

\*

<sup>۱</sup>استاد دانشکده مهندسی مکانیک - پردیس دانشکده های فنی - دانشگاه تهران  
<sup>۲</sup>دانش 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 مطالعهٔ چنین مسأله‌ای، معادلات حاکم شامل پیوستگی، ممنوم (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

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 مسأله 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 پرئودیک 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

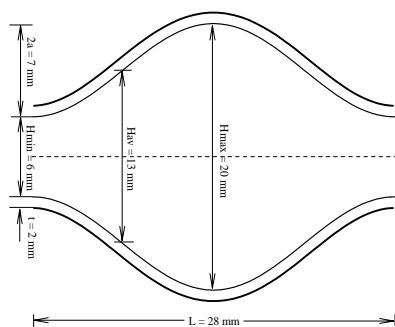
کانال‌های موجی شکل بواسطه داشتن نرخ انتقال حرارت بیشتر نسبت به کانال‌های تخت، در مبدل‌های حرارتی فشرده<sup>۱</sup> استفاده زیادی دارند. پارامترهای مهم در طراحی این نوع مبدل‌ها، افزایش نرخ انتقال حرارت و کاهش افت فشار در این کانال‌ها می‌باشد. در زمینه انتقال حرارت در کانال‌های موجی شکل تحقیقات زیادی انجام 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 روش‌های المان محدود استفاده کرده‌اند. رژیم جریان در این مطالعه شامل جریان‌های آرام و آشفته در محدوده عدد رینولدز از ۴۰ تا ۱۰۰۰۰ می‌باشد. مطالعه عددی آنها 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 سیال نزدیک بدنه و افزایش انتقال حرارت شوند. نتایج

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 دوپدیی با در نظر گرفتن هدایت محوری در سیال با استفاده از یک روش عددی اختلاف محدود بررسی کرد. بخش بالادست دیواره خارجی مساله در دمای ثابت  $T_0$  و بخش پائین دست در دمای ثابت  $T_1$  قرار دارد. چهار پارامتر مشخصه در این مطالعه برای تحلیل انتقال حرارت مزدوج در مسائل غیردائم معرفی شده است که عبارتند از: عدد پکلت سیال، نسبت ضریب هدایت بدنه به سیال، نسبت ضخامت بدنه به شعاع لوله و نسبت ضریب 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 ضریب هدایت بدنه به سیال و نسبت ضخامت بدنه به شعاع لوله، نسبت ضریب پخش حرارتی بدنه به سیال و کاهش عدد پکلت باعث کاهش نرخ انتقال حرارت به سیال می‌شود.

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.

شمایی از هندسه مورد بحث در این مقاله، در شکل (۱) نشان داده شده است.



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 هندسه کانال، عدد رینولدز و پراوندل بر ضریب اصطکاک و عدد ناسلت بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که دامنه تغییرات ناسلت و ضریب اصطکاک با افزایش عدد رینولدز و نسبت دامنه به طول موج افزایش می‌یابد. 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 می‌یابد. مساله انتقال حرارت مزدوج<sup>۲</sup> بر خلاف انتقال حرارت جابجایی که در آن از تاثیرات دیواره کانال صرف نظر می‌شود، تاثیر هدایت در بدنه جامد را نیز در بر می‌گیرد. در مسائل انتقال حرارت جابجایی صرف نظر کردن از تاثیرات بدنه جامد خطای زیادی را در محاسبات وارد می‌کند. منابع موجود برای انتقال حرارت مزدوج فقط به بررسی آن در کانال‌های تخت و لوله‌ها پرداخته‌اند. که در زیر نمونه‌هایی از آنها آورده شده است.

در سال ۱۹۸۰ فقری و اسپارو [۴]، انتقال حرارت مزدوج در جریان آرام داخل لوله‌ها را که بصورت هیدرودینامیکی توسعه یافته باشد را با استفاده از روش‌های 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 می‌باشد 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 هدایت بدنه به سیال است و هم نسبت ضخامت بدنه به شعاع لوله. نتایج نشان می‌دهند که انتقال حرارت محوری به

- معادله انرژی در فاز سیال:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [\rho U^c T] + \frac{\partial}{\partial \eta} [\rho V^c T] =$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \left( J \frac{kq_{11}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \left( J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \left( J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \left( J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right]$$

(۴)

- معادله انرژی در بدنه جامد:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \left( J \frac{kq_{11}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \left( J \frac{kq_{22}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \left( J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \left( J \frac{kq_{12}}{Cp} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] = 0$$

(۵)

در معادلات بالا،  $U^c$  و  $V^c$  مؤلفه‌های سرعت سیال در جهت  $\xi$  و  $\eta$  می‌باشند و به صورت زیر با مؤلفه‌های سرعت سیال در دستگاه مختصات دکارتی ( $u$  و  $v$ ) مرتبط می‌شوند:

$$U^c = J(\xi_x u + \xi_y v)$$

$$V^c = J(\eta_x u + \eta_y v)$$

(۶)

همچنین ضرایب هندسی  $q_{11}$ ،  $q_{12}$  و  $q_{22}$  و ژاکوبین ماتریس تبدیل  $J$  به شکل زیر تعریف می‌گردند:

$$q_{11} = \xi_x \xi_x + \xi_y \xi_y, \quad q_{12} = \xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y$$

$$q_{22} = \eta_x \eta_x + \eta_y \eta_y, \quad J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi$$

(۷)

که برای استفاده از معادلات (۶) و (۷) متریک‌های تبدیل بصورت زیر می‌باشند:

$$J\xi_x = +y_\eta, \quad J\xi_y = -x_\eta$$

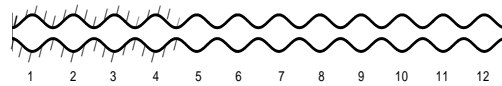
$$J\eta_x = -y_\xi, \quad J\eta_y = +x_\xi$$

(۸)

شرایط مرزی حاکم بر مسأله مورد نظر در این مقاله به صورت زیر می‌باشند:

برای میدان سرعت شرط پیرویدیک 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

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 کانال عایق 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  $[V]$ ، استفاده شده است. معادلات پیوستگی، ممنتوم (ناویر-استوکس) و انرژی به سیستم مختصات غیر متعامد منحنی‌الخط انتقال داده شده‌اند. شکل این معادلات در دستگاه مختصات غیر متعامد منحنی‌الخط ( $\xi$  و  $\eta$ ) به صورت زیر می‌باشد [۸]:

- معادله پیوستگی:

$$\frac{1}{J} \left\{ \frac{\partial U^c}{\partial \xi} + \frac{\partial V^c}{\partial \eta} \right\} = 0$$

(۱)

- معادله ممنتوم در جهت  $u$ :

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [\rho U^c u] + \frac{\partial}{\partial \eta} [\rho V^c u] =$$

$$-J [P_\xi \xi_x + P_\eta \eta_x] +$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ (\mu J q_{11}) \frac{\partial u}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ (\mu J q_{22}) \frac{\partial u}{\partial \eta} \right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ (\mu J q_{12}) \frac{\partial u}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ (\mu J q_{12}) \frac{\partial u}{\partial \xi} \right]$$

(۲)

- معادله ممنتوم در جهت  $v$ :

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [\rho U^c v] + \frac{\partial}{\partial \eta} [\rho V^c v] =$$

$$-J [P_\xi \xi_y + P_\eta \eta_y] +$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ (\mu J q_{11}) \frac{\partial v}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ (\mu J q_{22}) \frac{\partial v}{\partial \eta} \right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ (\mu J q_{12}) \frac{\partial v}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ (\mu J q_{12}) \frac{\partial v}{\partial \xi} \right]$$

(۳)

از شرط تقارن استفاده شده است:

- بر روی بدنه:

$$u = 0, v = 0$$

(۹)

- بر روی مرز تقارن:

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

(۱۰)

- بر روی مرزهای متناوب:

$$u|_{x=0} = u|_{x=L}, \quad v|_{x=0} = v|_{x=L}$$

(۱۱)

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.

- در مرز ورودی:

$$T = \text{const.}$$

(۱۲)

- بر روی مرز تقارن:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

(۱۳)

- طول موج خروجی:

$$T|_{x=12L} = T|_{x=11L} + \Delta T_b$$

(۱۴)

که در آن:

$$\Delta T_b = \frac{\int Q_{\text{int}} dS}{\dot{m} C_p}$$

(۱۵)

که در آن  $s$  طول بدنه کانال در طول موج خروجی می‌باشد.

- بر دیواره خارجی:

$$\begin{cases} Q = 0, & x < 4L \\ Q > 0, & x > 4L \end{cases}$$

(۱۶)

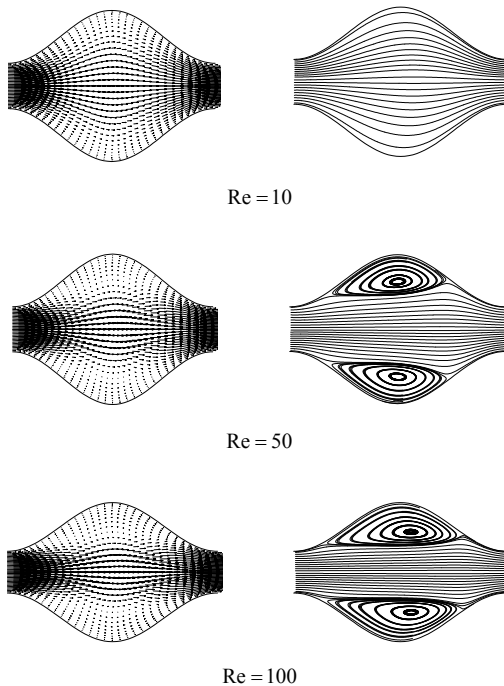
- بر روی مرز مشترک سیال و بدنه:

$$\begin{cases} (-k \partial T / \partial n)_f = (-k \partial T / \partial n)_s \\ T_f = T_s \end{cases}$$

(۱۷)

که در آن  $n$  بردار یکه عمود بر مرز مشترک سیال و بدنه است.

در این مطالعه همانطور که عنوان شد از شبکه منطبق بر بدنه استفاده شده است. بعلاوه داشتن چنین شبکه‌ای معادلات حاکم به مختصات غیر متعامد انتقال داده شده‌اند. سپس این معادلات به کمک روش عددی حجم محدود در یک شبکه نیمه جابجا شده<sup>۳</sup> حل می‌شوند. در این نوع شبکه‌بندی مؤلفه‌های سرعت در نقاط یکسانی از شبکه ذخیره می‌شوند که نسبت به محل ذخیره فشار جابجا شده می‌باشند. در این مطالعه عددی برای تقریب جملات جابجایی از طرح اختلاف پیوندی<sup>۴</sup> آقای اسپالدینگ [۹] استفاده شده است. علاوه بر این، میدان فشار توسط الگوریتم سیمپل به میدان سرعت مرتبط می‌شود. این الگوریتم اولین بار توسط آقای پتنگار و اسپالدینگ در سال ۱۹۷۲ ارائه شد [۱۰].



:

شکل (۳) بردارهای سرعت و خطوط جریان را برای سه عدد رینولدز مختلف  $Re = 10, 50, 100$  نشان می‌دهد.

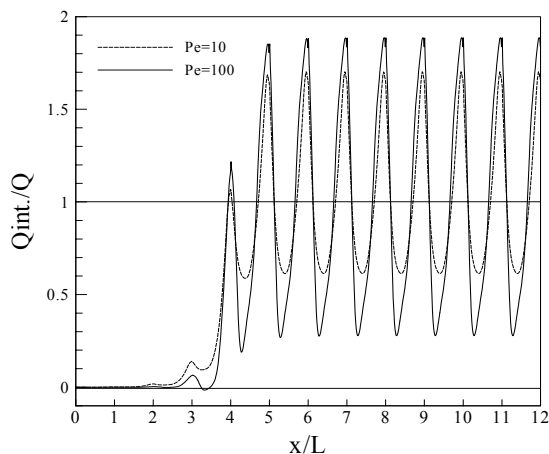
بیشتر است. در این قسمت به بررسی تاثیر پارامترهای مزدوج بر میزان انتقال حرارت در ناحیه طول ورودی حرارتی می پردازیم.

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 رابطه زیر محاسبه می شود:

$$Nu = \frac{Q_{int} D_h}{k_f (T_{int} - T_b)} \quad (18)$$

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

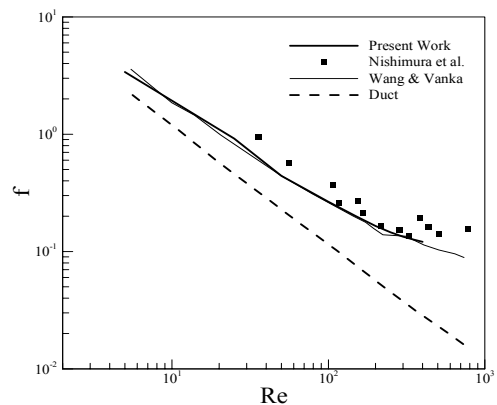
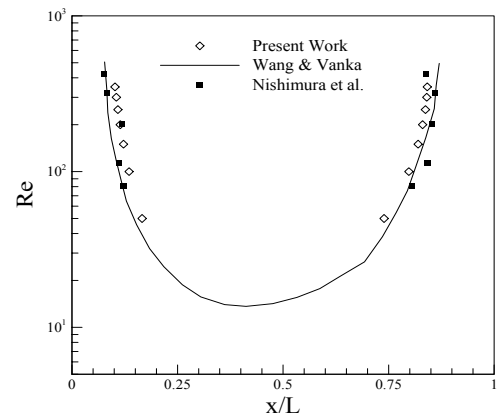
همانگونه که ملاحظه می شود در انتقال حرارت مزدوج عدد ناسلت دارای سه ترم مجهول است که عبارتند از  $Q_{int}$ ،  $T_{int}$  و  $T_b$  که هر سه ترم آن باید مشخص شود.



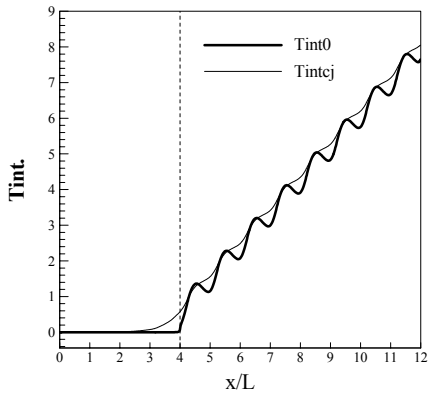
ابتدا به تاثیر عدد پکلت سیال می پردازیم. شکل (۶) تغییرات نسبت  $Q_{int}/Q$  را در اعداد پکلت مختلف نشان می دهد. همانطور که ملاحظه می شود در اعداد پکلت پائین شاهد هدایت محوری بیشتری به بالادست در کانال هستیم و با افزایش عدد پکلت نفوذ حرارت به این ناحیه کاهش می یابد. در پکلت های بالا و در نیمه اول طول 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  $3.25 < x/L < 3.5$  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 سطح

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

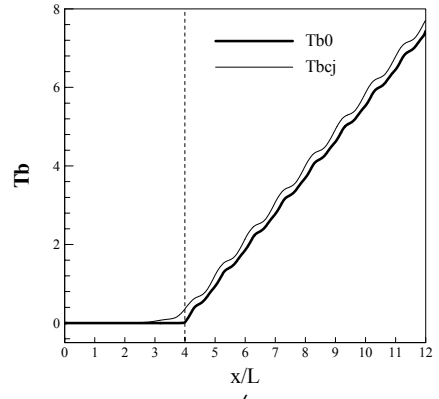
در شکل (۴) محل جدایش جریان و محل تشکیل مجدد لایه مرزی در اعداد رینولدز مختلف نشان داده شده است. ملاحظه می شود که با افزایش عدد رینولدز فاصله نقاط جدایش و تشکیل مجدد لایه مرزی بیشتر می شود. این شکل نشان می دهد که با افزایش عدد رینولدز اندازه گردابه بزرگتر می شود. در این شکل نتایج با نتایج نیشیمورا و همکاران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



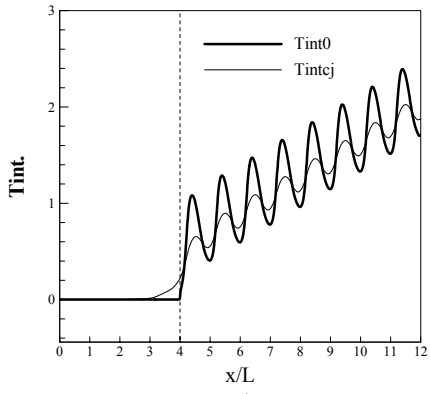
شکل (۵) نیز نمودار افت فشار بر اساس رینولدز را نشان می دهد. همانطور که ملاحظه می شود افت فشار با عدد رینولدز رابطه معکوس دارد و با افزایش رینولدز کاهش می یابد. این شکل همچنین نشان می دهد که افت فشار در این کانال ها از افت فشار در کانال های تخت



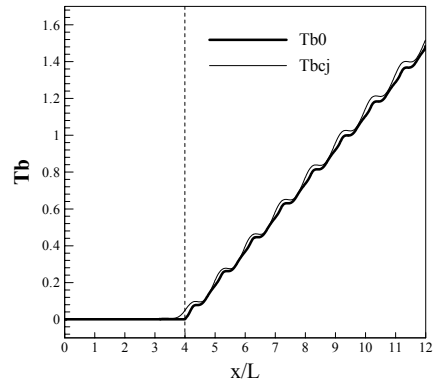
Pe = 10 (



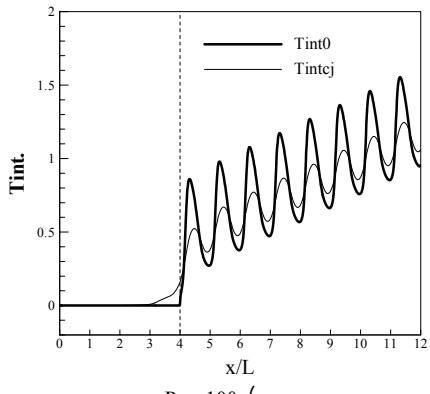
Pe = 10 (



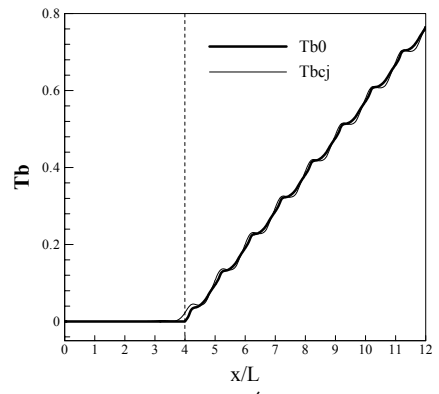
Pe = 50 (



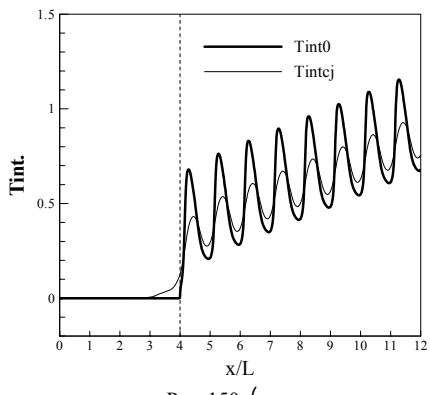
Pe = 50 (



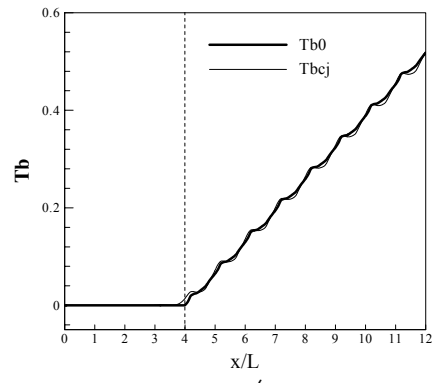
Pe = 100 (



Pe = 100 (



Pe = 150 (

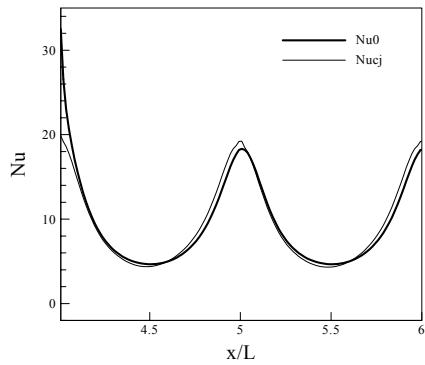


Pe = 150 (

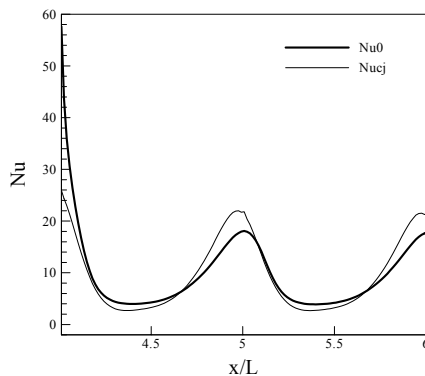
:

:

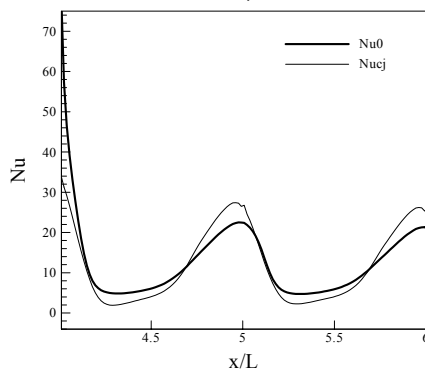
چه نسبت  $k_{sf}$  بیشتر باشد حالت توسعه یافتگی شار گذرنده از سطح دیرتر ایجاد می‌شود.



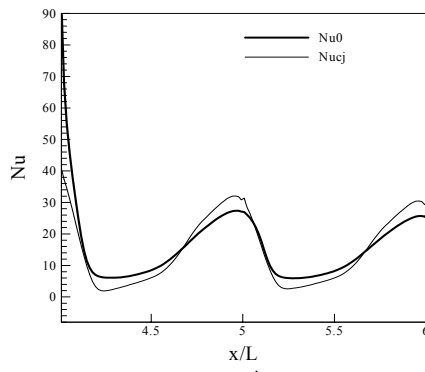
Pe = 10 (



Pe = 50 (



Pe = 100 (



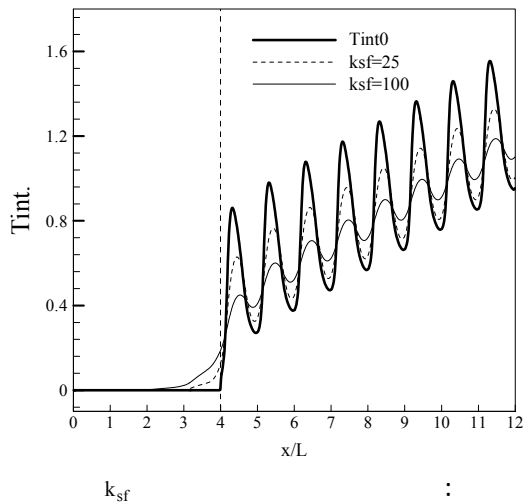
Pe = 150 (

مشترک در ناحیه 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.

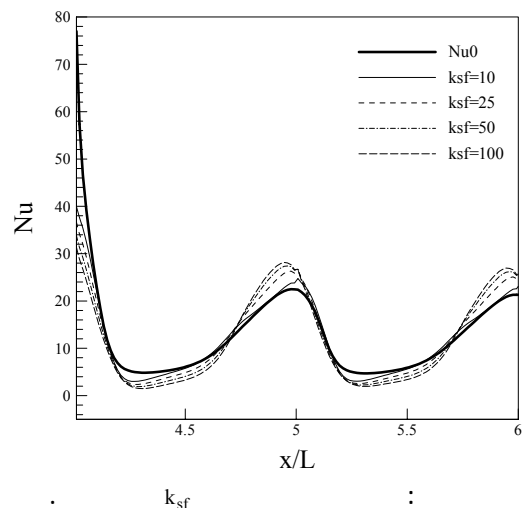
در شکل (۷) دمای متوسط مخلوط سیال در اعداد پکلت مختلف رسم شده است. در پکلت‌های کم رشد دمای مخلوط سیال از فاصله دورتری در بالادست آغاز می‌شود و با افزایش عدد پکلت، محل آغاز افزایش دمای مخلوط سیال به مرز عایق یعنی مقطع  $x/L = 4$  نزدیکتر می‌شود. در این مقطع با افزایش عدد پکلت سیال شکستگی رشد دمای مخلوط 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 می‌شود که در پکلت‌های کمتر، دمای سطح مشترک در  $x/L$  کمتری شروع به رشد می‌کند. با کاهش پکلت، شکستگی منحنی در مقطع  $x/L = 4$  کاهش می‌یابد. در ناحیه توسعه یافته نیز هر چه عدد پکلت سیال بیشتر باشد، دامنه نوسان دمای سطح مشترک کاهش می‌یابد. شکل (۹) نمودار ناسلت محلی را برای 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 مقطع  $x/L = 4$  از مقدار آن در حالت جابجایی به مراتب کمتر است که علت آن به هدایت محوری شار حرارتی در بدنه و سیال به سمت بالادست مرز عایق مربوط می‌شود. مشاهده می‌شود که هر چه عدد پکلت کمتر باشد، این کاهش در مقدار ناسلت نمود بیشتری پیدا می‌کند. نکته آخر اینکه کم بودن عدد پکلت باعث افزایش ترم‌های پخش در معادله انرژی شده و این امر باعث می‌شود که مساله بیشتر شبیه یک مساله انتقال حرارت هدایتی باشد و از حالت انتقال حرارت جابجایی فاصله می‌گیرد. همین امر نیز باعث هدایت حرارت به بالادست جریان می‌شود. نسبت شار حرارتی گذرنده از سطح مشترک سیال و بدنه به شار داده شده به دیواره خارجی در نسبت‌های مختلف  $k_{sf}$  در شکل (۱۰) رسم شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود 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 می‌یابد. در ناحیه طول ورودی نیز همانطور که ملاحظه می‌شود هر

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

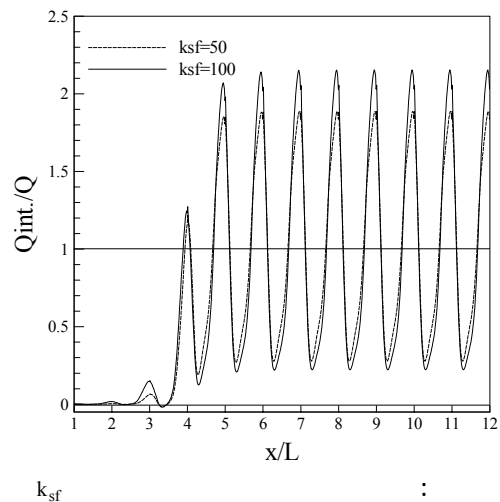


شکل (۱۳) نمودار ناسلت محلی را برای  $k_{sf}$  های مختلف نشان می‌دهد. همانطور که از شکل مشخص است مقدار عدد ناسلت مزدوج در ناحیه طول ورودی حرارتی از مقدار آن در حالت جابجایی کمتر است که علت آن به هدایت محوری شار حرارتی در بدنه و سیال مربوط می‌شود. مشاهده می‌شود که هر چه نسبت  $k_{sf}$  بیشتر باشد، مقدار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

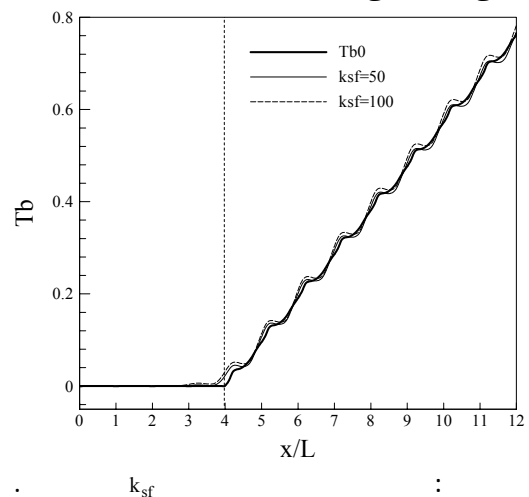


نسبت شار حرارتی گذرنده از سطح مشترک سیال و بدنه به شار داده شده به دیواره خارجی در نسبت‌های مختلف ضخامت در شکل (۱۴) بررسی شده است.

در ناحیه توسعه‌یافته نیز مشاهده می‌شود که هرچه نسبت  $k_{sf}$  بیشتر باشد دامنه نوسان نسبت شارها نیز بیشتر می‌شود در حالیکه در این ناحیه برای نسبت  $k_{sf}$  های مختلف، نسبت شار گذرنده از سطح مشترک به شار داده شده به دیواره خارجی حول واحد نوسان می‌کند.



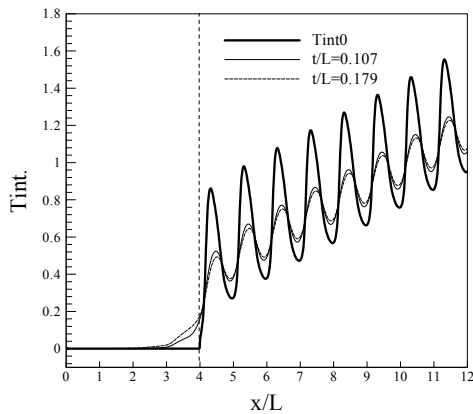
در شکل (۱۱) دمای متوسط مخلوط سیال در نسبت‌های  $k_{sf}$  مختلف رسم شده است. در اینجا نیز مشخص است که در نسبت  $k_{sf}$  بیشتر رشد دمای مخلوط سیال در  $x/L$  کمتری آغاز می‌شود. در مرز عایق یعنی مقطع  $x/L = 4$  نیز با افزایش نسبت  $k_{sf}$ ، شکستگی رشد منحنی کاهش می‌یابد.



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

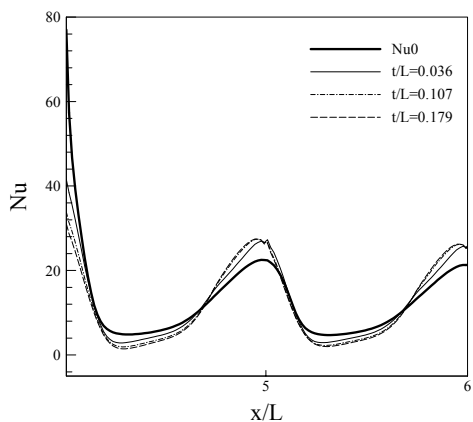


ملاحظه می‌شود که در نسبت  $t/L$  بیشتر، هدایت محوری به بالادست بیشتر است. در مرز عایق یعنی مقطع  $x/L = 4$  نیز با افزایش نسبت ضخامت  $t/L$  مقدار دمای سطح مشترک با شکستگی کمتری افزایش پیدا خواهد کرد. در ناحیه توسعه یافته نیز مشاهده می‌شود که با افزایش ضخامت بدنه، دامنه نوسان دمای مذکور کاهش می‌یابد.



:

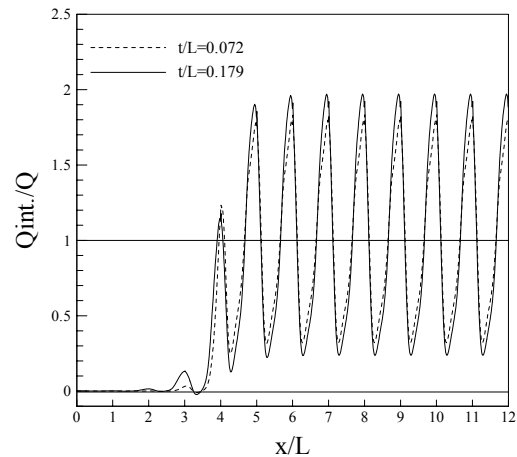
شکل (۱۷) نمودار ناسلت محلی را برای نسبت  $t/L$  های مختلف نشان می‌دهد. همانطور که شکل نشان می‌دهد، مقدار عدد ناسلت مزدوج در تمام نسبت ضخامت‌ها، در ناحیه طول ورودی حرارتی از مقدار آن در حالت جابجائی کمتر است، که علت آن به هدایت محوری شار حرارتی در بدنه و سیال مربوط می‌شود. مشاهده می‌شود که هر چه نسبت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



$t/L$

:

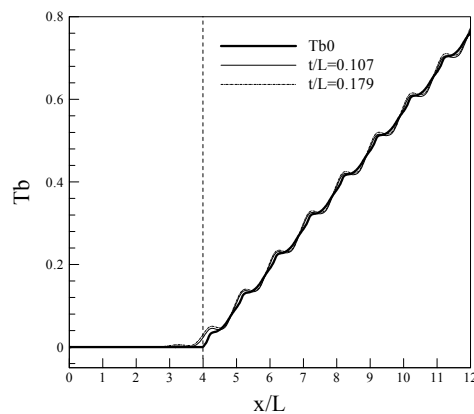
همانطور که ملاحظه می‌شود در  $t/L$  های بزرگتر هدایت محوری بیشتری به بالادست در کانال اتفاق می‌افتد و حالت توسعه یافته شار گذرنده از سطح دیرتر ایجاد می‌شود. در ناحیه توسعه یافته نیز مشاهده می‌شود که در تمام نسبت  $t/L$  ها، نسبت شار گذرنده از سطح مشترک به شار داده شده به دیواره خارجی حول واحد نوسان می‌کند.



$t/L$

:

در شکل (۱۵) دمای متوسط مخلوط سیال برای 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 یعنی مقطع  $x/L = 4$  نیز با افزایش نسبت  $t/L$  شکستگی منحنی کاهش می‌یابد.



$t/L$

:

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

$k$  : ضریب هدایت حرارتی مولکولی  
 $L$  : طول موج بدنه کانال  
 $\dot{m}$  : دبی جرمی جریان سیال  
 $n$  : بردار یکه عمود بر سطح مشترک فاز جامد و سیال  
 $Nu$  : عدد ناسلت محلی  
 $P$  : فشار  
 $Pe \equiv PrRe$  : عدد پکلت  
 $Pr \equiv [\mu C_p / k]$  : عدد پرائندل  
 $Q$  : شار حرارتی بر روی دیواره خارجی  
 $Q_{int}$  : شار حرارتی بر روی سطح مشترک سیال و بدنه  
 $Re \equiv [\rho U_b H_{min} / \mu]$  : عدد رینولدز  
 $T$  : دمای متوسط مخلوط سیال  
 $T_b$  : دما  
 $T_{int}$  : دمای سطح مشترک سیال و بدنه  
 $U_b$  : سرعت متوسط سیال  
 $(U, V)$  : مؤلفه‌های سرعت سیال در راستای  $(x, y)$   
 $(U^c, V^c)$  : مؤلفه‌های سرعت سیال در راستای  $(\xi, \eta)$   
 $(x, y)$  : مؤلفه‌های دستگاه مختصات دکارتی  
 $\alpha$  : ضریب پخش مولکولی حرارتی  
 $\mu$  : ضریب لزجت  
 $\rho$  : چگالی  
 $(\xi, \eta)$  : مؤلفه‌های دستگاه مختصات نامتعامد منحنی-الخط  
 $b$  : میانگین حجمی  
 $f$  : فاز سیال  
 $s$  : فاز جامد  
 $sf$  : نسبت خواص بدنه به سیال  
 $0$  : مقادیر مربوط به انتقال حرارت جابجایی  
 $cj$  : مقادیر مربوط به انتقال حرارت مزدوج

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 سیستم مختصات غیر متعامد منحنی الخط انجام شده است. روش حل معادلات حاکم، روش حجم محدود سیمپل می‌باشد. نتایج نشان می‌دهند که افت فشار در این کانال‌ها از افت فشار در کانال‌های تخت بیشتر می‌باشد. برای میدان حرارتی مزدوج نیز نتیجه می‌گیریم 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 کانال موجی شکل بیشتر باشد اثرات انتقال حرارت مزدوج و نفوذ حرارت به بالادست بیشتر است. عبارتی هر چه عدد پکلت سیال کمتر و هرچه نسبت‌های  $k_{sf}$  و  $t/L$  بیشتر باشد، عدد ناسلت در ناحیه طول ورودی حرارتی کاهش می‌یابد.

در این مقاله در زمینه حل عددی مسأله از پیشنهادات آقای دکتر مهرداد رئیسی دهکردی استفاده شده‌است. بدین وسیله مؤلفین مقاله از ایشان تشکر می‌کنند.

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

- 1 - Nishimura, T., Otori, 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. IEEEES2-208*.
  - 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
-