

KOMPAKT ISI EŞANJÖRLERİNDE KANATÇIK DÜZENLEMELERİNİN BASINÇ KAYBINA ETKİSİ

Yasin VAROL

Fırat Üniversitesi, Teknik Eğitim Fakültesi, Makine Eğitimi Bölümü, 23119/Elazığ

Geliş Tarihi : 18.12.2000

ÖZET

Bu çalışmada, Kompakt ısı eşanjörlerinde kanatçık kalınlıkları ve kanatçıklar arası mesafe değiştirilerek basınç kayıplarının analizi yapılmıştır. Silindirik koordinatlarda, eksemel simetrik akış için Navier-Stokes denklemleri sonlu farklar yöntemlerinden İmplicit Değişen Yönler Metoduyla çözülmüştür.

Anahtar Kelimeler : Isı eşanjörü, Basınç kaybı, Kanatçık

THE EFFECTS OF RIB ARRANGEMENT TO PRESSURE DROP IN COMPACT HEAT EXCHANGERS

ABSTRACT

In this study, the pressure drop in compact heat exchangers were analysed spacing between ribs and changing rib thickness. In cylindrical coordinate the Navier-Stokes equations were solved by using Implicit Alternating Direction Method of finite difference for axially symmetric flow.

Key Words : Heat Exchanger, Pressure drop, Rib

1. GİRİŞ

Enerji giderlerini azaltmak için kullanılan kompakt ısı eşanjörleri her geçen gün yaygınlaşmaktadır. Kompakt ısı eşanjörlerinin en önemli avantajları arasında, boyutlarının küçük, ağırlığının az ve maliyetinin düşük olması gibi sebepler bulunmaktadır. Bir ısı eşanjöründe bu özelliklerin sağlanabilmesi, kullanılan kanal geometrisi ile doğrudan ilgilidir (Rowley and Patankar, 1984; Farhanieh et al., 1993).

Bu çalışmada kompakt ısı eşanjörlerinde kullanılan kanatçıkların cidardan ayırık olması durumunda basınç kayıpları hesaplanmıştır. Kanatçıkların cidardan ayırık olması durumunda basınç kayıplarının az ve bilhassa kirlenmenin daha az olması beklenir.

2. MATERYAL VE METOT

Newtonien olan, sabit viskoziteli bir akışkan için silindirik koordinatlarda Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad (3)$$

Burada, ρ akışkanın yoğunluğunu, ν akışkanın kinematik viskozitesini, u aksenal hızı, v radyal hızı ve p ise basıncı göstermektedir.

Bu çalışmada nümerik olarak hassas neticeler veren akım ve girdap fonksiyonları ile elde edilen denklemler çözülmüştür. Silindirik koordinatlarda akım ve girdap fonksiyonları.

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (4)$$

$$u^* = \frac{u}{\bar{u}}, v^* = \frac{v}{\bar{u}}, x^* = \frac{x}{L}, r^* = \frac{r}{R}, L^* = \frac{L}{d}, L_1^* = \frac{L_1}{L}, t^* = \frac{t\nu}{R^2}, p^* = \frac{p}{\rho \frac{\bar{u}^2}{2}}, Re = \frac{\bar{u}d}{\nu}, \psi^* = \frac{2\psi}{\bar{u}R^2}, \omega^* = \frac{\omega R}{\bar{u}} \quad (7)$$

Burada, \bar{u} boru içindeki ortalama hızı, d boru çapını, R boru yarıçapını L_1 kanatçık kalınlığını ve L kanatçıklar arası mesafeyi göstermektedir. (4), (5) ve (6) eşitliklerinin (1) ve (2) diferansiyel denklemlerinde yerine konulup, (1) denkleminin

$$v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (5)$$

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r} \quad (6)$$

eşitlikleriyle verilmiştir. Diferansiyel denklemleri boyutsuz hale getirmek için aşağıdaki boyutsuz sayıları tarif etmek gerekir.

r^* 'ye ve (2) denkleminin de x^* 'e göre türevini alarak ve meydana gelen denklemleri birbirinden çıkararak basınç elimine edilir. (7)'deki boyutsuz sayılar kullanılarak Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri aşağıdaki şekli alır.

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + \frac{Re}{8L^* r^{*2}} \left[\frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} \right] + \frac{Re}{8L^* r^{*2}} \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} - \frac{\omega^*}{r^{*2}} \quad (8)$$

Elde edilen denkleme girdap taşınım denklemi denir. İkinci denkleme olarak, (4) ve (5) eşitlikleri (6) eşitliğinde yerine yazılır ve (7)'deki boyutsuz sayılar kullanılarak

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} - \omega^* = \frac{1}{2r^*} \left[\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \right] \quad (9)$$

denklemini bulunur. Bu iki diferansiyel denklem yardımıyla akım ve girdap fonksiyonları hesaplanır.

Şekil 1'de gösterilen akış bölgesi için sınır şartlarını yazacak olursak;

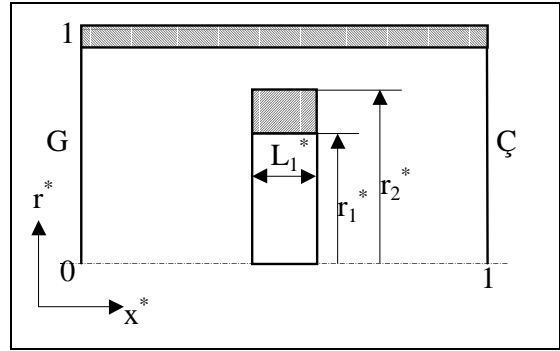
r^* yönündeki sınır şartları için;

$$r^* = 0 \text{ 'da } \psi^* = 0 \text{ ve } \omega^* = 0 \quad (10)$$

$0 \leq x^* \leq 1$:

$$r^* = 1 \text{ 'de } \psi^* = 1 \text{ ve } \omega^* = -\frac{1}{2r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} \quad (11)$$

şeklinde yazılır.



Şekil 1. Akış bölgesi

Kanatçık yüzeyindeki sınır şartları;

$$\text{radyal yüzeylerde : } \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = 0, \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} = 0, \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} = 0$$

$$\text{ve } \omega^* = -\frac{1}{8L^{*2} r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \quad (12)$$

$$\text{eksenel yüzeylerde} : \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} = 0, \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = 0, \quad \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} = 0$$

$$\text{ve } \omega^* = -\frac{1}{2r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} \quad (13)$$

$$\text{köşe noktalarında} : \omega^* = -\frac{1}{2r^*} \left[\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \right] \quad (14)$$

şeklinde yazılır.

x^* yönündeki sınır şartları;

Akışın her kanatçık bölgesinde aynı olması varsayımından yararlanılmıştır. Bu sınır şartları aşağıda verilmiştir.

$$\psi^*(0, r^*) = \psi^*(1, r^*) \quad (15)$$

$$\left. \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right|_{0, r^*} = \left. \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right|_{1, r^*} \quad (16)$$

$$\omega^*(0, r^*) = \omega^*(1, r^*) \quad (17)$$

$$\left. \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} \right|_{0, r^*} = \left. \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} \right|_{1, r^*} \quad (18)$$

Basıncın hesaplanabilmesi için Navier-Stokes denklemlerinden x^* ve r^* yönündeki basınç gradyanlarının bulunması gerekir. Basınç gradyanları; Navier-Stokes denklemleri kullanılarak, ayrıca süreklilik denklemlerinden yararlanılarak ve karışık türevlerde türev alma sırasının değiştirilmesinin bu karışık türevin değerini değiştirmedığı özelliğinden faydalanılarak eşitlik (1), (2) ve (3) 'den aşağıdaki şekilde bulunur.

$$\frac{\partial p^*}{\partial x^*} = -\frac{8L^*}{\text{Re}} \left[\frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} + \frac{\omega^*}{r^*} \right] - 2 \left[u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + 2L^* v^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right] \quad (19)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial r^*} = \frac{2}{L^* \text{Re}} \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} - 2 \left[\frac{1}{2L^*} u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} \right] \quad (20)$$

Hesaplanan ψ^* ve ω^* değerlerinden basınç gradyanları bu denklemlerin sonlu farklar haline getirilmesiyle tespit edilmiştir. Bu gradyanların entegrasyonundan basınç elde edilir.

$$p^*(x^*, r^*) = p^*(0, 0) + \int_0^{r^*} \left(\frac{\partial p^*}{\partial r^*} \right) dr^* + \int_0^{x^*} \left(\frac{\partial p^*}{\partial x^*} \right) dx^* \quad (21)$$

Eliptik diferansiyel denklemlerin nümerik çözümü için kullanılan sonlu farklar metodlarından en önemlileri; Successive Over Relaxation ve Implicit Alternating Direction Method diye adlandırılır (Steven and Raymond, 1990). Bu çalışmada, diferansiyel denklemlerin çözümü için "Implicit Alternating Direction Method" implisit değişen yönlere metodu kullanılmıştır. Bunun için hesaplanacak bölge kenarları Δx^* ve Δr^* olan dikdörtgenlerden meydana gelen ağlara bölünür. Bu ağların her noktasına diferansiyel denklem uygulanır.

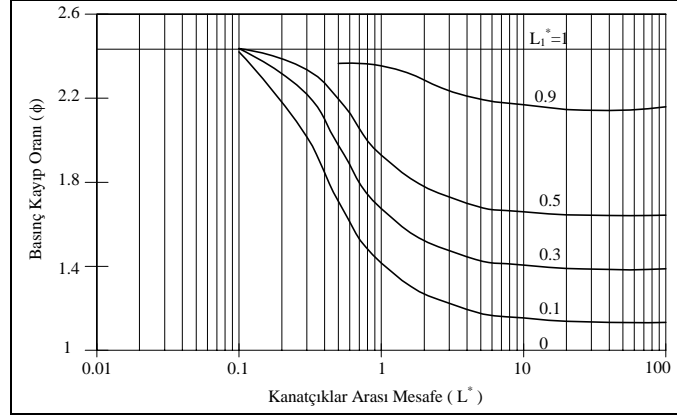
3. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada kompakt ısı eşanjörlerinde akış incelenmiştir. Diferansiyel denklemlerin sonlu farklardaki çözümü esnasında x^* ve r^* yönündeki adım sayısı $m = 50$ ve $n = 50$, x^* ve r^* yönündeki sıklık dereceleri $s_x = 1.05$ ve $s_r = 1.05$ ve zaman adımı yönündeki en küçük adım uzunluğu $\Delta t^* = \frac{1}{256} 10^{-4}$ alınarak çözümlere başlanmış ve zaman adım uzunluğu kademeli olarak artırılarak diferansiyel denklemler çözülmüştür.

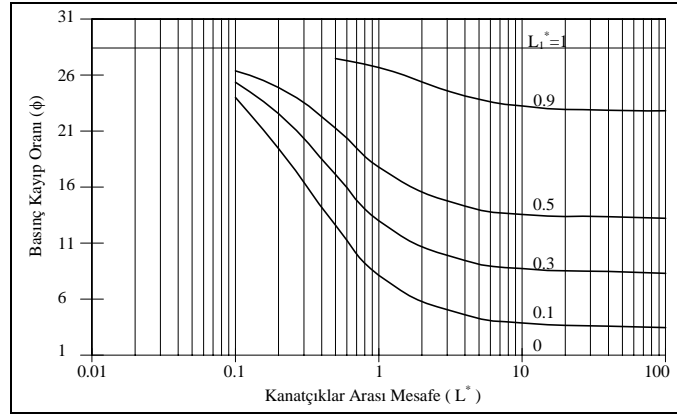
Bilgisayar programı ile bütün düğüm noktalarındaki akım ve girdap değerleri bulunmuş ve bu değerlerden faydalanarak hız ve basınç değerleri hesaplanmıştır. Ayrıca kanatçıklı borudaki basınç kaybının (Δp^*), düz borudaki basınç kaybına (Δp_0^*) oranı şeklinde bir boyutsuz büyüklük (basınç kayıp oranı (ϕ)) tanımlanmış olup, kanatçık kalınlığı ve kanatçıklar arası mesafeye göre değişimi grafiklerle verilmiştir.

Şekil 2 ve 3'te kanatçık iç ve dış yarıçapı $r_1^* = 0.8$, $r_2^* = 0.9$ ve $r_1^* = 0.4$, $r_2^* = 0.8$ için, çeşitli kanatçık kalınlıklarında basınç kayıp oranının kanatçıklar arası mesafe ile değişimi verilmiştir.

Kanatçık kalınlığı $L_1^* = 0$ olduğunda düz borudaki basınç kaybı söz konusudur. Dolayısıyla basınç kayıp oranı 1'dir. Şekil 2 ve 3'te görüldüğü gibi $L^* \rightarrow 0$ giderken basınç kayıp oranı artmaktadır. Bütün kanatçık kalınlıklarında, basınç kayıp oranı aynı değere yaklaşmakta olup kanatçık kalınlığının, basınç kayıp oranına etkisi kalmaktadır. Ayrıca Şekillerde $L^* \rightarrow \infty$ için, kanatçıklar arası mesafenin basınç kaybına etkisinin olmadığı görülmektedir.



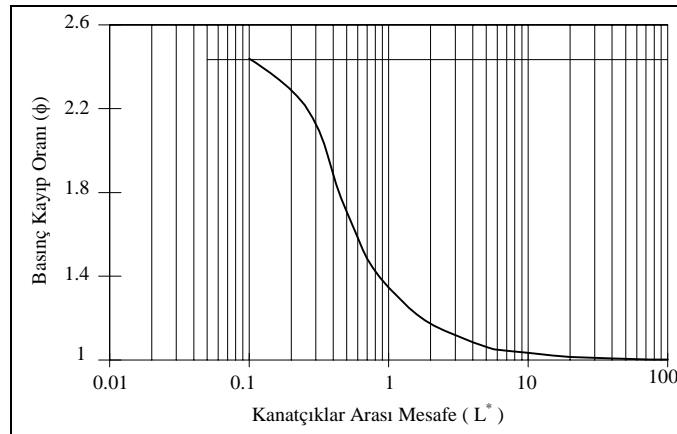
Şekil 2. Çeşitli kanatçık kalınlıklarında basınç kaybı oranının kanatçıklar arası mesafe ile değişimi ($r_1^* = 0.8$ ve $r_2^* = 0.9$)



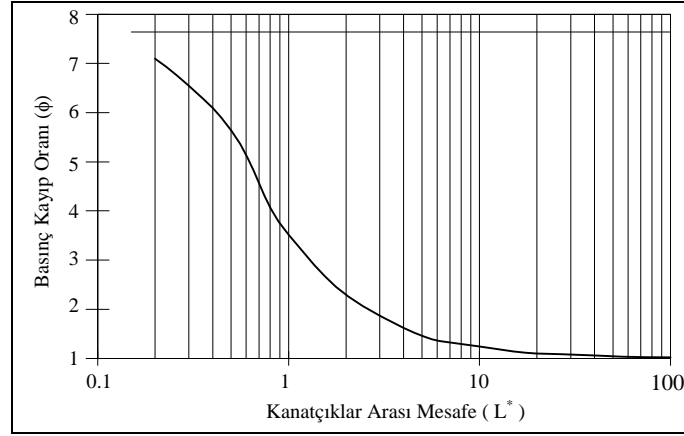
Şekil 3. Çeşitli kanatçık kalınlıklarında basınç kaybı oranının kanatçıklar arası mesafe ile değişimi ($r_1^* = 0.4$ ve $r_2^* = 0.8$)

Şekil 4 ve 5'de kare kesitli kanatçıkta, kanatçık iç ve dış yarıçapı $r_1^* = 0.8$, $r_2^* = 0.9$ ve $r_1^* = 0.6$, $r_2^* = 0.9$ için, basınç kaybı oranının kanatçıklar arası mesafe ile değişimi verilmiştir. Şekillerde görüldüğü gibi

$L^* \rightarrow 0$ giderken basınç kaybı oranı maksimum değerini almaktadır. $L^* \rightarrow \infty$ giderken basınç kaybı oranı 1'e yaklaşmaktadır.



Şekil 4. Kare kesitli kanatçıkta basınç kaybı oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ($r_1^* = 0.8$ ve $r_2^* = 0.9$)



Şekil 5. Kare kesitli kanatçıkta basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ($r_1^* = 0.6$ ve $r_2^* = 0.9$)

4. KAYNAKLAR

Farhanieh, B., Herman, C. and Sunden, 1993. Numerical and Experimental Analysis of Laminar Fluid and Forced Convection Heat Transfer in a Grooved Duct, Int. J. Heat and Mass Transfer, (36), 1609-1617.

Rowley, G. J., Patankar, S. V. 1984. Analysis of Laminar Flow and Heat Transfer in Tubes With Internal Circumferential Fins, Int. J. Heat and Mass Transfer, (27), 553-559.

Steven, C. C., Raymond, P. C. 1990. Numerical Methods for Engineers, McGraw-Hill Book Company, New York.