

دراسة نظرية للحمل القسري الطباقى للحالة العابرة خلال منطقة الدخول الحراري لأنبوب أفقي مملوء بوسط مسامي مشبع

عطا الله حسين جاسم
مدرس مساعد
قسم الهندسة الميكانيكية-جامعة تكريت

تحسين احمد تحسين
مدرس مساعد
قسم هندسة الري - جامعة السليمانية

شيرزاد محمد علي
مدرس مساعد
جامعة السليمانية

الخلاصة

تم في هذا البحث دراسة نظرية للحالة الانتقالية للحمل القسري الطباقى لأنبوب مملوء بوسط مسامي مشبع. وذلك بفرض أن الخواص الفيزيائية للوسط في الاتجاه القطري والمحوري ثابتة، وتم صياغة المعادلات الحاكمة باستخدام نظام الإحداثيات القطبية، والمعادلات الحاكمة هما معادلة الزخم ذات البعد الواحد ومعادلة الطاقة ذات البعدين. استخرجت ووجدت النتائج النظرية لأعداد براندتل. المؤثر Pr_e (0.1 و 0.5 و 0.9) وكذلك لقيم انحدار الضغط اللابعدى B (10^3 و 10^4 و 10^5) إذ بينت الدراسة إن سمك وطول منطقة الدخول الحراري تعتمد على مقدار العامل B وعدد براندتل المؤثر Pr_e . ان سمك الطبقة المتاخمة يبدأ بالزيادة التدريجية من الحافة الأمامية (مقطع الدخول) إلى أن تصبح الطبقة كاملة التشكيل الحراري عند مقطع ذو سمك يساوي نصف قطر الأنبوب .

إن الزيادة في عدد براندتل يؤثر إيجاباً على نمو سمك الطبقة المتاخمة أي بزيادة عدد براندتل يزداد سمك الطبقة المتاخمة لنفس كتلة الجريان.

الكلمات الدالة

حمل قسري، طباقى، أنبوب، وسط مسامي، الحالة العابرة.

الرموز المستخدمة		
الرمز	المعنى	الوحدة
A	ثابت معادلة (2)	
B	انحدار الضغط اللابعدى	
C	الحرارة النوعية	جول كغم م [°]
C1	ثابت معادلة (6)	
C2	ثابت معادلة (6)	
d _p	قطر حبيبات الوسط المسامي	م
k _e	معامل التوصيل الحراري المؤثر	واط ام م [°]
K	نفاذية الوسط المسامي	م ²
m	عدد التقسيمات في الشبكة الحاسوبية في الاتجاه المحوري	
n	عدد التقسيمات في الشبكة الحاسوبية في الاتجاه القطري	
nk	عدد التقسيمات في الشبكة الحاسوبية باتجاه الزمن	
Nu _z	عدد نسلت الموقعي	
P	ضغط المائع الموقعي	باسكال
Pr _e	عدد براندتل المؤثر	
q	كمية الحرارة الممتصة من قبل المائع لوحدة مساحة	واط ام ²
r	الإحداثي القطري	م
r _o	نصف قطر الأنبوب	م
R	الإحداثي القطري اللابعدى	
t	الزمن	ثا
T	درجة الحرارة	م [°]
u	سرعة المائع	م اثا
U	سرعة المائع اللابعدية	
z	الإحداثي المحوري	م
Z	الإحداثي المحوري اللابعدى	

الرموز الإغريقية

α_e	الانتشارية الحرارية المؤثرة	m^2 انا
θ	درجة الحرارة اللابعدية	
μ	اللزوجة الديناميكية	باسكال.ثا
ν	اللزوجة الكينماتيكية	m^2 انا
σ	نسبة الحرارة النوعية أو معامل تصغير	
τ	الزمن اللابعدية	
ε	المسامية	

الرموز السفلية

s	صلب أو حالة الاستقرار
b	جدار
i	دخول
f	مائع

المقدمة

إن انتقال الحرارة في المباني بالحمل القسري خلال الأوساط المسامية يحصل في عدد من الأنظمة الصناعية وهناك عدد من التطبيقات لهذا النوع من الجريان، منها تحسين انتقال الحرارة في المبادلات الحرارية والعزل الحراري للأبنية بعمل فجوات مسامية مملوءة بالهواء أو استخدام مواد مسامية ذات موصلية حرارية قليلة.

وقد حظي هذا النوع من انتقال الحرارة بعدد من الدراسات من قبل العديد من الباحثين إذ أجريت دراسة نظرية للحمل القسري الطباقى للحالة المستقرة من قبل عدد من الباحثين [1-3] ولصفيحتين غير نفاذتين متوازيتين وموضوعتين بصورة أفقية ومحصور بينهما مادة مسامية وبشروط حدية ثابتة درجة الحرارة، وحلت المعادلات الحاكمة لهذا النوع من الجريان بالطرق التحليلية، ورسمت النتائج المتمثلة بتوزيع السرعة ودرجة الحرارة وتوزيع عدد نسلت، وتبين من النتائج إن عامل الشكل له تأثير واضح جدا على حقل توزيع السرعة ودرجة الحرارة وعدد نسلت كذلك. فعندما يكون هذا العامل بمقدار يساوي (0) فإن شكل توزيع السرعة يتبع بويزلي وبزيادة هذا العامل تبدأ السرعة بالتسطح حتى يصبح توزيع السرعة مشابه لتوزيع السرعة في جريان دارسي.

أما تأثير هذا العامل على مجال درجة الحرارة فإنه أقل مما كان تأثيره على السرعة بينما تأثر عدد نسلت بهذا العامل يكون كبيراً، فعند قيمة عامل الشكل (0) فإن عدد نسلت يساوي (8) إلى القيمة العظمى (9.8) عندما عامل الشكل يساوي (∞).

إما الحالة العابرة فقد درست نظرياً من قبل M. A. Alnimr^[4] وآخرون. للحمل القسري الطباقى للجريان الداخلى خلال قناة دائرية المقطع مملوءة بوسط مسامي وبشروط حدية عند سطح القناة ثابتة درجة الحرارة حلت المعادلات الحاكمة وهما معدلة الزخم ذات البعد الواحد ومعادلة الطاقة ذات البعدين بالطرق التحليلية والعديدية وعند المقارنة بين الحلين كان التوافق جيد. وقام الباحث Chon^[5] وآخرون بدراسة نظرية وعملية للحمل أقسري للجريان الطباقى للحالة المستقرة ولنموذج الجريان اللادارسي وبشروط حدية تحت ظرف ثبوت الفيض الحراري ومنطقة تمام التشكيل الحراري. وأخذت القراءات التجريبية لأعداد بكلت تتراوح بين (10 إلى 100) استخدم الماء بوصفة مائعاً مشبعاً خلال القناة وتم مقارنة النتائج النظرية مع النتائج العملية وكانت النتائج غير متوافقة مع بعضها وبخاصة عند أعداد بكلت العالية إذ كانت نسبة التشتت بينهما تساوي 40% وهذا يعود إلى حدوث ظاهرة التحدد وتأثير التشتت الحراري لمعادلة الطاقة.

وأجريت دراسة نظرية للحمل القسري الطباقى للحالة المستقرة من الباحثين B. Alazami و K. Vafai^[6] لأربعة نماذج مختلفة من الجريان خلال قناة تتكون من صفيحتين غير نفاذتين وبشروط حدية مختلفة، إما ثبوت درجة الحرارة أو ثبوت الفيض الحراري والمقارنة بين هذه النماذج وبيان مدى تقارب هذه النماذج من بعضها من خلال الحدود المضافة إلى معادلة الزخم ولكل نموذج والتي اخذ فيها تأثير عدد من العوامل اللابعدية مثل تأثير عدد دارسي وعامل القصور الذاتي للمائع وعدد رينولدز والمسامية ونسبة معامل التوصيل الحراري للمائع إلى معامل التوصيل الحراري للصلب وتوصل الباحثان إلى أن تأثير العوامل على مجال السرعة يكون كبير وواضح بينما يكون هذا التأثير قليل جداً على مجال درجة الحرارة وتوزيع عدد نسلت.

أجرى الباحثان J.Lage و D.A.Nield^[7] دراسة نظرية للحمل القسري الطباقى خلال قناة أفقية مملوءة بوسط مسامي مشبع ومؤلفة من صفيحتين متوازيتين ومسختين تحت ظرف ثبوت الفيض الحراري.

استخدم نموذج الجريان اللادارسي الذي وصف الجريان خلال هذه القناة، أخذ بنظر الاعتبار تأثير اللزوجة الديناميكية التي تعتمد على درجة الحرارة وكان تأثير هذه الفرضية على مجال السرعة ودرجة الحرارة تأثيراً واضحاً.

أما الباحثان M. A. AL-Daher و A. H. Jasim^[8] فقد اجريا دراسة نظرية وعملية للحمل القسري الطباقى خلال أنبوب أفقى مملوء بوسط مسامى مشبع يشمل الجانب النظرى حل عددى لمعادلتى الزخم والطاقة للنموذج اللادارى مستخدماً طريقة الفروقات المحددة والطريقة الضمنية بتقسيمات غير متساوية فى الاتجاه القطرى أما فى الجانب العملى فقد استعملت حشوة مسامية مكونة من كريات زجاجية يتخللها الماء كمائع مشبع وعند المقارنة بين النتائج التجريبية مع النتائج النظرية كان هناك فرق بنسبة تشتت تساوى 10% لأعداد بكتل الواطئة والتي تتراوح بين (39.177 إلى 71.1) 40% لأعداد بكتل العالية التي تتراوح بين (45 إلى 220). كما أجرى الباحث O.M.Haddad^[9] وآخرون دراسة نظرية للحمل الحر لصفحة مستوية ومغموسة فى وسط مسامى ومثبتة بشكل عمودى لبيان مدى صلاحية هذه الفرضيات المفروضة للتوازن الحرارى الموقعى بين الصلب والمائع للوسط المسامى. أوضحت الدراسة بان هناك أربعة عوامل ظهرت فى المعادلات الحاكمة تؤثر على هذه الفرضية هي عدد بايوت وعدد رالى المعدل وعدد دارسى المعدل والنسبة بين اللزوجة الديناميكية المؤثرة إلى اللزوجة المطلقة وبينت الدراسة أيضا انه من الممكن أن تكون هذه الفرضيات صحيحة عند القيم العالية لأعداد دارسى وبايوت والنسبة بين اللزوجة المؤثرة واللزوجة المطلقة وبقيمة واطئة لعدد رالى المعدل.

وقام الباحثان Bogdan I. Pavel و Abdulmajeed A. Mohomad^[10] بإجراء دراسة نظرية وعملية للحمل القسرى الطباقى للحالة المستقرة خلال أنبوب أفقى مسخن تحت ظرف ثبوت الفيض الحرارى ومملوء بوسط مسامى مشبع مكون من شبكة مصنوعة من مادة الألمنيوم التجارى ومستخدما الهواء بوصفه مائعا مشبع مبيناً تأثير وضع هذه المادة المسامية داخل الأنبوب على معدل انتقال الحرارة. اخذ بنظر الاعتبار تأثير عدد من العوامل هي المسامية وحجم الحبيبات ومعامل التوصيل الحرارى الفعال وعدد رينولدز بمدى (1000 - 4500)، أما الجزء النظرى فقد تضمن حلاً عددياً للمعادلات الحاكمة وهي معادلة الاستمرارية ومعادلة الزخم والطاقة وتوصل الباحثان إلى أن إضافة المادة المسامية إلى الوسط أدى إلى تحسن انتقال الحرارة وبشكل واضح وبخاصة عند المسامية القليلة.

التحليل الرياضى

هناك عدد من الفرضيات استخدمت لغرض التحليل الرياضى لمسألة انتقال الحرارة بالحمل القسرى خلال أنبوب أفقى للحالة العابرة ومملوء بوسط مسامى مشبع، وكما هو معروف فأن

المعادلات الحاكمة لهذا الجريان هما معادلتا الزخم والطاقة وعلى فرض أن السرعة كاملة النمو الهيدروليكي وبإهمال حد الحمل^[8,1] (convective term) ويثبتت الخواص وان المائع الملاصق للجدار له نفس درجة حرارة سطح الأنبوب، ولا يوجد توليد حراري داخل الأنبوب وبإهمال التوصيل الحراري بالاتجاه المحوري (z) وكذلك تأثير التشتت الحراري.

وان زمن الحالة العابرة يكون ابتداءً عند الزمن (t=0) واصغر من زمن الوصول إلى زمن الحالة المستقرة $t \leq t_s$ ^[4]. وعلى ضوء هذه الفرضيات يمكن صياغة معادلة الزخم والطاقة كالآتي:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + \frac{v}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) - \frac{v}{K} u - Au^2 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$K = \frac{d_p^2 \varepsilon}{175(1-\varepsilon)^2} \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$A = \frac{1.75(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 d_p^2} \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 + \lambda_1 \exp(-\lambda_2 \frac{(r_0 - r)}{dp}) \right] \quad \dots\dots\dots(4)$$

حيث إن λ_1, λ_2 ثوابت تجريبية تعتمد على قطر الحبيبة وقد اخذت على انها تساوي القيم الآتية:^[8] $\lambda_1 = 0.43$ و $\lambda_2 = 3.0$.

أما معادلة الطاقة فتكون

$$[(1-\varepsilon)\rho_s C_s + \varepsilon\rho_f C_f] \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f C_f u \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_e r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad \dots\dots\dots(5)$$

ومن المفيد تحويل المعادلات الحاكمة (1) و (4) إلى الصيغ اللابعدية مما يجعلها أكثر ملائمة في التحليل العددي من خلال تجميع الخواص في تراكيب لا بعدية معروفة مثل عدد براندتل، وباستخدام المتغيرات اللابعدية الآتية:^[3,1]

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}}{r_0}; \quad \mathbf{Z} = \frac{\mathbf{z}}{r_0}; \quad \mathbf{U} = \frac{u r_0}{v_f}; \quad \theta = (T - T_i) \frac{k_e}{q r_0};$$

$$\sigma = \frac{(1 - \varepsilon) \rho_s C_s + \varepsilon \rho_s C_s}{\varepsilon \rho_s C_s}; \quad \tau = \frac{v_f t}{r_0^2 \sigma}$$

وبعد إدخال هذه المتغيرات اللابعدية في معادلتَي الزخم و الطاقة تصبحان كالآتي:^[3]

$$0 = C_1 \cdot B + C_1 \left(\frac{d^2 U}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{dU}{dR} \right) - U - C_2 U^2 \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$B = - \frac{dp}{dz} \frac{r_0^3}{\rho v_f^2} \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$C_1 = \frac{d^2 \varepsilon^3}{175(1 - \varepsilon)^2} \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$C_2 = 10^{-2} \frac{d}{(1 - \varepsilon)} \quad \dots\dots\dots(9)$$

أما معادلة الطاقة فتكون على النحو الآتي:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{Pr_e} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \quad \dots\dots\dots(10)$$

ومن معادلة الزخم والطاقة يلاحظ أن هناك ثلاثة متغيرات مستقلة (independent) وهي τ و Z و R ومتغيران تابعان (dependent) هما U و θ ومن الممكن إيجاد قيمتهما من حل معادلة الزخم والطاقة إذ تكون القيم الابتدائية للسرعة ودرجة الحرارة والشروط الحدية عند الزمن $\tau = 0$ كالآتي:

$$Z \geq 0; 0 \leq R \leq 1$$

$$\theta = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$Z = 0; 0 \leq R \leq 1$$

$$U = U_i \quad \dots\dots\dots(12)$$

$$Z > 0; R = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial R} = 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$Z > 0; R = 1$$

$$U = 0 \quad \dots\dots\dots(14)$$

وإذا كان الزمن $\tau > 0$ فإن الشروط الحدية تكون كالاتي:

$$Z = 0; 0 \leq R \leq 1$$

$$U = U_i \quad \dots\dots\dots(15)$$

$$\theta = 0 \quad \dots\dots\dots(16)$$

$$Z > 0; R = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial R} = \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \quad \dots\dots\dots(17)$$

$$Z > 0; R = 1$$

$$U = 0 \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial R} = 1 \quad \dots\dots\dots(19)$$

حيث يمكن حساب معدل درجة الحرارة كالاتي:

$$\theta_b = \frac{\int_0^1 U \theta dR}{\int_0^1 U R dR} \quad \dots\dots\dots(20)$$

ويمكن حساب عدد نسلت على طول الانبوب وكالاتي:

$$Nu_z = \frac{2}{(\theta_s - \theta_b)} \quad \dots\dots\dots(21)$$

الحل العددي

تم استخدام طريقة الفروقات المحددة في تحويل المشتقة الأولى والثانية في معادلتني الزخم والطاقة إلى معادلات خطية يسهل حلها بإحدى الطرق العددية المعروفة. إن اللجوء إلى الطرق المباشرة في حل هذه المعادلات يتطلب من الحاسبة ذاكرة خزن كبيرة لذا يتم اللجوء إلى الطرق التكرارية غير المباشرة التي لا تحتاج إلى مثل هذه السعة الكبيرة من خلال عمل استبدال القيم القديمة المستحصل عليها من الحل العددي بالقيم الجديدة (updating) فاستخدمت الطريقة التكرارية لكأوس سيدل لغرض الإسراع في إيجاد قيم السرعة ودرجة الحرارة في المستوى الحاسوبي

(R-Z) فقد استخدمت الطريقة الضمنية أو الصريحة (implicit method) وحلت معادلة الزخم ذات البعد الواحد من نوع القطع الناقص لإيجاد قيم السرعة الموضعية بالاتجاه القطري R وتم تخزين هذه القيم في مصفوفة أحادية البعد (i) أما معادلة الطاقة ذات البعدين من نوع القطع المكافئ فقد استخدمت مصفوفة ذات بعدين (i,j) لإيجاد وتخزين قيم درجة الحرارة في منطقة الدخول الحراري ، حيث أن i بالاتجاه القطري وبتقسيمات غير متساوية التي تساوي $\Delta R_{i+1} = \sigma R_i$ وعند $R=0$ فإن $i=1$ مركز الأنبوب و $R=1$ فإن $i=ni+1$ عند سطح الأنبوب أما z في الاتجاه المحوري وبتقسيمات متساوية وعند $Z=0$ فإن $j=1$ في مقطع الدخول و $Z_j = (j-1)\Delta Z$ و $j=nj$ موقع اختياري أذ يكون $Z_{nj} \geq L_{interance}$ حيث $L_{interance}$ يمثل طول منطقة الدخول الحراري.

أما تغير درجة الحرارة للحالة العابرة في المستوى (R-Z) فيمثل بمحور ثالث وهمي عمودي على المستوي (R-Z) وبمقدار تغير منتظم مقداره ولفترات زمنية مقدارها $\tau = 0, \Delta\tau, 2\Delta\tau, \dots, nk\Delta\tau$ كما موضح في الشكل (3).

إن الفرضيات التي بنيت عليها معادلة الزخم ثابتة الخواص الفيزيائية والتي لا تعتمد على قيم درجة الحرارة أو الزمن ومن ملاحظة هذه المعادلة انها تحتوي على حد غير خطي هو مربع السرعة U^2 فقد تم تقريبه على انه يساوي $(U_i \cdot \bar{U})$ [4] إذ \bar{U} معدل السرعة ويعد العامل B هو العامل الحاكم في معادلة الزخم ومن الممكن تحويلها إلى صيغة الفروقات المحددة وكالاتي:

$$0 = C_{1i}B + C_{1i} \left(\frac{2(\sigma U_{i-1} - (\sigma+1)U_i + U_{i+1})}{\Delta R_{i-1}^2 \sigma(\sigma+1)} + \frac{1}{R_i} \frac{-\sigma U_{i-1} + U_i + U_{i+1}}{\Delta R_{i-1} \sigma(\sigma+1)} \right) - U_i - C_{2i} \bar{U} \cdot U_i \quad \dots\dots(22)$$

أما معادلة الطاقة (10) فيمكن تمثيلها بصيغ الفروقات المحددة وبالشكل الآتي:

$$\frac{\theta_{i,j,k+1} - \theta_{i,j,k}}{\Delta\tau} + U_i \frac{\theta_{i,j+1,k+1} - \theta_{i,j,k+1}}{\Delta Z} = \frac{1}{Pr_e} \left(\frac{2(\sigma\theta_{i-1,j,k+1} - (\sigma+1)\theta_{i,j,k+1}) + \theta_{i+1,j,k+1}}{\Delta R_{i-1}^2 \sigma(\sigma+1)} + \frac{-\sigma\theta_{i-1,j,k+1} + (\sigma-1)\theta_{i,j,k+1} + \theta_{i+1,j,k+1}}{R_i \Delta R_{i-1} \sigma(\sigma+1)} \right) \quad \dots\dots(23)$$

وان معادلة الطاقة في مركز الأنبوب تقسم على صفر فتصبح هناك كميات غير معرفة لذلك تم اشتقاق معادلة الطاقة باستخدام قاعدة هيبیتال فتصبح كالآتي:

$$\frac{\theta_{i,j,k+1} - \theta_{i,j,k}}{\Delta\tau} + U_i \frac{\theta_{i,j+1,k+1} - \theta_{i,j,k+1}}{\Delta Z} = \frac{2}{Pr_e} \left(\frac{2(\sigma\theta_{i-1,j,k+1} - (\sigma+1)\theta_{i,j,k+1} + \theta_{i+1,j,k+1})}{\Delta R_{i-1}^2 \sigma(\sigma+1)} \right) \quad ..(24)$$

إن معادلة الطاقة يتم تطبيقها في كل نقطة من نقاط الشبكة في المستوى (R-Z) وعند الشروط الحدية المختلفة وتعوض قيم السرعة في معادلة الطاقة للحصول على قيم درجة الحرارة ولقطع (R-Z) عند زمن $(\tau + \Delta\tau)$ والتي تحمل رمز سفلي k+1 فتكون في كل مقطع (R-Z) عند زمن معين هناك مجموعة (n+1*m) من المعادلات الخطية تحل لإيجاد القيم غير المعروفة لدرجة الحرارة في كل عقدة، وهذه القيم بعد إيجادها قيما ابتدائية للمقطع ألاحق $(\tau + 2\Delta\tau)$ وهكذا تتكرر العملية إلى أن تثبت قيم درجة الحرارة فتصبح الحالة مستقرة.

النتائج والمناقشة

نفذ البرنامج الحاسبي لأعداد من رقم براندتل المؤثر (0.1 و 0.3 و 0.9)، وكذلك لقيم من انحدار الضغط اللابيدي B التي تساوي $(10^3 و 10^4 و 10^5 و 10^6)$ ، وأخذت الدقة في النتائج التي تم الحصول عليها لقيم السرعة ودرجة الحرارة بمقدار أربع مراتب عشرية بعد الفارزة.

إن الشكل (2) يمثل توزيع السرعة مع نصف قطر الأنبوب اللابيدي لقيم مختارة من انحدار الضغط اللابيدي فكلما ازداد انحدار الضغط زادت السرعة وبخاصة في المنطقة القريبة من الجدار بفعل حدوث ظاهرة التحدد الناتجة من الزيادة في المسامية حيث تكون قيمتها أعظم ما يمكن ويلاحظ أن هذه القيمة تبدأ بالتناقص كلما تم الاقتراب من مركز الأنبوب؛ نتيجة المسامية القليلة. أما الشكل (3) يمثل تغير درجة حرارة السطح اللابيدية مع طول الأنبوب ولعدد براندتل $Pr=0.1$ وانحدار ضغط لابيدي $B=10^4$ خلال فترات زمنية مختلفة إذ أن جميع هذه المنحنيات تبدأ بقيمة متساوية وبتغير غير خطي في مقطع الدخول الحراري ثم تثبت قيمتها بعد ذلك في مقطع تمام التشكيل الحراري، ويلاحظ ازدياد التقارب بين قيم هذه المنحنيات كلما ازداد الزمن مما يعني الاقتراب من الحالة المستقرة. أما الشكل (4) فيمثل تغير درجة الحرارة الظاهرية مع طول الأنبوب لعدد براندتل $Pr=0.1$ وانحدار ضغط لابيدي $B=10^4$ خلال فترات زمنية مختلفة إذ تبدأ بالزيادة غير الخطية في منطقة الدخول الحراري للحالة غير المستقرة ثم تستقيم في منطقة تمام

التشكيل الحراري إذ توازي درجة حرارة السطح وبذلك تثبت قيمة عدد نسلت عند أي زمن. إن تغير درجة حرارة المائع خلال المقطع ($Z=0.2$) داخل منطقة الدخول الحراري موضح في الشكل (5) إذ يلاحظ أن انحدار درجة الحرارة يقل بزيادة الفترة الزمنية، وذلك لاقترابها من الحالة المستقرة في حين يكون هذا الانحدار أكبر عند زمن أقل أي أن هناك كسب سريع في كمية الحرارة من قبل المائع بفعل درجة حرارته الابتدائية الواطئة فيكون هناك انحدار أسرع نسبياً. أما تغير عدد نسلت مع طول الأنبوب لانحدار ضغط $B=10^3$ و $B=10^4$ و $B=10^5$ ولعدة قيم مختلفة من عدد براندتل المؤثر عند زمن لابعدي (0.3) موضحة بالأشكال (6,7,8) وتبين هذه الأشكال إن تأثير عدد براندتل على قيم عدد نسلت في معدل الجريان القليل عند انحدار ضغط $B=10^3$ يكون تأثيره قليلاً إذ يوجد هناك تقارب بين قيم عدد نسلت عند القيم (0.3 و 0.9) لعددي براندتل المؤثر في حين يكون تأثير عدد براندتل واضحاً عند الجريان الأعلى لانحدار ضغط $B=10^4$ و $B=10^5$ حيث يحصل تباعداً بين قيم عدد نسلت وبخاصة في منطقة تمام التشكيل الحراري. ونجد من ملاحظة الأشكال انه كلما يزداد عدد براندتل يزداد سمك الطبقة المتاخمة الحرارية بصورة عامة وبذلك تزداد المقاومة الحرارية فتقل قيمة عدد نسلت خلال منطقة الدخول الحراري. إن تغير عدد نسلت مع طول الأنبوب اللابعدي عند أعداد براندتل المؤثرة المختلفة ولعدة قيم من انحدار الضغط اللابعدي وعند زمن لابعدي (0.3) موضحة بالأشكال (9,10,11) ويلاحظ من هذه الأشكال أن تأثير عدد براندتل للوصول إلى الحالة المستقرة يكون واضحاً وبخاصة عند عدد براندتل القليل، إذ تكون قيم عدد نسلت متباعدة لعدة قيم من انحدار الضغط اللابعدي وهذا يعني الحاجة إلى زمن أطول للوصول إلى الحالة المستقرة، أي زيادة في طول منطقة الدخول الحراري وقلة في سمك الطبقة المتاخمة الحرارية عند انحدار الضغط نفسه في حين يزداد التقارب لقيم عدد نسلت عند أعداد براندتل العالية وهذا واضح في الشكلين (10,11) ويبدو أن قيم عدد نسلت تتساوى لمختلف انحدار الضغط لحالة الجريان القسري في منطقة تمام التشكيل الحراري بصورة عامة.

إن تغير طول منطقة الدخول الحراري مع الزمن للحالة المستقرة لقيم ثلاث من انحدار الضغط اللابعدي ممثلة بالأشكال (12,13,14) إذ يلاحظ عند انحدار ضغط لابعدي معين أن طول منطقة الدخول الحراري يقل بينما يزداد سمك الطبقة المتاخمة الحرارية عند زيادة عدد براندتل، وان نسبة الزيادة في طول منطقة الدخول الحراري عند زمن صغير يكون قليلاً بينما يزداد هذا التباعد بزيادة الزمن إلى أن يثبت هذا الفرق في منطقة تمام التشكيل الحراري، وان نسبة الفرق في طول منطقة الدخول الحراري لأعداد براندتل المختلفة في منطقة تمام التشكيل الحراري تقل كلما زاد انحدار الضغط اللابعدي. أما الشكل (15) فيمثل تغير عدد نسلت الموقعي مع طول

الأنبوب اللابيدي وعند فترات زمنية مختلفة وبين هذا الشكل إن قيم عدد نسلت عند الزمن القليل تكون ذات قيم عالية بسبب عدم توفر الزمن لألزام لكي يتم تسخين السطح وتنتقل الحرارة إلى المائع لذلك يكون الفرق بين درجة حرارة السطح و المائع قليلا فتكون قيمة عدد نسلت عالية. وبزيادة الزمن تبدأ الحرارة بالانتقال من السطح إلى المائع فترتفع درجة حرارة المائع ولكن بنسبة زيادة اقل من نسبة زيادة درجة حرارة السطح لذلك يكون الفرق بينهما كبيرا فتقل قيمة عدد نسلت. وعند الوصول إلى الحالة المستقرة عند زمن معين فإن قيمة عدد نسلت سوف تثبت.

الاستنتاجات

- 1- إن تأثير انحدار الضغط على طول منطقة الدخول الحراري يكون طرديا وعكسيا على سمكها، فعند انحدار ضغط لابيدي يساوي $B=10^3$ فإن طول منطقة الدخول الحراري يساوي $Z=0=0.5$ بينما يزداد طول منطقة الدخول الحراري عند قيم انحدار ضغط لابيدي تساوي $B=10^4$ و $B=10^5$ إذ تساوي $Z=0.17$ و $Z=0.26$ على التوالي.
- 2- إن تأثير عدد براندتل المؤثر على سمك الطبقة الحرارية المتاخمة يكون عكسيا ويقل هذا التأثير عند عدد براندتل العالي.
- 3- تأثير عدد براندتل للقيم (0.3 و 0.9) على قيمة عدد نسلت يكون واضح عند قيم انحدار الضغط العالية حيث كان الفرق بين قيم عدد نسلت عند عدد براندتل 0.3 يساوي 0.6 ويزداد الفرق عن هذه القيمة عند عدد براندتل 0.9 إذ يساوي 3.3 عند انحدار الضغط نفسه.
- 4- إن تأثير عدد براندتل على قيم عدد نسلت في منطقة تمام التشكيل الحراري يكون عاليا عند عدد براندتل 0.1 وعند انحدار الضغط يساوي ($B=10^4$ و $B=10^5$). بينما يقل هذا التأثير باقتراب قيم عدد نسلت من بعضها عند قيم عدد براندتل (0.3 و 0.9) لقيم متعددة من انحدار الضغط ($B=10^4$ و $B=10^5$).
- 5- نسبة انتقال الحرارة من السطح إلى المائع غير متساوية حيث إذ يكون سمك الطبقة المتاخمة الحرارية قليلا في بداية التسخين لذلك هناك كمية اكبر من الحرارة تنتقل إلى المائع تتمثل بكبر قيمة عدد نسلت، وبزيادة الزمن تقل نسبة انتقال الحرارة إلى المائع لنمو سمك الطبقة المتاخمة الحرارية التي تكون بمثابة مقاومة حرارية تقلل من انتقال الحرارة إلى المائع وهذا يؤدي إلى التقليل من قيمة عدد نسلت.

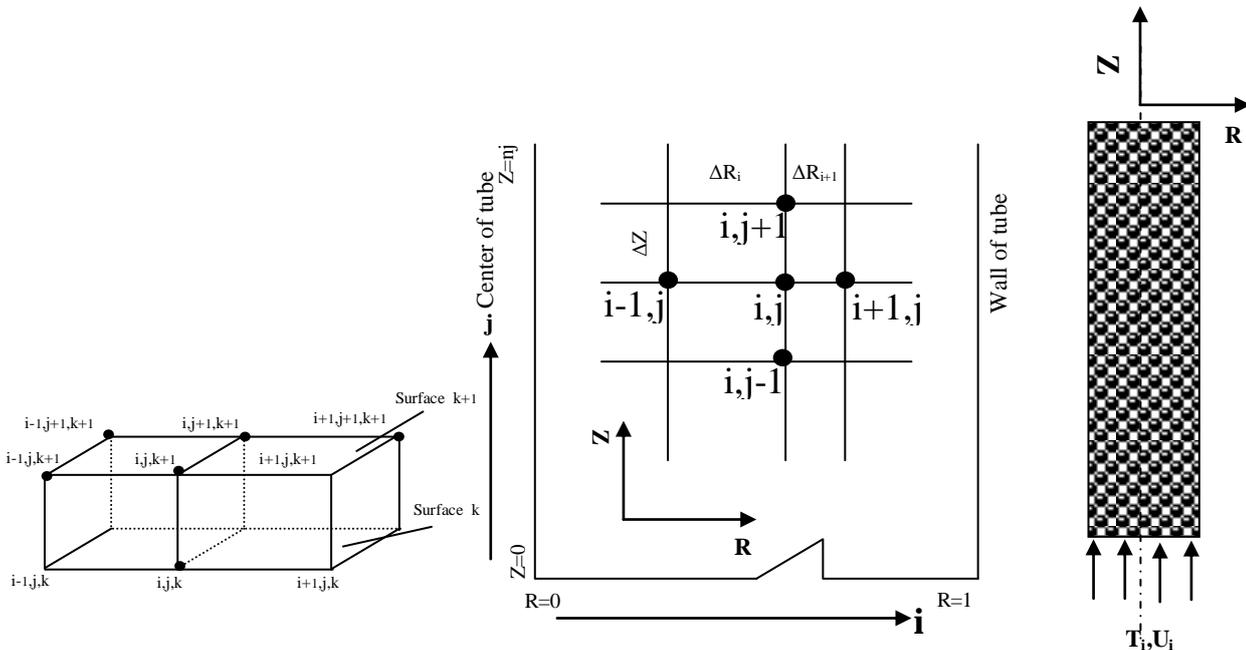
التوصيات

- 1- دراسة عملية لهذا النموذج ببناء منشأ تجريبي قابل لاستقصاء الحمل القسري خلال أنبوب مكون من النحاس ومقارنة النتائج النظرية مع النتائج التجريبية.
- 2- دراسة النموذج النظري مستخدماً جريان (هيجن . بويزلي) مبيناً تأثير هذا التوزيع من السرعة على قيمة عدد نسلت.
- 3- دراسة نظرية لأشكال هندسية أخرى مثل مقطع القناة على شكل مستطيل أو مثلث ومقارنة نتائجها بالموديل الحالي.

المصادر

- 1- Bejan, A., " Convection heat transfer ", Wiley, Newyork, Chapter 10. 1984.
- 2- Kaviany, M., " Laminar Flow Through a Porous Channel Bounded By Isothermal Parallel Plate", Int.J.H.M.T, Vol. 28, No. 4, pp. 851-858, 1985.
- 3- Poulikakos, D., and Renken, K. , " Forced convection in a Channel Filled with Porous Medium, Including The Effect of Flow Inertia, Variable porosity , and Brinkman Friction", ASME J.H.T, Vol. 109, pp 880-888, 1987.
- 4- AL-Namr,M,A,et al," Transient Forced Convection in the Entrance Region of a porous Tube",The Candian J. of Chemical Eng. vol 72.pp 249-255, 1994.
- 5- Chou,F.C. et al, "A Re-evaluation of Non-Darcian Forced and Mixed Convection in cylindrical Packed Tube" ASME J.H.T. vol.116, pp. 513-516, 1994.
- 6- Alazami,B.and Fafai,K.,"Analysis of Variants With in Porous Media Transport Models",J.H.T.,Vol.122,PP.303-325,2000.

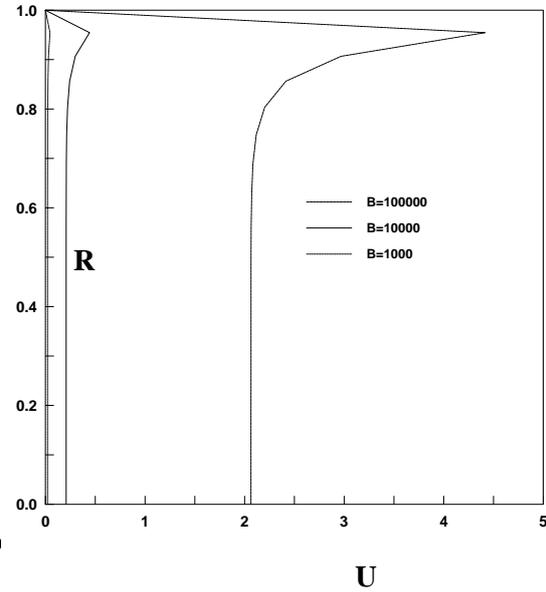
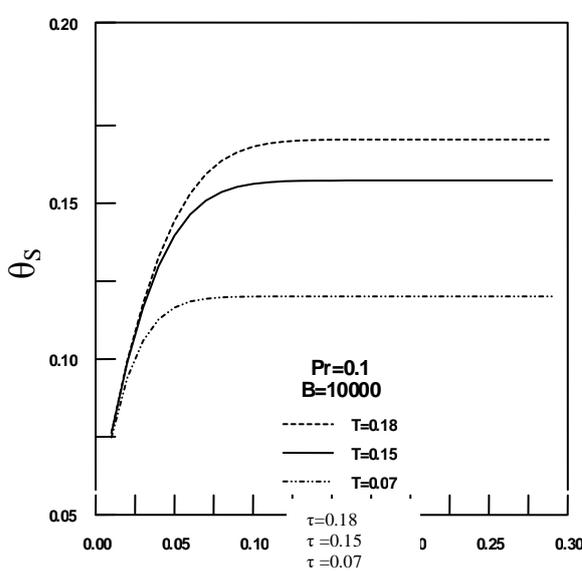
- 7- Lage,J.L. and Nield,D.A., "New Theory For Forced Convection Through Porous Media by Fluid With Temperature-Dependent Viscosity", J.H.T., Vol.123, PP.1045-1051, (2001).
- 8- Al-Daher, M.A. and Jasim, A.H., "A Theoretical and Experimental Study on Laminar Heat Transfer Through a Horizontal Tube Filled With Porous Media", J.Tikrit, Univ. Engg. Sci., Vol.9, No.1, PP.41-59, (2002).
- 9- Haddad, O.M., Al-Namir, M.A. and Al-Khateeb, "Validation of The Local Thermal Equilibrium Assumption in Natural Convection From a Vertical Plate Embedded in Porous Medium: Non-Darcian Model", Int.J.H. and M.T., Vol.47, PP.2037-2042, (2004).
- 10- Bogdan, I.P. and Mohamad, A.A., "An Experimental and Numerical Study on Heat Enhancement For Gas Heat Exchangers Fitted With Porous Media" Int.J.H. and M.T., Vol.47, PP.4939-4952, (2004).



الشكل (1-ج) يوضح ترتيب الشبكة لمعادلة الطاقة.

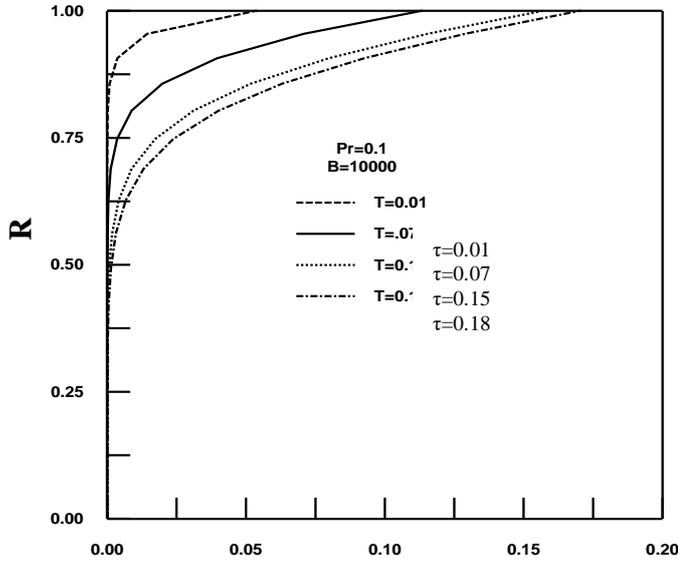
الشكل (1-ب) شبكة الفروقات المحددة

الشكل (1-أ) شكل تخطيطي للمسألة.

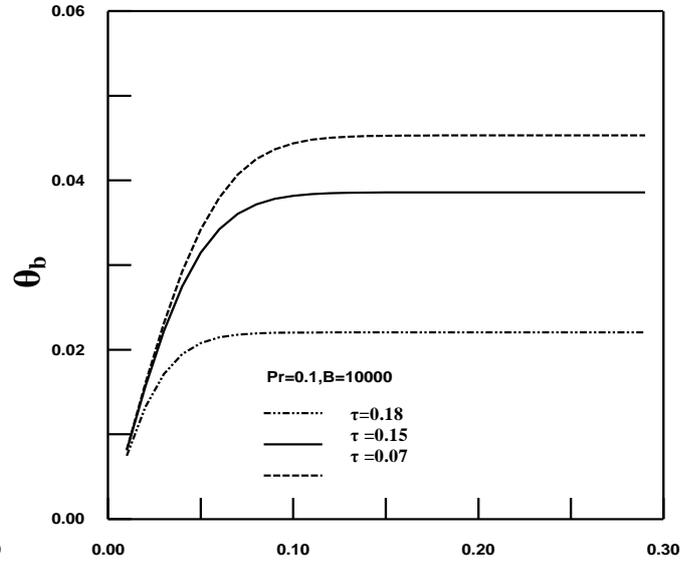


الشكل (3) تغير درجة حرارة السطح اللابعدية مع طول الأنبوب اللابعدى للحالة الغير مستقرة.

الشكل (2) تغير السرعة اللابعدية مع نصف قطر الأنبوب اللابعدى للحالة المستقرة.

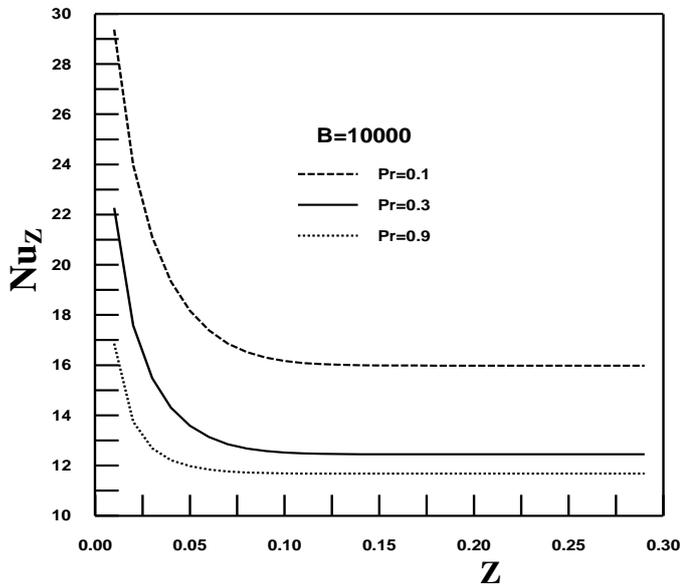
 θ

الشكل (5) توزيع درجة حرارة المانع اللابعدي مع نصف قطر الأنبوب اللابعدي عن المقطع للحالة غير المستقرة.

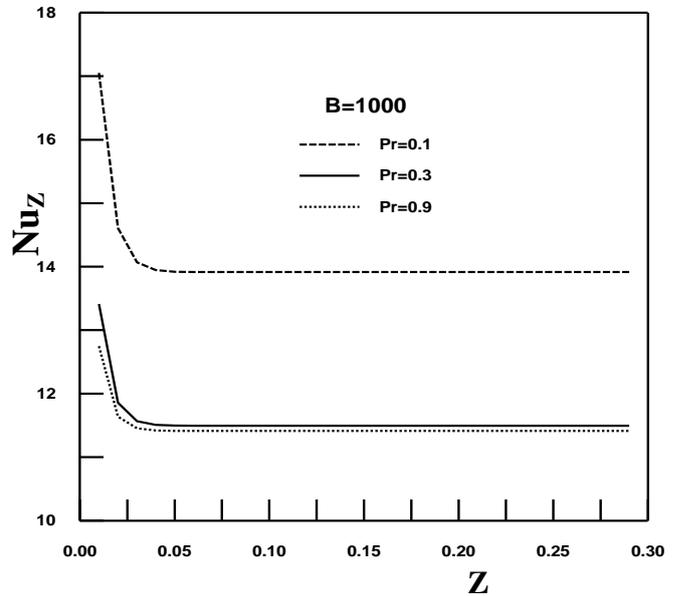


Z

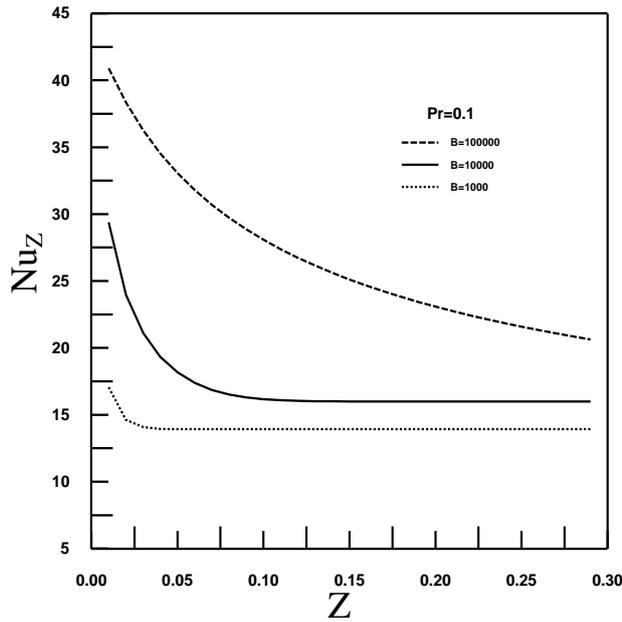
الشكل (4) تتوزيع درجة حرارة المانع الظاهرية اللابعدي مع طول الأنبوب اللابعدي للحالة غير المستقرة.



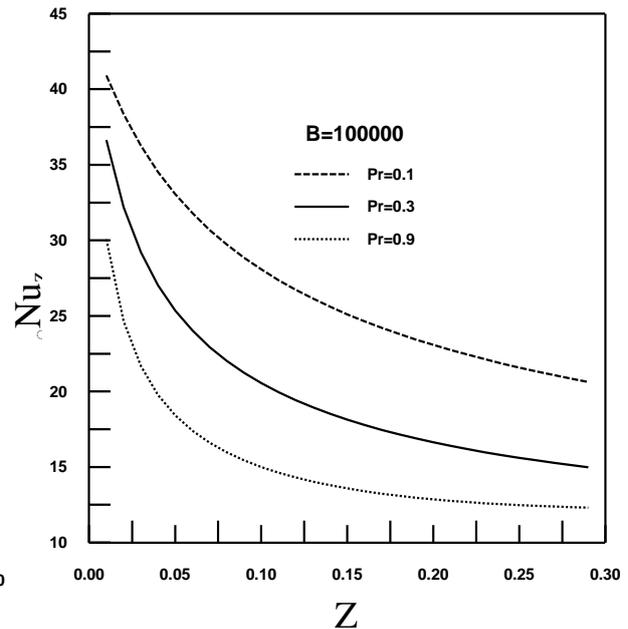
الشكل (7) توزيع عدد نسلت للحالة غير المستقرة مع طول الأنبوب اللابعدي عند زمن $\tau=0.3$



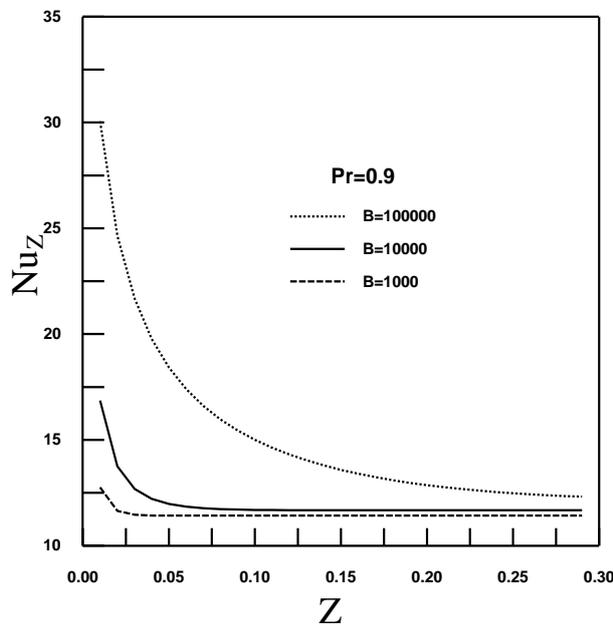
الشكل (6) توزيع عدد نسلت للحالة غير المستقرة مع طول الأنبوب اللابعدي عند زمن $\tau=0.3$



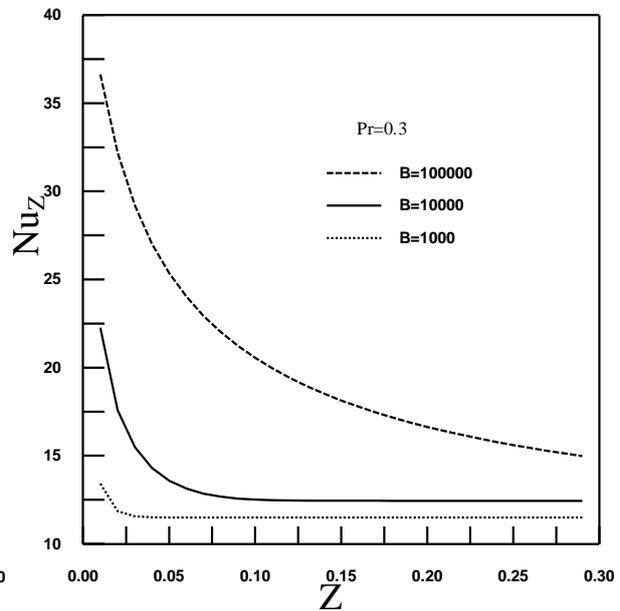
الشكل (9) توزيع عدد نسلت للحالة غير المستقرة مع طول الأنبوب اللابعدى عند زمن لابعدي $\tau=0.3$



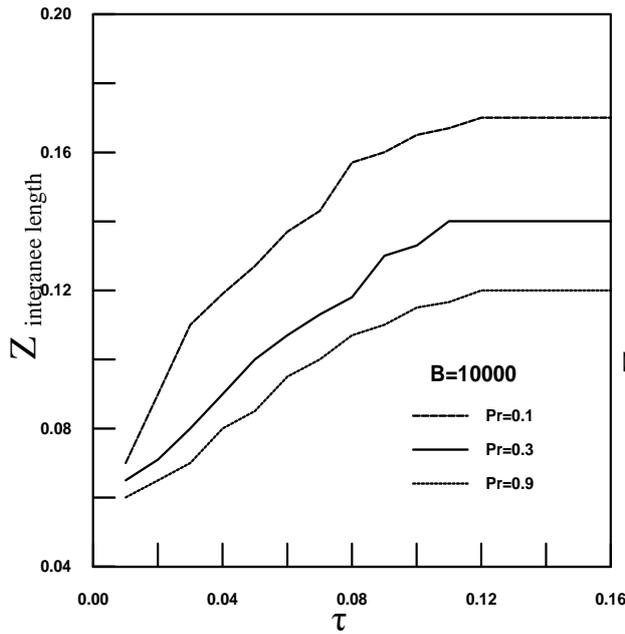
الشكل (8) توزيع عدد نسلت للحالة غير المستقرة مع طول الأنبوب اللابعدى عند زمن لابعدي $\tau=0.3$



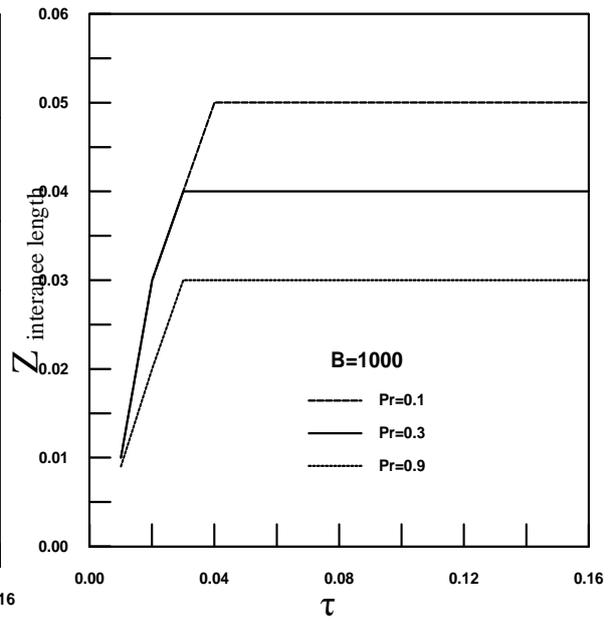
الشكل (11) توزيع عدد نسلت للحالة غير المستقرة مع طول الأنبوب اللابعدى عند زمن لابعدي $\tau=0.3$



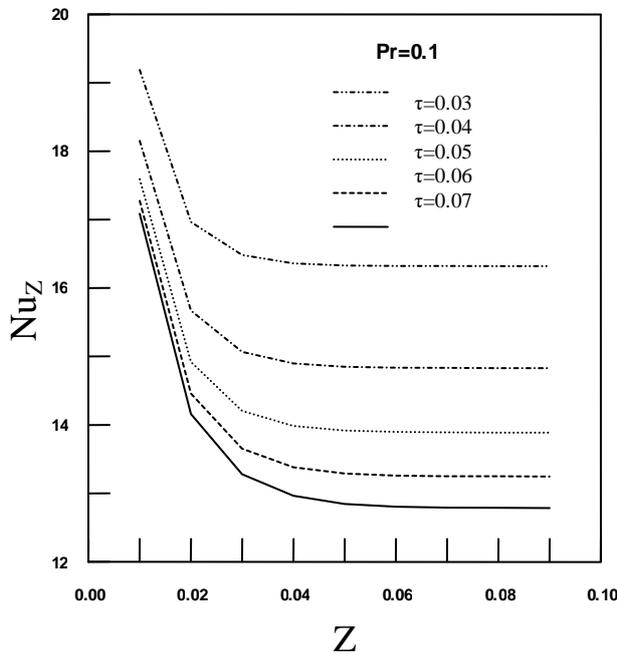
الشكل (10) توزيع عدد نسلت للحالة غير المستقرة مع طول الأنبوب اللابعدى عند زمن لابعدي $\tau=0.3$



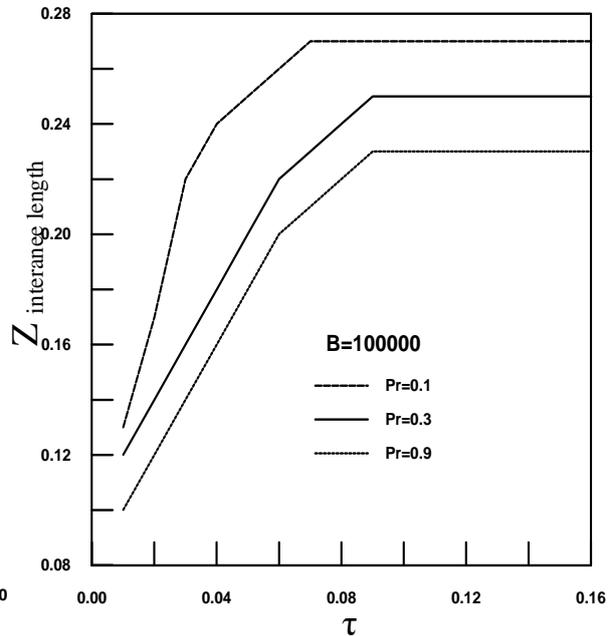
الشكل (13) طول منطقة الدخول الحراري مع الزمن للحالة المستقرة.



الشكل (12) طول منطقة الدخول الحراري مع الزمن للحالة المستقرة.



الشكل (15) تغير عدد نسلت للحالة غير المستقرة مع طول الأنبوب اللابعدى.



الشكل (14) طول منطقة الدخول الحراري مع الزمن للحالة المستقرة.

**TRANSIENT FORCED CONVECTION LAMINAR HEAT
TRANSFER FOR A TUBE FILLED WITH POROUS MEDIA IN
THE ITERANCE REGION**

Atalah H. Jasim
Assistance Lecturer

Mechanical Eng. Dept.
Tikrit Univ.

Tahseen A. Tahseen
Assistance Lecturer

Sherzad M. Ali
Assistance Lecturer
Irrigation Eng. Dept.
Sulamamy .Univ

ABSTRACT

A theoretical study was carried out for transient heat transfer forced convection through horizontal tube filled with porous media .All the properties of the porous media are assumed to be constant in both the radial and axial directions.

The governing equations are momentum and energy equation. These were formulated in using polar coordinates system. The results obtained are for three values of the effective Prandtl numbers and dimensionless pressure gradients. Theses gradient are $(0.1, 0.3, 0.9) Pr_e, (10^3, 10^4, 10^5) B$.

The study proved that the thickness of the thermal boundary layer and its length depend on the parameter (B) and the effective Prandtl number.

The thickness of the thermal boundary layer began with an increase starting from the front edge (inter section) until the thickness becomes equal to the radius of tube.

The increase in Prandtl number gives an increase in the thickness of the thermal boundary layer for the same pressure gradient.

KEYWORDS

Forced Convection, Laminar, Tube, Porous Media, Transient State