

ISI TAŞINIMINA MANYETİK ALANIN ETKİSİ

Ziyaddin RACABOVADILOĞLU
Z.K.Ü. Karabük Teknik Eğitim Fakültesi, 78200 KARABÜK

ÖZET

Akışkan hareketlerinin uygulanan elektromanyetik alandan etkilendikleri bilinmektedir. Elektriksel iletkenliği ve manyetikleşme özelliği yüksek olan akışkanların debi ve akış hızları manyetik alanın etkisiyle artmakta, elektriksel iletkenliği ve manyetikleşme özelliği düşük olan akışkanların ise debi ve akış hızları manyetik alanın etkisiyle azalmaktadır. Bu çalışmada, ısı taşınımıyla transfer edilen ısı miktarı, akışkanın akış hızı ile doğru orantılı olduğu için ısı taşınımına manyetik alanın etkisi incelenmiştir.

Çalışmanın teorik kısmında, akışkana etkileyen elektromanyetik kuvveti içeren Navier-Stokes, süreklilik ve sıcaklık dağılım denklemleri borularda gerçekleşen akışın incelenebilmesi amacıyla silindirik koordinat sisteminde yazılmıştır. Oluşturulan denklem sisteminin çözümünün yapılabilmesi için basınç artışının, akışkanın fiziksel özelliklerinin, silindirik boru boyutunun sabit kaldığı kabul edilmiştir. Silindirik koordinat sisteminde yazılan denklem sisteminin çözümünden, manyetik alanın şiddetine ve akışkanın diğer fiziksel özelliklerine bağlı radyal yöndeki sıcaklık dağılım ifadesi elde edilmiştir. Bu ifadeye göre belirlenen sıcaklık değerlerinden ise transfer edilen ısı miktarı bulunmuştur.

Elde edilen sonuçlara göre, manyetik alan şiddetinin küçük değerlerinde boru cidarına yakın bölgelerde hız gradyanının daha büyük olması nedeniyle ısı taşınımının daha büyük olduğu görülmüştür. Buna bağlı olarak, manyetik alan şiddetinin artmasıyla ısı taşınımında bir azalma olmaktadır. Bu çalışmadan elde edilen teorik sonuçlar, yapılan deney sonuçları ile karşılaştırıldığında teorik ve deneysel sonuçların kendi aralarında birbiriyle uyum içinde olduğu tespit edilmiştir.

Anahtar kelimeler: Manyetik alan, ısı taşınımı, sıcaklık, ısı miktarı.

THE EFFECT OF MAGNETIC FIELD INTO HEAT CONVECTION

ABSTRACT

It is known that fluid movements are affected from electromagnetic field. Flow rate and velocity of fluids having high electrical conductivity and high magnetic property increases with the effect of magnetic field; in contrast the flow rate and velocity of fluids having low electrical conductivity and low magnetic property decreases with the effect of magnetic field. In this study, the effect of magnetic field on heat convection is investigated due to proportionality of heat transferred by convection with the velocity of fluid.

On theoretical base of the study, Navier-Stokes, which comprises electromagnetic force to fluids, continuity and temperature distribution equations are written as cylindrical coordinate system for the purpose of investigation of the flow occurring inside the pipes. In the equations, pressure increase, physical properties of the fluid and size of the pipe are accepted as constant for solution. From the equations written in cylindrical coordinate system, radial temperature distribution expressions have been obtained with respect to magnetic field and other physical properties of the fluid by using temperature values from this expression.

According to the results; it is found that heat convection is greater at the inner wall of pipe due to the fact that velocity gradient is higher at low values of magnetic field intensity at the inner wall of pipe. It has been determined that the theoretical results obtained and the experimental results are coherent.

Key words: Magnetic fields, heat convection, temperature, amount of heat

1. GİRİŞ

Kütle taşınımı ile ısı iletimine elektrik ve manyetik alan etkileri farklı bilim adamları tarafından incelenmiştir(1-8). Akışkan olarak cıva, galyum ve ergimiş metaller kullanılmıştır. Genelde, deneyler kanalda yapılmıştır. Enine Manyetik alanın çok küçük değerlerinde sıvı metallerde ısı transferinde önemli artışlar olduğu ve bunun alan şiddetinin artması ile azaldığı görülmüştür.

Aynı zamanda direnç katsayısının da büyüyeceği sonucuna varılmıştır.

Manyetik alanın sabit basınç altındaki akışkan hareketlerine etkileri incelenmiş ve zayıf manyetik ve elektriksel özellikli akışkanların akış hızlarının alan etkisiyle büyüdükleri görülmüştür(9). Zorlanmış konveksiyon ile taşınan ısı miktarı kullanılan akışkanın akış hızı ile doğru orantılı olduğu ve bundan dolayı manyetik alan etkisinden taşınan ısı miktarının artabileceğinin bilinci ile

yola çıkılarak ısı taşınımına manyetik alan etkileri incelenmiştir.

2. TEORİK ÇALIŞMA

Viskoziteli akışkanın H şiddetli enine manyetik alanında yerleştirilen R yarıçaplı silindirik bakır boruda hareket ettiği düşünölsün. Boru girişindeki akışkanın sıcaklığı T_0 , boru etrafındaki ortamın sıcaklığı ise T_1 olsun. Akış hızının ve sıcaklığın radyal ve eksenel yönlerde değışeceklerini, akışkanın fiziksel özelliklerinin sabit kalacaklarını varsayalım. Ancak, bu kaböllerin sıcaklık artışlarının küçük hallerinde geçerli olduklarını unutmayalım. Viskozite sabit kaldığında sıkıştırılmayan akışkan için hareket denklemi (Navier-Stokes denklemi) ve akışın süreklilik denklemi silindirik koordinat sisteminde aşağıdaki denklemlere dönüşürler.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \cdot \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} + u_z \cdot \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\varphi^2}{r} &= F_r - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r} + \\ \nu \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u_r}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2\partial u_\varphi}{r^2 \cdot \partial \varphi} - \frac{u_r}{r^2} \right) &+ F_{m,r} \\ \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r \cdot \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \cdot \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + u_z \cdot \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_r \cdot u_\varphi}{r} &= F_\varphi - \frac{1}{\rho \cdot r} \cdot \frac{\partial P}{\partial \varphi} + \\ \nu \left(\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} - \frac{u_\varphi}{r^2} \right) &+ F_{m,\varphi} \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \cdot \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \cdot \frac{\partial u_z}{\partial \varphi} + u_z \cdot \frac{\partial u_z}{\partial z} &= F_z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} + \\ \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) &+ F_{m,z} \\ \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Bu denklemler sıcaklığın denge denklemi olmadan da çözülebilir. Bu durumda akış hızı için (9)'da elde edilen formüller kullanılabilir. Böylece, borunun uzunluğu boyunca hız dağılımı

$$u_z = \frac{N}{k_1} \left(\frac{I_0 \left(\frac{m \cdot r}{R} \right)}{I_0 \left(\frac{m \cdot R}{R} \right)} - 1 \right) \quad (2)$$

şeklinde olacaktır. Burada,

$$N = \frac{\partial P}{\partial z}, \quad k_1 = \gamma B^2 = \gamma \mu^2 H^2, \quad m^2 = \frac{k_1}{\eta}$$

Bessel fonksiyonunun seriyeye açılımının ilk iki terimini kullanarak (2) ifadesini

$$u_z = \frac{4Nm^2 R^2}{k_1 \left(-m^2 R^2 \right)} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) = U_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (2)'$$

şeklinde de yazmak mümkündür. İfadeden hız dağılımının parabolik şekilde olduğu görölmektedir. Burada, U_0 boru eksenindeki akış hızıdır ve

$$U_0 = \frac{4Nm^2 R^2}{k_1 \left(-m^2 R^2 \right)}$$

ile ifade edilir. Borudaki akışkanın sıcaklığının radyal ve eksenel yönlerdeki dağılımına bakılacak olursa silindirik koordinatta sıcaklık denklemi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial \varphi} + u_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{E}{\rho \cdot c_p \cdot J} + a \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

Sıcaklığın kararlı olduğunu ve simetrikliğini dik-kate alarak (3) denklemden t(zaman) ve φ 'ye göre türevli terimleri çıkarılsın. Sonra sıcaklığın radyal yöndeki değışiminin boru uzunluğu boyunca değışiminden çok güçlü olduğu düşünölererek $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ terimi de (3) nolu eşitlikten atılsın. Akış hızının çok da büyük olmayacağı ve dolayısı ile sıcaklık kaybı ile azalmayacağı düşünölererek (3) nolu eşitlikten E 'li terim de yok edilsin. Bu kaböllerden sonra (3) 'nolu denklem aşağıdaki şekli alacaktır.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{N}{a \cdot k_1} \left(\frac{I_0 \left(\frac{m \cdot r}{R} \right)}{I_0 \left(\frac{m \cdot R}{R} \right)} - 1 \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{U_0}{a} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4)$$

Burada, $a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \left(\frac{1}{s} \right)$, λ - ısı iletkenlik katsayısı, c_p - özgül ısıdır.

Boru yüzeyinin $\left(\frac{r}{R} \right)$ ve boru girişinde akışkanın $\left(\frac{z}{L} \right)$ sıcaklıklarının sabit kalacaklarını varsayarak aşağıdaki eşitlikleri yazılabiliriz:

$$\frac{T - T_d}{T_0 - T_d} = \nu \quad r_1 = \frac{r}{R} \quad z_1 = \frac{z}{R} \quad (5)$$

Bu kaböllerden sonra (4) denklemini,

$$\frac{\partial^2 \nu}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \cdot \frac{\partial \nu}{\partial r_1} = \frac{1}{a_1} \left(\frac{I_0 \left(\frac{m \cdot r}{R} \right)}{I_0 \left(\frac{m \cdot R}{R} \right)} - 1 \right) \cdot \frac{\partial \nu}{\partial z_1} = \frac{1}{a_1} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \cdot \frac{\partial \nu}{\partial z_1} \quad (6)$$

denklemine dönüşecektir. Burada,

$$a_1 = \frac{k_1 \cdot a}{N \cdot R} = \frac{a}{U_0} \quad (7)$$

elde edilir. Boru duvarının yakınındaki sıcaklığın duvar sıcaklığına eşit olduğunu kabul edilerek, sınır şartları aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$r_1 = 1 (z_1 > 0) \text{ olduğunda } \nu = 0 \quad (8)$$

$$z_1 = 0 (r_1 < 0) \text{ olduğunda } \nu = 1 \quad (8a)$$

Böylece, problem (6) denkleminin (8) sınır şartlarında çözümüne indirgenmiş olacaktır. (6) denkleminin özel çözümü,

$$\nu = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1} \quad (9)$$

şeklinde olur. β -sabitir. Bu ifade (6) ' da yerine yazılarak $\sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1}$ bulunur.

$$\frac{d^2 \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1}}{dr_1^2} + \frac{1}{r_1} \cdot \frac{d \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1}}{dr_1} + \beta^2 \cdot \left(-r_1^2 \right) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1} = 0 \quad (10)$$

Bu denklemin çözümü,

$$\sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1} = 1 - \frac{\beta^2}{4} \cdot r_1^2 + \frac{3}{2 \cdot 4!} \cdot \left(\beta^2 + \frac{\beta^4}{4} \right) \cdot r_1^4 + \dots \quad (11)$$

serisine açılabilir. (8) sınır şartına göre $r_1 = 0$ olduğunda (11)'in sağ tarafının 0'a eşit olması gerekir. Bu şart β 'nın bulunabilmesi için, sonsuz sayıda kökü olan bir denklem elde etmeye imkan verir. Bu köklerden ilk üçü, $\beta_1 = 2.71$, $\beta_2 = 6.7$, $\beta_3 = 10.6$ olacaktır. Böylece, (6) denkleminin (11) ifadesine benzer olan sonsuz sayıda çözümleri olacaktır. (11) ifadesinden de anlaşıldığı gibi her bir β_k köküne uygun gelen bir $\sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1}$ fonksiyonu olacaktır. Bu durumda (6) denkleminin genel çözümü,

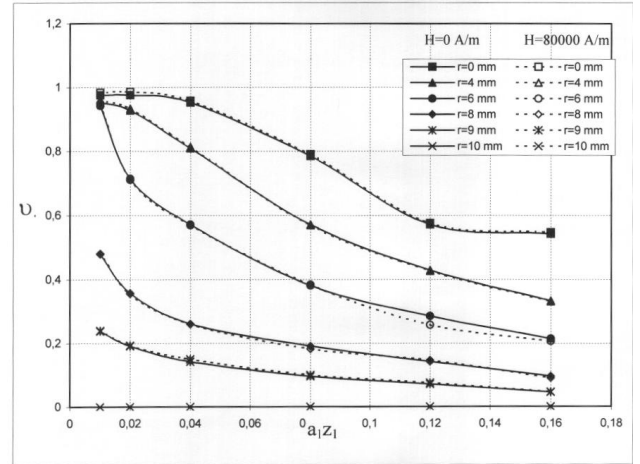
$$\nu = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)^{-\beta_k \cdot a_1 \cdot z_1} \quad (12)$$

şeklinde yazılabilir. A_k -integral sabiti olup, (8a) sınır şartının sağlanabileceği şekilde bulunabilir. (12) serisinin üç terimini kullanarak,

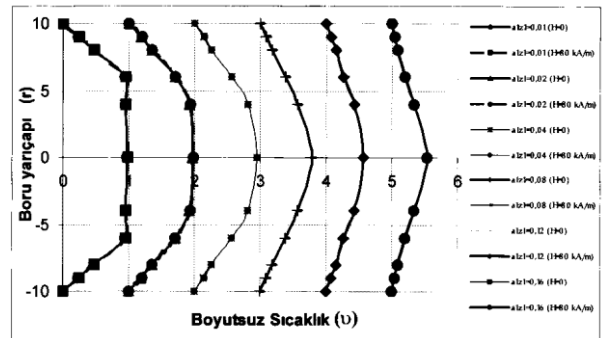
$$A_1 = 1.477, \quad A_2 = -0.81, \quad A_3 = 0.39 \text{ ol-}$$

dukları bulunabilir.

Böylece, (12) ifadesi boyutsuz ν sıcaklığının r_1 ve z_1 parametrelerine bağıllık ifadesi olacaktır. Hesaplama sonuçlarına dayalı olarak manyetik alan etkisinin olmadığı ve alan etkisini olduğu haller için $\nu \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)$ ve $\nu \left(\frac{r_1}{a_1 z_1} \right)$ bağlantılarının grafikleri Şekil 1 ve Şekil 2'de gösterilmiştir.



Şekil 1. Boyutsuz ν sıcaklığının $a_1 z_1$ 'e bağıllık grafikleri.



Şekil 2. Boyutsuz ν sıcaklığının r_1 'e bağıllık grafikleri

Şekilde kesik çizgiler ile manyetik alan şiddetinin $H=80.10^3 \text{ A/m}$ olduğu halde, kesintisiz çizgiler ile manyetik alanın etkisinin olmadığı haldeki bağlantı grafikleri verilmiştir. Grafiklerden de anlaşıldığı gibi, manyetik alan etkisinin artması ile boyutsuz ν sıcaklığı, dolayısı ile de T_0 ve T_d sıcaklıklarının sabit kaldıkları durumda borudaki akışkanın sıcaklık dağılımında artış olacaktır. Manyetik alan şiddeti $H=80.10^3 \text{ A/m}$ olduğunda bu artış % 4.5'lara ulaşabilecektir. Bu sıcaklık artışı akışkanın hızında meydana gelen artış ile bağlantılıdır. Şekillerden görüldüğü gibi, sıcaklığın borunun kesiti boyunca dağılımı akışkanın hız dağılımına benzer olacaktır.

Tam gelişmiş sıcaklık dağılımı için $\frac{\partial T}{\partial z} = \text{sabit}$ olacağı için sınır şartları,

$r=0$ olduğunda $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$, $r=R$ olduğunda $\lambda \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right) = q_w = \text{sabit}$ olacaktır.

Akışkanın özellikleri sabit kaldıklarında (4) denkleminin genel çözümü,

$$T = \frac{U_0}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \cdot \left(\frac{r^2}{4} - \frac{r^4}{16R^2} \right) + c_1 \cdot \ln r + c_2 \quad (13)$$

olacaktır. Birinci sınır şartından dolayı $c_1 = 0$ olacaktır. $r=0$ olduğunda $T=T_c$ olacağından $c_2 = T_c$ bulunup (13) ifadesinde yerine konursa, borunun kesiti boyunca sıcaklık dağılımı için

$$T = \frac{U_0}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \cdot \frac{R^2}{4} \cdot \left[\left(\frac{r}{R} \right)^2 - \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{r}{R} \right)^4 \right] + T_c \quad (14)$$

şeklinde ifade elde edilecektir. Akışkanın ortalama karışım sıcaklığı

$$T_m = \frac{\int_0^R 2\pi r dr \cdot u \cdot c_p \cdot T}{\int_0^R 2\pi r dr \cdot u \cdot c_p} = \frac{7}{96} \cdot \frac{U_0 R^2}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} + T_c \quad (15)$$

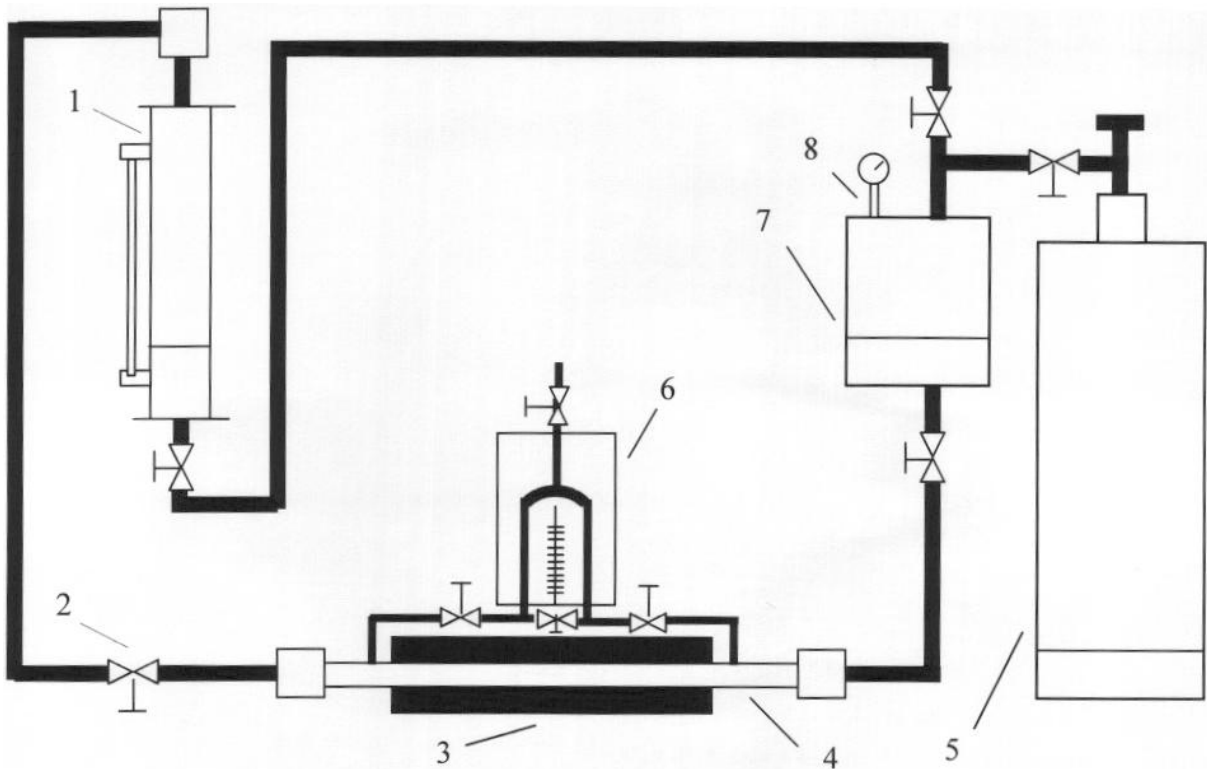
olacaktır. $r=R$ olduğunda $T=T_d$ olacağından (14) ifadesinden boru yüzeyinin sıcaklığı için,

$$T_d = \frac{U_0}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \cdot \frac{R^2}{4} \cdot \left(1 - \frac{1}{4} \right) + T_c = \frac{3}{16} \cdot \frac{U_0 R^2}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} + T_c \quad (16)$$

elde edilecektir

3. DENEY DÜZENEGİ ve DENEY SONUÇLARI

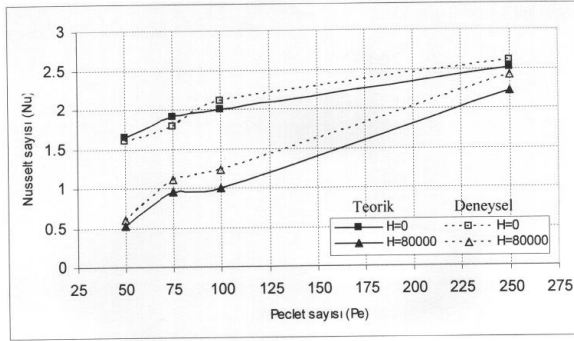
Bu ifadelerden elde edilen teorik sonuçların doğruluğunu gösterebilmek için deneyler yapılmıştır. Isı taşınımına manyetik alanın etkisini deneysel olarak inceleyebilmek için Azerbaycan Petrol Akademisinde Şekil 3'de görülen ve aşağıda verilen parçalardan oluşan deney düzeneği kurulmuştur.



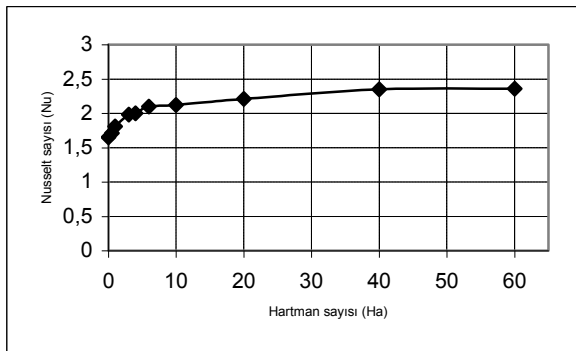
Şekil 3. Akışkan hareketine ve ısı taşınımına manyetik alanın etkisini incelemek için kurulan deney düzeneği

- 1- Ölçü kalıbı
- 2 - Vana
- 3 - Manyetik alanı oluşturan cihaz
- 4 - Birleştirici borular
- 5 - Hava ile doldurulmuş tüp
- 6 -Diferansiyel manometre
- 7 -Tank
- 8 - Etalon manometre

Tanka doldurulan T_0 sıcaklığındaki su basınçlı hava ile harekete getirilmiş ve 1m uzunluğu $R=10^{-2}$ m yarıçapı olan bakır boruya iletilmiştir. Manyetik alanın etkisinin olmadığı halde ve manyetik alan şiddetinin çeşitli değerleri halinde ($H=80.10^3$ A/m) ölçümler yapılmıştır. Teorik sonuçların deneysel sonuçlar ile de uyum içinde olduklarını gösterebilmek için elde bulunan sonuçlara göre Şekil 4’de Nu-Pe ve Şekil 5’de Nu-Ha bağlantılarının grafikleri çizilmiştir.



Şekil 4. Silindirik boruda zorlanmış konveksiyon ile ısı transferi için Nusselt sayısının Peclet sayısına bağlılık grafikleri.



Şekil 5. Silindirik boruda zorlanmış konveksiyon ile ısı transferi için Nusselt sayısının Hartman sayısına bağlılık grafikleri.

Şekillerden görüldüğü gibi, Hartman sayısının artması ile Nusselt sayısında da önemli artışlar meydana gelmektedir. Teorik ve deneysel sonuçlar arasındaki fark %3.8 civarında

yerleşmektedir ki, bu da elde edilen sonuçların doğruluğunu ifade etmektedir.

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Silindirik yatay bir boruda zorlanmış konveksiyon ile ısı transferine manyetik alan etkisi incelenmiştir. Teorik çalışma sonunda borunun radyal ve eksenel yönlerdeki sıcaklık dağılımlarının akışkan ve borunun fiziksel parametrelerine, aynı zamanda etkiyen manyetik alanın şiddetine bağlılık ifadeleri bulunmuştur. Akış yönüne dik olarak yerleştirilen manyetik alanın şiddeti artırıldığında akış hızı ve debide olduğu gibi sıcaklık dağılımında da belirli şekilde fark edilebilir artışlar olduğu tesbit edilmiştir. Bu artış yaklaşık olarak %4.5 civarındadır. Teorik ve deneysel sonuçlar arasındaki fark %3.8 olmuştur. Bu oranlar, teorik ve deneysel sonuçların birbiriyle uyum içerisinde olduklarını göstermektedir.

SEMBOLLER:

- H_a : Hartman sayısı,
- Pe : Peclet sayısı,
- Nu : Nusselt sayısı,
- P : Basınç (N/m^2),
- ΔP : Basınç artışı (N/m^2),
- R : Borunun yarıçapı (m),
- ν : Kinematik viskozite (m^2/s),
- λ : Akışkan ısı iletkenlik katsayısı (W/mK),
- α : Yüzey ısı taşınım katsayısı (W/m^2K),
- c_p : Akışkan özgül ısınma ısısı (kJ/kgK),
- T_a : Akışkan sıcaklığı ($^{\circ}C$),
- T_d : Boru duvarının sıcaklığı ($^{\circ}C$),
- T_c : Boru eksenindeki sıcaklık ($^{\circ}C$),
- T : Akışkan içerisindeki sıcaklık dağılımı ($^{\circ}C$),
- T_m : Akışkan ortalama sıcaklığı ($^{\circ}C$),
- A : Isı akımına dik sınır yüzey alanı (m^2),
- Q : Toplam ısı akımı (W),
- K : Toplam ısı transferi katsayısı (W/m^2K),
- q_m : Birim yüzeyden birim zamanda geçen ısı geçişi (W/m^2),
- u : Akışkan akış hızı (m/s),
- u_T : Akışkan teorik akış hızı (m/s),
- η : Akışkan dinamik viskozitesi ($kg.s/m^2$),
- ρ : Akışkan yoğunluğu (kg/m^3),
- γ : Akışkan özgül elektriksel iletkenliği ($1/Ohm.m$),

t : Zaman (s),
R : Boru yarıçapı (m),
H : Manyetik alan şiddeti (A/m),
B : Manyetik alan indüksiyonu (Wb),
g : Yerçekimi ivmesi (m/s^2),
 u_r, u_ϕ, u_z :Eksenler yönündeki hız bileşenleri (m/s)
 ϕ, z, r : Silindirik sistemin koordinatları,

KAYNAKLAR.

1. Zigel R.,”Vliyaniye magnitnogo polya na konvektivnyuyu teplootdaçu v kanale, obrazovannom paralelnimi plastinami”, Mekanika. No 5,1985.
2. Blum E.Y., “Vliyaniye elektromagnitnih poley na teploobmen provodyaşih jidkostey v kanalah”, Doktora Tez Özeti, 1989.
3. Mihaylov Y.U., “Teploobmen v popereçnom odnorodnom magnitnom pole”, İzv, AN LSSR. No2, 1990.
4. Nigam S.D., Singh S.N.,”Heat transfer by laminar flow between parallel plates under acting of transverse magnetic field”, J. Of Mech. And Appl., Mathematics, 8, 65, 1991.
5. Perlmutter M., Siegel R.,”Heat transfer to an electrically conducting fluid flowing in a channel with a transverse magnetic field”, NASA TN, D-735, 1990.
6. Blum E.Y.,Çepure N.Y., “Razvitiye temperaturnogo polya gartmanovskogo teçeniya”,İzv.AN,LSSR, No10, 1992.
7. Genin L.,”Vliyaniye elektriçeskogo i magnitnogo poley na teploobmen pri laminarnom teçenii jidkosti v ploskom kanale”,Teplofizika vısokih temperatur 5, No 4,1995.
8. Pomig M.F.,”Vliyaniye elektriçeskogo i magnitnogo poley na teploobmen v elektroprovodyaşih jidkostyah”, ”sovremenniye problemi teploobmena”, ”Energiya”,1990.
9. Racabov Z.A.,”İssledovaniya vliyaniye magnitnogo polya na dvijeniye jidkostey s çelyu sozdaniye elektromagnitnoy ustanovki dlya otseçki neftegazovih fontanov” Doktora Tezi, Bakü,1990.