ چنین مسالهای، معادلات حاکم شامل پیوستگی، ممنتوم (ناویر – استوکس) و انرژی (در هر دو فاز سیال و بدنه جامد) با استفاده از روش عددی حجم محدود سیمپل حل شدهاند. نتایج شامل نسبت شار گذرنده از سطح مشترک سیال و بدنه به شار داده شده به دیواره خارجی، دمای سطح مشترک سیال و بدنه، دمای متوسط مخلوط سیال و توزیع ناسلت محلی ارائه شده است. نتایج نشان میدهند که تاثیر بدنه جامد باعث کاهش در مقدار ناسلت در ناحیه طول ورودی کانال میشود.

:

انتقال حرارت مزدوج - کانال موجی شکل- روش حجم محدود - طول ورودی حرارتی

کانالهای موجی شکل بواسطه داشتن نرخ انتقال حرارت بیشتر نسبت به کانال های تخت، در مبدل های حرارتی فشرده^۱ استفاده زیادی دارند. پارامترهای مهم در طراحی این نوع مبدل ها، افزایش نرخ انتقال حرارت و کاهش افت فشار در این کانال ها می باشد.

در زمینه انتقال حرارت در کانالهای موجی شکل تحقیقات زیادی انجام شده است. در سال ۱۹۸۴ نیشیمورا و همکارانش [۱]، مشخصههای جریان از جمله افت فشار و تنش برشی دیواره در کانالهای موجی شکل با هندسه متقارن، را هم به صورت عددی و هم به صورت آزمایشگاهی بررسی کردند. آنها در مطالعه عددی خود از این مطالعه شامل جریانهای آرام و آشفته در محدوده عدد رینولدز از ۴۰ تا ۱۰۰۰۰ میباشد. طبق نتایج آنها اگر محدود به جریان آرام و دائم میباشد. طبق نتایج آنها اگر چه در رینولدزهای پائین نیز شاهد ایجاد گردابه در این کانالها خواهیم بود اما با افزایش بیشتر رینولدز است که این گردابهها میتوانند باعث اختلاط سیال مرکز کانال با

:

:

عددی بدست آمده در این مطالعه، همزمان با نتایج آزمایشگاهی خود آنها مقایسه شده است. از آنجا که نتایج عددی با نتایج آزمایش فقط تا رینولدز ۳۵۰ با هم تطابق دارند نتیجه گرفتند که جریان در این نوع کانالها فقط تا رینولدز ۳۵۰ آرام میماند و بعد از آن جریان ناپایدار و آشفته میشود. آنها همچنین با توجه به نتایج عددی و آزمایشگاهی خود به این نتیجه رسیدند که افت فشار در این کانالها از افت فشار در کانالهای تخت بیشتر است.

در سال ۱۹۹۵ در یک کار عددی نیز ونگ و ونکا [۲]، به بررسی انتقال حرارت جابجایی در این کانالها پرداختند. آنها مساله را بصورت دائم و غیردائم مطالعه کردند در این تحقیق معادلات وابسته به زمان ناویر – استوکس و انرژی در حالت دو بعدی، با شرط مرزی پریودیک در ناحیه توسعه یافته حل شده است. طبق تحقیقات ایشان، در رژیم جریانهای غیر دائم، نرخ انتقال حرارت در این کانالها ۲/۵ برابر نرخ انتقال حرارت در کانالهای تخت میباشد. آنها همچنین دریافتند که ضریب اصطکاک در رژیم گذار ثابت میماند در حالیکه در رژیم جریان آرام ضریب اصطکاک بدنه ۲ برابر مقدار آن در

کانالهای تخت میباشد.

در سال ۲۰۰۲ آقایان ونگ و چن [۳]، به بررسی انتقال حرارت به روش جابجائی اجباری در کانالهای موجی شکل به روش عددی پرداختهاند. در این مقاله نرخ انتقال حرارت در کانالهای موجی شکل با استفاده از یک روش عددی اختلاف محدود و با استفاده از شبکه منطبق بر بدنه محاسبه شده است. در این کار تاثیرات هندسهٔ کانال، عدد رینولدز و پراندل بر ضریب اصطکاک و عدد ناسلت بررسی شده است. نتایج نشان میدهند که دامنهٔ تغییرات ناسلت و ضریب اصطکاک با افزایش عدد رینولدز و نسبت دامنه به طول موج افزایش می یابد. افزایش انتقال حرارت در نسبتهای دامنه به طول موج کم، زیاد محسوس نبوده اما در نسبتهای بزرگتر، نرخ انتقال حرارت بطور موثری بویژه در اعداد رینولدز بالا افزایش مى يابد. مساله انتقال حرارت مزدوج مبر خلاف انتقال حرارت جابجایی که در آن از تاثیرات دیواره کانال صرفنظر می شود، تاثیر هدایت در بدنه جامد را نیز در بر می گیرد. در مسائل انتقال حرارت جابجایی صرفنظر کردن از تاثیرات بدنه جامد خطای زیادی را در محاسبات وارد می-كند. منابع موجود براى انتقال حرارت مزدوج فقط به بررسی آن در کانالهای تخت و لولهها پرداختهاند. که در زیر نمونههائی از آنها آورده شده است.

در سال ۱۹۸۰ فقری و اسپارو [۴]، انتقال حرارت مزدوج در جريان آرام داخل لولهها را كه بصورت هیدرودینامیکی توسعه یافته باشد را با استفاده از روش-های عددی بررسی کردند. در این کار آنها قسمت بالادست جریان را برای دیدن اثرات انتقال حرارت مزدوج، عایق فرض کردند، در قسمت میانی شرط مرزی شار ثابت اعمال شده است و در خروجی لوله فرض شده است که میدان دما نیز توسعه یافته باشد. در این مساله انتقال حرارت در بدنه و در راستای شعاعی لامپ فرض شده است و برای پروفیل سرعت از پروفیل سهموی جریان پوازی استفاده شده است. تحلیل مساله برای اعداد پکلت پائین می باشد بطوریکه هدایت محوری هم در سیال و هم در بدنه قابل توجه باشد. مساله با دو پارامتر مشخص شده است، یکی عدد پکلت سیال است که در محدوده ۵ تا ۵۰ میباشد و دیگری پارامتری است که هم شامل نسبت ضریب هـدایت بدنه به سیال است و هم نسبت ضخامت بدنه به شعاع لوله. نتایج نشان میدهند که انتقال حرارت محوری به

سمت بالادست در بدنه تاثیر بسزائی در کاهش نرخ انتقال حرارت به سیال، در ناحیه شار ثابت دارد.

در سال ۱۹۹۷ بیلر [۵]، انتقال حرارت مزدوج در لولهها برای حالت دوبعدی با در نظر گرفتن هدایت محوری در سیال با استفاده از یک روش عددی اختلاف محدود بررسی کرد. بخش بالادست دیواره خارجی مساله T_1 در دمای ثابت T_0 و بخش پائیندست در دمای ثابت قرار دارد. چهار پارامتر مشخصه در این مطالعه برای تحليل انتقال حرارت مزدوج در مسائل غيردائم معرفي شده است که عبارتند از: عدد پکلت سیال، نسبت ضریب هدایت بدنه به سیال، نسبت ضخامت بدنه به شعاع لوله و نسبت ضريب پخش حرارتی بدنه به ضريب پخش حرارتی سیال. پارامتر نسبت ضرایب پخش حرارتی پارامتری است که در مسائل غیردائمی تاثیر خود را نشان میدهد و در مسائل دائم تاثیری ندارد. نتیجه اینکه افزایش نسبت ضريب هدايت بدنه به سيال و نسبت ضخامت بدنه به شعاع لوله، نسبت ضريب پخش حرارتي بدنه به سيال و کاهش عدد پکلت باعث کاهش نرخ انتقال حرارت به سیال می شود.

در سال ۲۰۰۵ شکوهمند و رستمی [۶]، انتقال حرارت مزدوج در ناحیه پریودیک را برای کانال موجی-شکل بررسی کردند و نتیجه گرفتند که در این ناحیه پارامترهای مزدوج بصورت محلی بر میزان انتقال حرارت تاثیر گذاشته و بر مقدار متوسط آن تاثیری ندارند.





:

طول موج کانال ۲۸ میلیمتر، دامنه موج آن ۳/۵ میلیمتر و عرض دهنه ورودی آن ۶ میلیمتر میباشد. برای مطالعه طول ورودی حرارتی، از کانال با ۱۲ طول موج استفاده شده است. چهار طول موج اول كانال عايق فرض شده است که در شکل (۲) نشان داده شده است.

از آنجا که برای حل میدانهای سرعت، فشار و دما از شبکه منطبق بر بدنه [۷]، استفاده شده است. معادلات پیوستگی، ممنتوم (ناویر - استوکس) و انرژی به سیستم مختصات غير متعامد منحنى الخط انتقال داده شدهاند. شکل این معادلات در دستگاه مختصات غیر متعامد منحنی الخط (ع و ۱) به صورت زیر می باشد [۸]: • معادلهٔ پیوستگی: $\left\{ \frac{\partial U^{c}}{\partial \xi} + \frac{\partial V^{c}}{\partial \eta} \right\} = 0$

- (1)
- معادلهٔ ممنتوم در جهت u:

$$\begin{split} &\frac{\partial}{\partial \xi} \Big[\rho \, U^{c} \, u \Big] + \frac{\partial}{\partial \eta} \Big[\rho \, V^{c} \, u \Big] = \\ &- J \Big[P_{\xi} \, \xi_{x} + P_{\eta} \, \eta_{x} \Big] + \\ &\frac{\partial}{\partial \xi} \Big[\Big(\mu J q_{11} \Big) \frac{\partial u}{\partial \xi} \Big] + \frac{\partial}{\partial \eta} \Big[\Big(\mu J q_{22} \Big) \frac{\partial u}{\partial \eta} \Big] + \\ &\frac{\partial}{\partial \xi} \Big[\Big(\mu J q_{12} \Big) \frac{\partial u}{\partial \eta} \Big] + \frac{\partial}{\partial \eta} \Big[\Big(\mu J q_{12} \Big) \frac{\partial u}{\partial \xi} \Big] \end{split}$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \xi} \left[\rho U^{\circ} \mathbf{v} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\rho V^{\circ} \mathbf{v} \right] = \\ - J \left[P_{\xi} \xi_{y} + P_{\eta} \eta_{y} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\mu J q_{11} \right) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\mu J q_{22} \right) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \eta} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\mu J q_{12} \right) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\mu J q_{12} \right) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \xi} \right]$$

(٣)

• معادلهٔ انرژی در فاز سیال:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[\rho U^{c} T \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\rho V^{c} T \right] = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(J \frac{kq_{11}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right]$$
(f)

••

..

 معادلۀ انرژی در بدنه جامد: $\frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(J \frac{kq_{11}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{22}}{Cp} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq$ $\frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] = 0$ (۵) در معادلات بالا، U^{C} و V^{C} مؤلفههای سرعت سیال در جهات ξ و η میباشند و به صورت زیر با مؤلفه های سرعت سیال در دستگاه مختصات دکارتی (u و v) مرتبط می شوند: $U^{C} = J(\xi_{x} u + \xi_{y} v)$ $V^{C} = J(\eta_{x} u + \eta_{y} v)$ ϕ_{12} و q_{12} و q_{11} و q_{12} و q_{12} و q_{12} ماتریس تبدیل J بهشکل زیر تعریف می گردند: $q_{11} = \xi_x \xi_x + \xi_y \xi_y$, $q_{12} = \xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y$ $q_{22} = \eta_x \eta_x + \eta_y \eta_y$, $J = x_{\varepsilon} y_n - x_n y_{\varepsilon}$ (Y) که برای استفاده از معادلات (۶) و (۷) متریکهای تبدیل بصورت زیر میباشند: $J\xi_x=+y_\eta\ ,\quad J\xi_y=-x_\eta$ $J\eta_x = -y_{\sharp}$, $J\eta_y = +x_{\sharp}$ (λ)

شرایط مرزی حاکم بر مسألهٔ مورد نظر در این مقاله بەصورت زير مىباشند:

برای میدان سرعت شرط پریودیک در تمام طول موج-ها اعمال شده است بطوریکه با استفاده از شرط مرزی متناوب برای یک طول موج در کانال جریان حل شده و سپس از نتایج آن در سایر طول موجها استفاده شده است. بر سطح بدنه نیز از شرط عدم لغزش و در مرز تقارن کانال

مود بر مز مشترک سیال و بدنه	که در آن n بردار یکه ع
	است.

در این مطالعه همانطور که عنوان شد از شبکه منطبق بر بدنه استفاده شده است. بعلت داشتن چنین شبکهای معادلات حاکم به مختصات غیر متعامد انتقال داده شدهاند. سپس این معادلات به کمک روش عددی حجم محدود در یک شبکهٔ نیمه جابجا شده^۳ حل میشوند. در این نوع شبکهبندی مؤلفههای سرعت در نقاط یکسانی از شبکه ذخیره میشوند که نسبت به محل ذخیرهٔ فشار جابجا شده می باشند. در این مطالعهٔ عددی آقای اسپالدینگ [۹] استفاده شدهاست. علاوه بر این، میدان فشار توسط الگوریتم سیمپل به میدان سرعت مرتبط میشود. این الکوریتم اولین بار توسط آقای پتنکار و اسپالدینگ در سال ۱۹۷۲ ارائه شد [۱۰].





از شرط تقارن استفاده شده است: • بر روی بدنه:

u = 0, v = 0

 $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{v}} = 0, \ \mathbf{v} = 0$

(٩)

• بر روی مرزهای متناوب:
$$u\Big|_{x=0} = u\Big|_{x=L}$$
, $v\Big|_{x=0} = v\Big|_{x=L}$ (11)

برای میدان دما طبق شکل (۲) در ورودی شرط مرزی دما ثابت فرض شده است. دیواره خارجی برای چهار طول موج اول عایق و برای هشت طول موج بعدی در حالت شار حرارتی ثابت قرار دارد. در طول موج آخر نیز با فرض پریودیک برای میدان دما، شرط مرزی متناوب اعمال شده است. از آنجا که مساله انتقال حرارت مزدوج میباشد در سطح مشترک سیال و بدنه شرط مرزی پیوستگی دما و شار حرارتی اعمال شده است. در مرز تقارن کانال نیز شرط مرزی تقارن اعمال شده است.

T = const.

∂T ∂y

 $\begin{cases} Q = \\ Q > \end{cases}$

(17)

(17)

• طول موج خروجي:

 $T \Big|_{x = 12L} = T \Big|_{x = 11L} + \Delta T_{b}$

(14)

که در آن:

$$\Delta T_{b} = \frac{\int Q_{int} dS}{\dot{m} C_{p}}$$
(1Δ)

که در آن _s طول بدنه کانال در طول موج خروجی می-باشد.

• بر روی مرز مشترک سیال و بدنه: $\begin{cases} (-k \partial T/\partial n)_f = (-k \partial T/\partial n)_s \\ T_f = T_s \end{cases}$ (۱۷)

(19)

ملاحظه می شود که در رینولدزهای پائین جدایش جریان روی نمی دهد. با افزایش عدد رینولدز شاهد ایجاد گردابه در کانال هستیم. اندازه ایان گردابه همانگونه که بای رینولدز 100 = Re ملاحظه با افزایش عدد رینولدز افزایش می یابد.

در شکل (۴) محل جدایش جریان و محل تشکیل مجدد لایه مرزی در اعداد رینولدز مختلف نشان داده شده است. ملاحظه می شود که با افزایش عدد رینولدز فاصله نقاط جدایش و تشکیل مجدد لایه مرزی بیشتر می شود. این شکل نشان می دهد که با افزایش عدد رینولدز اندازه گردابه بزرگتر می شود. در این شکل نتایج با نتایج نیشیمورا و همکاران [۱] و نیز ونگ و ونکا [۲] مقایسه شده است.



شکل (۵) نیز نمودار افت فشار بر اساس رینولدز را نشان میدهد. همانطور که ملاحظه میشود افت فشار با عدد رینولدز رابطه معکوس دارد و با افزایش رینولدز کاهش مییابد. این شکل همچنین نشان میدهد که افت فشار در این کانالها از افت فشار در کانالهای تخت

بیشتر است. در این قسمت به بررسی تاثیر پارامترهای مزدوج بر میزان انتقال حرارت در ناحیه طول ورودی حرارتی میپردازیم.

پارامترهای مزدوج عبارتند از: عدد پکلت سیال، نسبت ضریب هدایت حرارتی سیال به بدنه و نسبت ضخامت بدنه به طول موج کانال. عدد ناسلت در این محاسبات از رابطـه زیر محاسبه میشود:

$$Nu = \frac{Q_{int}D_{h}}{k_{f}(T_{int} - T_{b})}$$

که در آن Q_{int} شار گذرنده از مرز مشترک سیال و بدنه و T_{int} دمای این مرز میباشد. D_h قطر هیدرولیکی کانال و معادل با 2H_{av} است.

همانگونه که ملاحظه میشود در انتقال حرارت مزدوج عدد ناسلت دارای سه تـرم مجهـول اسـت کـه عبارتنـد از T_{int} ، Q_{int} که هر سه ترم آن باید مشخص شود.



ابتدا به تاثیر عدد پکلت سیال می پردازیم. شکل (۶) تغییرات نسبت Q_{int}/Q را در اعداد پکلت مختلف نشان می دهد. همانطور که ملاحظه می شود در اعداد پکلت پائین شاهد هدایت محوری بیشتری به بالادست در کانال هستیم و با افزایش عدد پکلت نفوذ حرارت به این ناحیه کاهش می یابد. در پکلتهای بالا و در نیمه اول طول موج سوم (جایی که در آن بر بدنه نقاط داغ ایجاد می شود) شار گذرنده از سطح مشترک منفی است که نشان می دهد در این ناحیه یعنی 2.5 > x/L > 3.25 که جریان برگشتی داریم، شار حرارتی از سیال به بدنه وجود دارد. در ناحیه طول ورودی حرارتی نیز مشاهده می شود که شار گذرنده از سطح مشترک به مراتب کمتر از شار گذرنده از سط



مشترک درناحیه توسعه یافته است. حالت توسعه یافتگی حرارتی در آرایههای خروجی قابل مشاهده است. در ناحیه توسعه یافته نسبت شار گذرنده از سطح مشترک به شار داده شده به بدنه حول واحد نوسان میکند.

در شکل (۲) دمای متوسط مخلوط سیال در اعداد پکلت مختلف رسم شده است. در پکلتهای کم رشد دمای مخلوط سیال از فاصله دورتری در بالادست آغاز میشود و با افزایش عدد پکلت، محل آغاز افزایش دمای مخلوط سیال به مرز عایق یعنی مقطع k = 1 نزدیکتر میشود. در این مقطع با افزایش عدد پکلت سیال شکستگی رشد دمای مخلوط سیال بیشتر خواهد شد.

در شکل (۸) دمای سطح مشترک دیواره و سیال در اعداد پکلت مختلف رسم شده است. در اینجا نیز تحت تاثیر هدایت محوری، ملاحظه می شود که در پکلتهای کمتر، دمای سطح مشترک در x/L کمتری شروع به رشد میکند. با کاهش پکلت، شکستگی منحنی در مقطع x/L = 4 كاهش مىيابد. در ناحيه توسعه يافته نيز هر چه عدد پکلت سیال بیشتر باشد، دامنه نوسان دمای سطح مشترک کاهش می یابد. شکل (۹) نمودار ناسلت محلی را بازای اعداد پکلت مختلف در دو طول موج اول بعد از عایق، نشان میدهند. همانطور که از این شکلها مشخص است مقدار عدد ناسلت مزدوج در در مقطع x/L = 4 از مقدار آن در حالت جابجائی به مراتب کمتر است که علت آن به هدایت محوری شار حرارتی در بدنه و سیال به سمت بالادست مرز عايق مربوط مىشود. مشاهده مىشود که هر چه عدد یکلت کمتر باشد، این کاهش در مقدار ناسلت نمود بیشتری پیدا می کند. . نکته آخر اینکه کم بودن عدد پکلت باعث افزایش ترمهای پخش در معادله انرژی شده و این امر باعث می شود که مساله بیشتر شبیه یک مساله انتقال حرارت هدایتی باشد و از حالت انتقال حرارت جابجایی فاصله می گیرد. همین امر نیز باعث هدایت حرارت به بالادست جریان می شود. نسبت شار حرارتی گذرنده از سطح مشترک سیال و بدنه به شار داده شده به دیواره خارجی در نسبتهای مختلف $k_{
m sf}$ در شکل (۱۰) رسم شده است. همانطور که ملاحظه می شود در k_{sf} های بالا شاهد هدایت محوری بیشتری در کانال به بالادست هستیم و با کاهش ضریب هدایت حرارتی بدنه، نفوذ حرارت به ناحیه بالادست کاهش می یابد. در ناحیه طول ورودی نیز همانطور که ملاحظه می شود هر

چه نسبت k_{sf} بیشتر باشد حالت توسعه یافتگی شار گذرنده از سطح دیرتر ایجاد می شود.



در ناحیه توسعهیافته نیز مشاهده می شود که هرچه به به ب نسبت k_{sf} بیشتر باشد دامنه نوسان نسبت شارها نیز 4 = بیشتر می شود در حالیکه دراین ناحیه برای نسبت مشت می ایشتر می مختلف، نسبت شار گذرنده از سطح مشترک به می یا شار داده شده به دیواره خارجی حول واحد نوسان می کند. دامن



در شکل (۱۱) دمای متوسط مخلوط سیال در نسبت-های k_{sf} مختلف رسم شده است. در اینجا نیز مشخص است که در نسبت k_{sf} بیشتر رشد دمای مخلوط سیال در x/L کمتری آغاز می شود. در مرز عایق یعنی مقطع (شد x/L نیز با افزایش نسبت k_{sf} ، شکستگی رشد منحنی کاهش می یابد.



در شکل (۱۲) دمای سطح مشترک دیواره و سیال در نسبتهای مختلف k_{sf} رسم شده است. در اینجا نیز مشخص است که در نسبت k_{sf}های بالاتر، نفوذ حرارت

به بالادست بیشتر است. در مرز عایق یعنی مقطع x_{sf} مقدار دمای سطح x/L = 4 مقدار دمای سطح مشترک بصورت ملایم تری و با شکستگی کمتری افزایش k_{sf} می یابد. در ناحیه توسعه یافته نیز با افزایش نسبت k_{sf} دامنه نوسان دمای مذکور کاهش می یابد.



شکل (۱۳) نمودار ناسلت محلی را بازای k_{sf} های مختلف نشان می دهد. همانطور که از شکل مشخص است مقدار عدد ناسلت مزدوج در ناحیه طول ورودی حرارتی از مقدار آن در حالت جابجائی کمتر است که علت آن به هدایت محوری شار حرارتی در بدنه و سیال مربوط می شود. مشاهده می شود که هر چه نسبت k_{sf} بیشتر باشد، مقدار ناسلت در این ناحیه کاهش بیشتری خواهد



نسبت شار حرارتی گذرنده از سطح مشترک سیال و بدنه به شار داده شده به دیواره خارجی در نسبتهای مختلف ضخامت در شکل (۱۴) بررسی شده است.

همانطور که ملاحظه می شود در L/L های بزرگتر هدایت محوری بیشتری به بالادست در کانال اتفاق می افتد و حالت توسعه یافتگی شار گذرنده از سطح دیرتر ایجاد می شود. در ناحیه توسعه یافته نیز مشاهده می شود که در تمام نسبت L/L ها، نسبت شار گذرنده از سطح مشترک به شار داده شده به دیواره خارجی حول واحد نوسان می کند.



در شکل (۱۵) دمای متوسط مخلوط سیال بازای نسبت t/L های مختلف رسم شده است. در اینجا نیز مشخص است که در نسبت t/L بیشتر رشد دمای مخلوط سیال از x/L کمتری آغاز میشود. در مرز عایق t/L یعنی مقطع x/L = 4 نیز با افزایش نسبت t/L شکستگی منحنی کاهش مییابد.



در شکل (۱۶) دمای سطح مشترک دیواره و سیال در نــسبت L/L های مختلف رسم شده است. در این شـکل

ملاحظه می شود که در نسبت L بیشتر، هدایت محوری به بالادست بیشتر است. در مرز عایق یعنی مقطع x/L = 4 نیز با افزایش نسبت ضخامت L/L مقدار دمای سطح مشترک با شکستگی کمتری افزایش پیدا خواهد کرد. در ناحیه توسعهیافته نیز مشاهده می شود که با افزایش ضخامت بدنه، دامنه نوسان دمای مذکور کاهش می یابد.



t/L شکل (۱۷) نمودار ناسلت محلی را بازای نسبت t/L های مختلف نشان میدهد. همانطور که شکل نشان می-دهد، مقدار عدد ناسلت مزدوج در تمام نسبت ضخامتها، در ناحیه طول ورودی حرارتی از مقدار آن در حالت جابجائی کمتر است، که علت آن به هدایت محوری شار حرارتی در بدنه و سیال مربوط میشود. مشاهده میشود که هر چه نسبت t/L بیشتر باشد، مقدار ناسلت کاهش بیشتری خواهد داشت.



t/L

:

در این مقاله به مساله انتقال حرارت مزدوج در کانال-های موجی شکل بصورت عددی پرداخته شده است. این مطالعه عددی با استفاده از شبکه منطبق بر بدنه و انتقال معادلات حاکم شامل پیوستگی، ممنتوم و انرژی به سيستم مختصات غير متعامد منحنى الخط انجام شده است. روش حل معادلات حاكم، روش حجم محدود سیمپل میباشد. نتایج نشان میدهند که افت فشار در این کانالها از افت فشار در کانالهای تخت بیشتر می باشد. برای میدان حرارتی مزدوج نیز نتیجه می گیریم که در مسائل دائمی و در ناحیه طول ورودی هرچه عدد پکلت سیال کمتر و نسبت ضریب هدایت حرارتی بدنه به سیال و نسبت ضخامت بدنه به طول موج كانال موجى شكل بيشتر باشد اثرات انتقال حرارت مزدوج ونفوذ حرارت به بالادست بیشتر است. بعبارتی هر چـه عـدد پکلـت سـیال کمتر و هرچه نسبتهای k_{sf} و t/L بیشتر باشد، عـدد ناسلت در ناحیه طول ورودی حرارتی کاهش می یابد.

در ایــن مقالــه در زمینــهٔ حــل عــددی مســأله از پیشنهادات آقای دکتر مهرداد رئیسـی دهکـردی اسـتفاده شدهاسـت. بـدین وسـیله مـؤلفین مقالـه از ایشـان تشـکر میکنند.

> a : دامنه موج بدنه CP : ظرفیت حرارتی ویژه در فشار ثابت f : افت فشار H_{min} : عرض دهنه ورودی کانال H_{av} : عرض متوسط کانال H_{max} : بیشترین عرض کانال J : ژاکوبین ماتریس تبدیل

L : طول موج بدنه کانال m : دبی جرمی جریان سیال n : بردار یکه عمود بر سطح مشترک فاز جامد و سیال Nu : عدد ناسلت محلى P : فشار PrRe = عدد یکلت : Pe $[\mu C_P/k] = 1$ عدد يراندل Pr Q : شار حرارتی بر روی دیواره خارجی Qint : شار حرارتی بر روی سطح مشترک سیال و بدنه $[\rho U_b H_{min} / \mu] \equiv : \text{Re}$ T : دمای متوسط مخلوط سیال T_b : C_b T_{int}: دمای سطح مشترک سیال و بدنه U_b: سرعت متوسط سيال (x, y) مؤلفه های سرعت سیال در راستای (x, y) (ξ, η) مؤلفه های سرعت سیال در راستای (U^{c}, V^{c}) (x, y) : مؤلفههای دستگاه مختصات دکارتی : ضريب پخش مولکولي حرارتي a μ : ضريب لزجت ρ : چگالی - مؤلفه های دستگاه مختصات نامتعامد منحنے) (ξ,η) الخط b : ميانگين f : فاز سيال s : فاز جامد sf : نسبت خواص بدنه به سیال 0 : مقادير مربوط به انتقال حرارت جابجايي cj : مقادیر مربوط به انتقال حرارت مزدوج

k : ضريب هدايت حرارتي مولكولي

- 1 Nishimura, T., Ohori, Y. and Kawamura, Y. (1984). "Flow characteristics in a channel with symmetric wavy wall for steady flow." *Journal of Chemical Engineering of Japan*, Vol. 17, PP. 466-471.
- 2 Wang, G. and Vanka, S. P. (1995). "Convective heat transfer in periodic wavy passages." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, PP. 3219-3230.

- 3 Wang, C. C. and Chen, C. K. (2002). "Forced convection in a wavy-wall channel." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 45, PP. 2587-2595.
- 4 Faghri, M. and Sparrow, E. M. (1980). "Simultaneous wall and fluid axial conduction in laminar pipe-flow heat transfer." *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 102, PP. 58-63.
- 5 Bilir, S. (1997). "Transient conjugated heat transfer in pipes involving two-dimensional wall and axial fluid conduction." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 45, PP. 1781-1788.
- 6 Shokouhmand, H. and Rostami, J. (2005). "Conjugated heat transfer in periodic wavy channel in fully developed laminar flow." *Second International Exergy, Energy and Environment Symposium, Kos, Greece, Paper No. IEEES2-208.*
- 7 Hoffman, K. A. (1989). "Computational fluid dynamics for engineers." *Engineering Education System, Austin*, Texas.
- 8 Tannehill, J. C., Anderson, D. A. and Pletcher, R. H. (1997). *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, second ed., Hemisphere Publishing Corporation, Taylor & Francis Group, New York.
- 9 Spalding, D. B. (1972). "A novel finite difference formulation for differential expressions involving both first and second derivatives." *Journal of Numerical Methods for Engineering*, Vol. 4, PP. 551-559.
- 10 Patankar, S. V. and Spalding, D. B. (1972). "A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows." *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, PP. 1787-1806.
- 1 Compact Heat Exchanger
- 2 Conjugated Heat Transfer
- 3 Semi-Staggered Grid
- 4 Hybrid Differencing Scheme