

# Paralel iki levha arasındaki viskoz akışkanın MHD radyal titreşimli akışı

Ayşe ZALOĞLU\*, Gülgün YALÇINKAYA

İTÜ Makine Fakültesi, Makine Mühendisliği Bölümü, 34437, Gümüşsuyu, İstanbul

## Özet

Titreşimli radyal akış, akışkanlar mekaniğinde eksenel yatakların, radyal difüzörlerin ve boru hatlarının tasarımında, tıpta kan akışlarının incelenmesinde önem kazanmış bir konudur. Bu çalışmada elektriksel iletkenliği olan viskoz bir akışkanın, aralarında titreşimli bir kaynak bulunan paralel iki levha arasında, levhalara dik yönde üniform bir manyetik alan uygulanması sonucu oluşan manyetohidrodinamik radyal akışı incelenmiştir. Değiştirilmiş Reynolds sayısı  $R_a^* = R_a / r^2$  nin küçük değerleri için bir seri çözüm yapılmıştır. Hartmann sayısı arttıkça radyal hızlarda azalma olduğu gözlenmiştir. Seri çözümün getirdiği nonlineer atalet etkisinin, özellikle yüksek frekans değerlerinde düşük mertebede kaldığı ve akışı pek fazla etkilemediği görülmüştür. Oluşan geri akımların manyetik alanın artan değerleri için azalma gösterdiği belirlenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Radyal akış, manyetohidrodinamik, titreşimli kaynak, viskoz akışkan.

## Oscillating radial MHD flow of a viscous fluid between parallel plates

### Abstract

Oscillating flow is of practical significance in many areas of engineering, e.g. acoustics, biomedical engineering and lubrication. Oscillating radial flow is of primary interest in the design of thrust bearings and radial diffusers. This paper is concerned with the oscillating radial source flow of an electrically conducting incompressible fluid between two parallel stationary plates in the presence of a uniform, transverse magnetic field. The radial velocity is obtained in the form of an infinite series expansion in terms of a reduced Reynolds number. The effects of the magnetic field, reduced Reynolds number and frequency Reynolds number to the flow domain have been discussed. It is observed that the radial velocity decreases with the increasing Hartmann number and the effect of the magnetic field is more significant in low frequencies. It is shown that the amplitude of the first harmonic fluctuation approaches a parabolic distribution as frequency decreases, while for high frequencies it assumes a fairly uniform value across the central portion of the flow domain and reaches its maximum values close to the solid boundaries. Also calculations of the nonlinear inertia contribution have shown that nonlinear inertia effect can be neglected for high frequencies, while for low frequencies this effect can not be assumed negligible.

**Keywords:** Radial flow, magnetohydrodynamic, oscillating source, viscous fluid.

---

\*Yazışmaların yapılacağı yazar: Ayşe ZALOĞLU. zaloglus@itu.edu.tr; Tel: (212) 293 13 00.

Bu makale, birinci yazar tarafından İTÜ Makine Fakültesi'nde tamamlanmış olan "Paralel iki levha arasındaki Rıvlin-Ericksen akışkanının MHD radyal titreşimli akışı" adlı doktora tezinden hazırlanmıştır. Makale metni 29.05.2003 tarihinde dergiye ulaşmış, 24.06.2003 tarihinde basım kararı alınmıştır. Makale ile ilgili tartışmalar 29.02.2004 tarihine kadar dergiye gönderilmelidir.

## Giriş

Titreşimli radyal akış problemi, mühendisliğin birçok alanında, örneğin akustikte, biomedikal mühendislikte kan akışının incelenmesi ve simule edilmesinde, yağlamada, aksel yatakların ve radyal difüzörlerin tasarımında önem kazanmış bir konudur. Son yıllarda akışkanlar mekaniğinde, harmonik hareketle çalışan pompa, kompresör vb. aletlerin bulunduğu boru hatlarının tasarımında, özellikle içerisinde çamur, lif vb atık malzemelerin bulunduğu atık su boru hatlarında tıkanmayı önlemek için bu tip akışlar kullanılmaktadır (Gündoğdu ve Çarpınlioğlu, 1998).

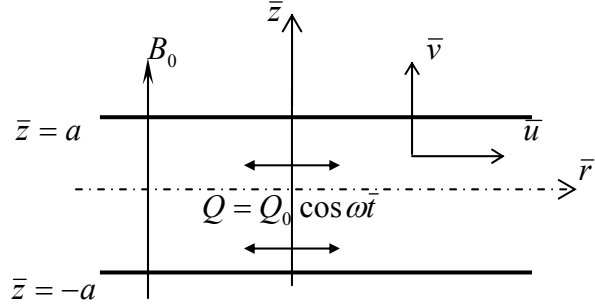
Titreşimli radyal akışla ilgili yapılmış ilk çalışmalardan biri Na ve diğerlerine (1967) aittir. Bu çalışmada, debideki küçük bir sinüzoidal titreşim, sonlu bir ortalama değer için incelenmiştir. Elde edilen çözüm küçük frekans değerleri ve merkezden uzak mesafeler için geçerlidir. Elkouh (1975), aralarında bir kaynak bulunan paralel levhalar arasındaki viskoz akışkanın radyal akışını, debinin sıfır ortalama değerinde ve sinüzoidal olarak değiştiğini gözönüne alarak incelemiştir. Goswami ve Nanda (1979) aynı tip kaynağı yine viskoz akışkan için, bu kez dönen paralel diskler için ele almışlardır. Mohapatra ve Devi (1980) ise akışkanı non-Newtonian seçerek aynı geometrideki titreşimli radyal akışı göz önüne almışlardır.

Bu çalışmada elektriksel iletkenliği olan viskoz akışkanın, aralarında titreşimli bir kaynak bulunan paralel levhalar arasında ve levhalara üniform ve akış yönüne dik bir manyetik alanın uygulanması sonucu gelişen hareketi incelenmiştir. Problemden  $R_a^*$  değiştirilmiş Reynolds sayısının küçük değerleri için seri çözüm yapılarak manyetik alanın radyal hız üzerindeki etkisi tartışılmıştır. Seri çözümde ortaya çıkan non-linear atalet etkisinin ve kaynak frekansının değişen değerlerinin akışı nasıl yönlendirdiği incelenmiştir.

## Problemin geometrisi ve temel denklemleri

Aralarında titreşimli bir kaynak bulunan birbirine paralel sabit iki levha arasındaki viskoz akışkanın,

levhalara dik yönde üniform bir manyetik alan uygulanması sonucu oluşan manyetohidrokinematik radyal akışına ait geometri, Şekil 1’de gösterilmektedir.



Şekil 1. Akışın geometrisi

Şekilde birbirine  $2a$  uzaklığında bulunan paralel levhalar arasında daimi olmayan aksel simetrik akış görülmektedir.  $\bar{r} = 0$  da  $Q = Q_0 \cos \omega t$  şeklinde değişen bir kaynak mevcuttur. Akışkan sıkıştırılmaz ve hareket düzlemseldir.

Viskoz akışkana ait bünye denklemi:

$$\mathbf{T} = -\bar{p} \mathbf{I} + \mu \mathbf{A}_1 \quad (1)$$

olarak verilmektedir. Burada  $\mathbf{T}$  Cauchy gerilme tansörünü,  $\bar{p}$  basıncı göstermektedir.  $\mathbf{A}_1$  ise deformasyon hızları tansörünün iki katına eşittir ve  $\mathbf{V}$  hız vektörü olmak üzere:

$$\mathbf{A}_1 = \nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T \quad (2)$$

şeklinde tanımlanır.

Manyetohidrokinematik akışa ait denklemler,

$$\rho \mathbf{a} = \nabla \cdot \mathbf{T} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_m \mathbf{J} \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (7)$$

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (9)$$

olarak verilmektedir. Burada  $\rho$  yoğunluğu,  $\mathbf{V}$  hızı,  $\mathbf{a}$  ivmeyi,  $\mathbf{J}$  akım yoğunluğu vektörünü,  $\mathbf{B}$  manyetik alan vektörünü,  $\mu_m$  manyetik geçirgenliği,  $\mathbf{E}$  elektrik alan vektörünü,  $\sigma$  akışkanın elektriksel iletkenliğini göstermektedir.

Akışkana ait hız alanı:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}(V_r, 0, V_z) \quad (10)$$

$$V_r = \bar{u}(\bar{r}, \bar{z}, \bar{t}) \quad (11)$$

$$V_z = \bar{v}(\bar{r}, \bar{z}, \bar{t}) \quad (12)$$

şeklindedir.

Manyetik alan ve akım yoğunluğu ise sırasıyla:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}(0, 0, B_0) \quad (13)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}(0, -\sigma V_r B_0, 0) \quad (14)$$

olarak seçilmiştir.

Problemde kullanılan boyutsuz büyüklükler:

$$t = \frac{\bar{t}}{a^2}, \quad u = \frac{\bar{u}a}{\nu}, \quad v = \frac{\bar{v}a}{\nu}, \quad p = \frac{\bar{p}a}{\rho\nu^2}, \quad (15)$$

$$M^2 = \frac{\sigma B_0^2 a^2}{\mu}, \quad z = \frac{\bar{z}}{a}, \quad r = \frac{\bar{r}}{a}$$

şeklindedir. Burada  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  şeklindeki kinematik viskozite katsayısı,  $M$  ise Hartmann sayısıdır.

Boyutsuzlandırma işlemi sonunda süreklilik ve hareket denklemleri aşağıdaki şekli alır.

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + M^2 u \quad (17)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (18)$$

Probleme ait sınır şartları:

$$z = \pm 1 \text{ de } u = v = 0 \quad (19)$$

$$\int_{-1}^1 u dz = 2 \frac{R_a}{r} \cos \alpha t \quad (20)$$

şeklindedir. Burada  $R_a = \frac{Q_0}{4\pi\nu a}$  kaynak Reynolds

sayısının amplitüdü,  $\alpha = \frac{\omega a^2}{\nu}$  ise frekans

Reynolds sayısıdır.

(16),(17),(18) için uygun çözümü elde etmek amacıyla değiştirilmiş Reynolds sayısı  $R_a^* = R_a/r^2$  nin küçük değerleri için, aşağıdaki seri açılımı kabul etmiştir.

$$u = \frac{R_a}{r} \{f_0'(z, t) + (\frac{R_a}{r^2})f_1'(z, t) + (\frac{R_a}{r^2})^2 f_2'(z, t) + \dots\} \quad (21)$$

$$v = \{2(\frac{R_a}{r^2})^2 f_1(z, t) + 4(\frac{R_a}{r^2})^3 f_2(z, t) + \dots\} \quad (22)$$

$$p = h[z, t] + R_a \{h_0(z, t) \ln r + (\frac{R_a}{r^2})h_1(z, t) + (\frac{R_a}{r^2})^2 h_2(z, t) + \dots\} \quad (23)$$

Burada ('), z ye göre kısmi türevi göstermektedir.

$f_n$  fonksiyonlarına ve bunların türevlerine ait sınır şartları:

$$f_n'(\pm 1, t) = 0 \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (24)$$

$$f_n(\pm 1, t) = 0 \quad n = 1, 2, \dots \quad (25)$$

$$f_0(1,t) - f_0(-1,t) = 2 \cos \alpha t \quad (26)$$

olarak verilmektedir. (26) denkleminde:

$f_0(-1,t) = -\cos \alpha t$  seçildiğinde  $f_0(1,t) = \cos \alpha t$  olduğu görülür.

(21) ve (22) denklemleri (16) süreklilik denklemini sağlamaktadır. (21), (22) ve (23) denklemleri (17) ve (18) de yerine konarak,  $r$  nin benzer üsleri eşitlendiğinde, sonsuz sayıda kısmi türevli diferansiyel denklem sistemi elde edilir. Burada ilk iki sistem gözönüne alınacaktır.

1. Sistem:

$$\frac{\partial^3 f_0}{\partial z^3} - \frac{\partial^2 f_0}{\partial t \partial z} - M^2 \frac{\partial f_0}{\partial z} - h_0 = 0 \quad (27)$$

$$\frac{\partial h_0}{\partial z} = 0 \quad (28)$$

2. Sistem:

$$\frac{\partial^3 f_1}{\partial z^3} - \frac{\partial^2 f_1}{\partial t \partial z} - M^2 \frac{\partial f_1}{\partial z} + 2h_1 + \left(\frac{\partial f_0}{\partial z}\right)^2 = 0 \quad (29)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial z} = 0 \quad (30)$$

## Problemin çözümü

### 1. Sistem çözümü

(27) ve (28) denklemleri (24), (25), (26) sınır şartları altında ele alınırsa,

$$f_0 = F_0(z) \cos \alpha t + G_0(z) \sin \alpha t \quad (31)$$

$$h_0 = H_0 \cos \alpha t + P_0 \sin \alpha t \quad (32)$$

şeklinde bir çözüm önerilebilir. Bu çözüm şekli (27) ve (28) de yerine konur,  $\sin \alpha t$  ve  $\cos \alpha t$  çarpımlarını içeren terimler taraf tarafa toplanırsa:

$$F_0'''(z) - H_0 - \alpha G_0'(z) - M^2 F_0'(z) = 0 \quad (33)$$

$$G_0'''(z) - P_0 + \alpha F_0'(z) - M^2 G_0'(z) = 0 \quad (34)$$

denklem sistemi elde edilir.  $F_0$ ,  $G_0$  fonksiyonlarına ve bunların türevlerine ait sınır şartları:

$$F_0(\pm 1) = \pm 1, F_0'(\pm 1) = 0, \quad (35)$$

$$G_0(\pm 1) = 0, G_0'(\pm 1) = 0$$

şeklindedir.

(33), (34) denklemlerinin (35) sınır şartları altındaki çözümleri aşağıda verilmiştir.

$$F_0(z) = e^{-bz} (A_1 \cos az + A_2 \sin az) \quad (36)$$

$$e^{-bz} (B_1 \cos az - B_2 \sin az) + \frac{(\alpha P_0 - M^2 H_0)}{(M^4 + \alpha^2)} z + D_1$$

$$G_0(z) = e^{-bz} (A_2 \cos az - A_1 \sin az) + e^{-bz} (B_2 \cos az + B_1 \sin az) - \frac{(M^2 P_0 + \alpha H_0)}{(M^4 + \alpha^2)} z \quad (37)$$

$$+ D_2$$

$$a = \frac{\alpha}{\sqrt{2} \sqrt{M^2 + \sqrt{M^4 + \alpha^2}}} \quad (38)$$

$$b = \frac{\sqrt{M^2 + \sqrt{M^4 + \alpha^2}}}{\sqrt{2}} \quad (39)$$

$$A_1 = \frac{1}{k} (-b \cos a \cosh b + (\cos a + a \sin a) \sinh b) \quad (40)$$

$$A_2 = \frac{1}{k} ((\cosh b (-a \cos a + \sin a) - b \sin a \sinh b) \quad (41)$$

$$B_1 = \frac{1}{k} (b \cos a \cosh b - (\cos a + a \sin a) \sinh b) \quad (42)$$

$$B_2 = \frac{1}{k} (\cosh b (a \cos a - \sin a) + b \sin a \sinh b) \quad (43)$$

$$H_0 = \frac{1}{k}(-(a^2 + b^2)M^2(\cos 2a + \cosh 2b) + (M^2a + b\alpha)\sin 2a + (M^2b - a\alpha)\sinh 2b) \quad (44)$$

$$P_0 = \frac{1}{k}((a^2 + b^2)(\alpha \cos 2a + \alpha \cosh 2b) + (M^2b - a\alpha)\sin 2a - (M^2a + b\alpha)\sinh 2b) \quad (45)$$

$$D_1 = 0 \quad (46)$$

$$D_2 = 0 \quad (47)$$

$$k = (-1 + a^2 + b^2)\cos 2a + (1 + a^2 + b^2)\cosh 2b - 2a\sin 2a - 2b\sinh 2b \quad (48)$$

## 2. Sistem çözümü

1. sistemin çözümü ve (29) denklemindeki  $(\frac{\partial f_0}{\partial z})^2$  terimi ele alındığında, bu terimin bera-

berinde  $\cos^2 \alpha t$  ve  $\sin^2 \alpha t$  çarpanlarını getirdiği görülmektedir. Bu şartlar altında, 2.sistemin  $\cos 2\alpha t$  li,  $\sin 2\alpha t$  li ve zamandan bağımsız bir terimin toplamı şeklinde ifade edilebileceği kabulüyle 2. sistem için:

$$f_1 = F_s(z) + F_1(z)\cos 2\alpha t + G_1(z)\sin 2\alpha t \quad (49)$$

$$h_1 = H_s + H_1\cos 2\alpha t + P_1\sin 2\alpha t \quad (50)$$

şeklinde bir çözüm önermek daha uygun olmaktadır. (49) ve (50), (29) ve (30) da yerine konduğunda,

$$F_s''' - M^2F_s' + 2H_s + \frac{(F_0'^2 + G_0'^2)}{2} = 0 \quad (51)$$

$$2\alpha F_1' + G_1''' - M^2G_1' + 2P_1 + F_0'G_0' = 0 \quad (52)$$

$$- 2\alpha G_1' + F_1''' - M^2F_1' + 2H_1 + \frac{(F_0'^2 - G_0'^2)}{2} = 0 \quad (53)$$

ifadelerine ulaşılır.  $F_s$ ,  $F_1$ ,  $G_1$  fonksiyonlarına ve bunların türevlerine ait sınır şartları:

$$F_s(\pm 1) = F_s'(\pm 1) = 0, F_1(\pm 1) = F_1'(\pm 1) = 0 \quad (54)$$

$$G_1(\pm 1) = G_1'(\pm 1) = 0$$

olarak verilmiştir.

(51) denklemini, üçüncü merteye sağ taraflı bir diferansiyel denklemdir ve (54) sınır şartları altında (52) ve (53) ten bağımsız olarak çözülür. (52) ve (53) ise 2.sistemin dalgalanmayı veren terimleridir ve birbirlerine bağlı olduklarından müşterek çözüm gerektirmektedirler.

## Sonuçlar ve tartışma

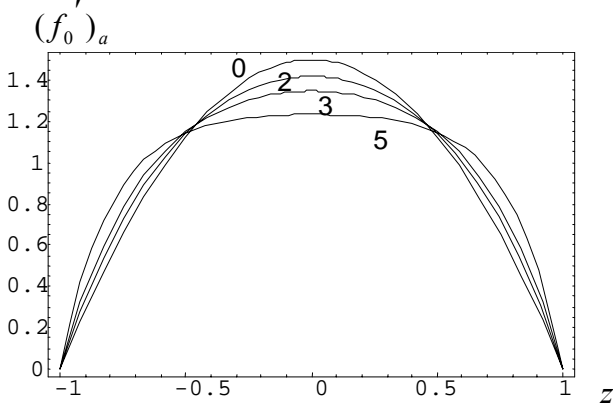
$u^* = ur/R_a$  şeklinde boyutsuz bir radyal hız tanımlanacak olursa, (31) ve (49) denklemleri (21) de yerine konduğunda ve yüksek mertebeli terimler ihmal edildiğinde:

$$u^* = f_0' + R_a^* f_1' = (F_0' \cos \alpha t + G_0' \sin \alpha t) + R_a^* (F_s' + F_1' \cos 2\alpha t + G_1' \sin 2\alpha t) \quad (55)$$

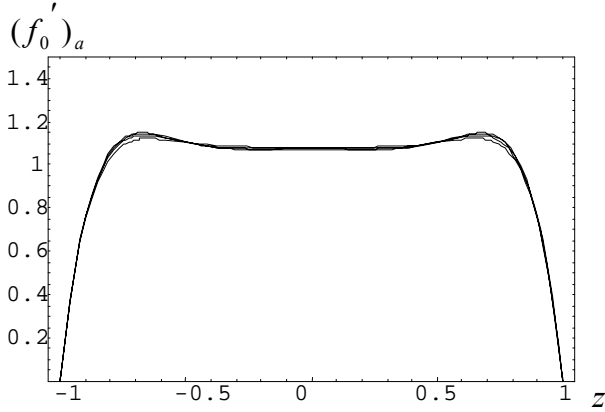
şeklindeki radyal hız elde edilmiş olur.(55) denkleminin sağ tarafındaki ilk terim  $R_a^* = 0$ , yani  $r \rightarrow \infty$  durumunu ifade etmekte, ikinci terim ise nonlinear atalet etkisini temsil etmektedir. Bu terim  $F_s'$  daimi hız terimine, kaynak frekansının 2 katı frekansta bir titreşim hareketinin ilavesi şeklinde kendini gösterir.

Hızın amplitüd değeri  $(f_0')_a$  yı ve  $F_s'$  değerini veren grafikler incelendiğinde ilk göze çarpan özellik  $M$  Hartmann sayısının artması sonucu bu değerlerde görülen azalmadır. Şekil 2 incelenecek olursa viskoz akışkana ait  $(f_0')_a$  değeri  $\alpha = 1$  için parabolik formda olmasına ve en yüksek değerini  $z = 0$  konumunda almasına rağmen, frekans yükseldikçe, örneğin Şekil 3'te de görüldüğü gibi  $\alpha = 100$  değerinde levhaların

orta kısmında oldukça üniform bir değerde gelişmekte ve kanal cidarlarına yakın bölgelerde maksimum değerine ulaşmaktadır. Ayrıca yüksek frekans değerinde manyetik alanın etkisinin daha az olduğu görülmektedir.

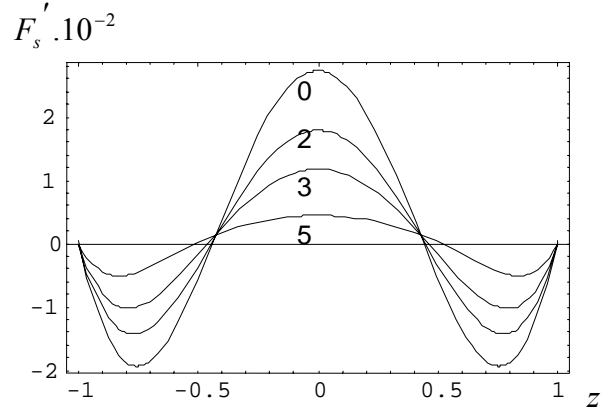


Şekil 2.  $\alpha = 1$ ,  $M = 0, 2, 3, 5$  için  $(f'_0)_a$  nın  $z$  ile değişimi

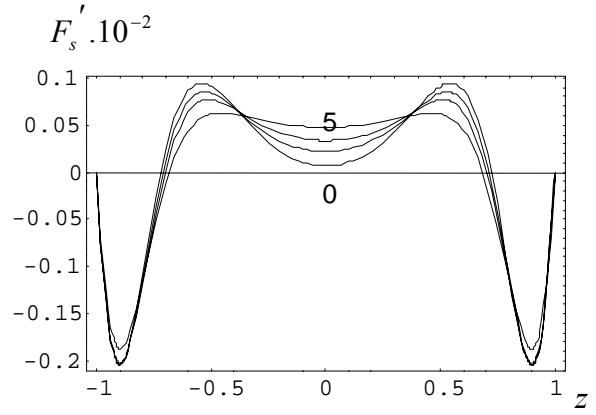


Şekil 3.  $\alpha = 100$ ,  $M = 0, 2, 3, 5$  için  $(f'_0)_a$  nın  $z$  ile değişimi

(55) denkleminde yer alan  $F'_s$  terimi, ikinci dalgalanma terimlerinin amplitüdüyle aynı mertebede olup, birinci dalgalanma terimlerinin amplitüdüne  $(f'_0)_a$  oranla ve artan frekans değerleriyle  $10^{-2} - 10^{-3}$  mertebesinde değişmektedir. Şekil 2 ve Şekil 4, Şekil 3 ve Şekil 5 karşılaştırıldığında bu oranın  $\alpha = 1$  için  $10^{-2}$ ,  $\alpha = 100$  için  $10^{-3}$  mertebesinde olduğu görülmektedir.



Şekil 4.  $\alpha = 1$ ,  $M = 0, 2, 3, 5$  için  $F'_s$  nin  $z$  ile değişimi

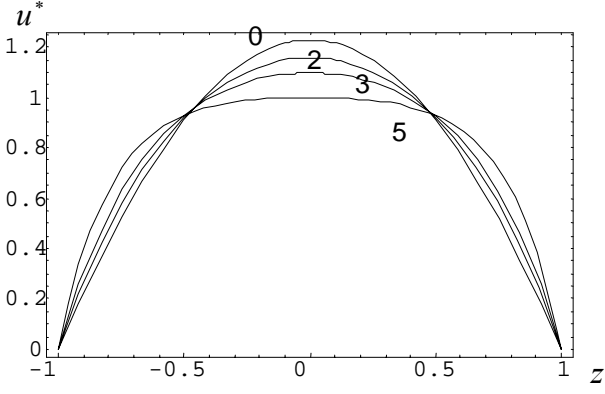


Şekil 5.  $\alpha = 100$ ,  $M = 0, 2, 3, 5$  için  $F'_s$  nin  $z$  ile değişimi

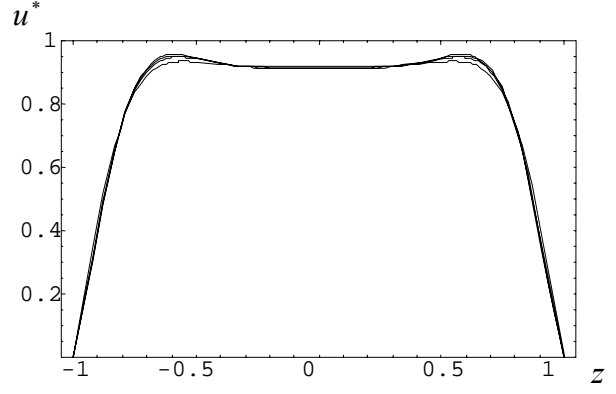
$\alpha t = 0.2\pi$  değeri için çizilen hız grafiklerinde non-linear atalet etkisinin düşük frekansta etkili olarak radyal hızı artırmasına (Şekil 6- Şekil 7) rağmen, yüksek frekansta ihmal edilebilecek mertebede (Şekil 8 – Şekil 9) olduğu görülmüştür. Akışkan yüksek frekansta levhalara yakın bölgelerde sınır tabaka davranışı göstermekte ve orta kısma doğru üniforma yakın bir şekilde hareket etmektedir.

$\alpha t = 0.5\pi$  değeri için çizilen hız grafikleri (Şekil 10-13),  $\alpha t = 0.2\pi$  değeri için yukarıda belirtilen hususlarda benzerlik göstermekle birlikte, hız mertebeleri düşük olmasına rağmen bir miktar geri akımın oluşması dikkat çekmiştir. Oluşan geri akımlar artan Hartmann sayısı ile azalmaktadır.

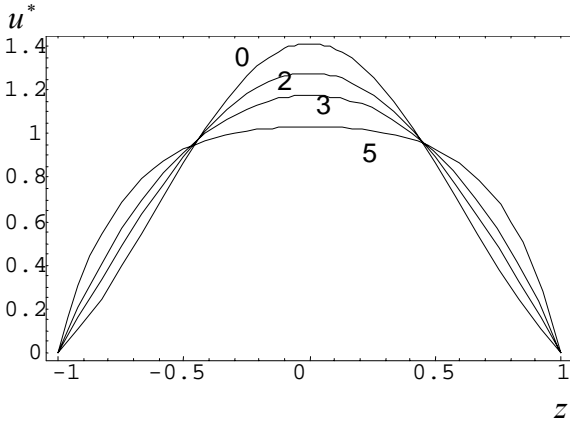
Paralel iki levha arasındaki viskoz akışkan



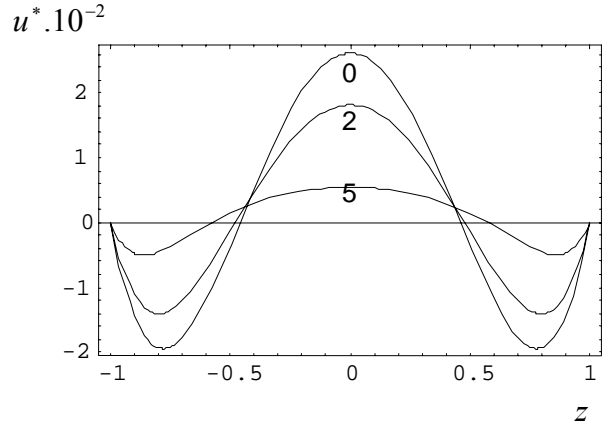
Şekil 6.  $\alpha = 1, R_a^* = 0, at = 0.2\pi, M = 0, 2, 3, 5$  için radyal hızın değişimi



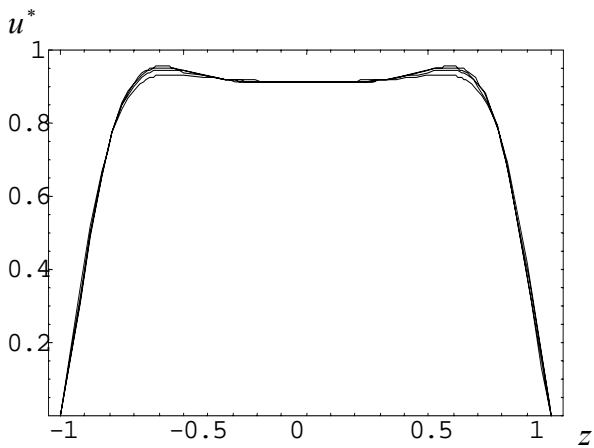
Şekil 9.  $\alpha = 100, at = 0.2\pi, M = 0, 2, 3, 5, R_a^* = 3$  için radyal hızın değişimi



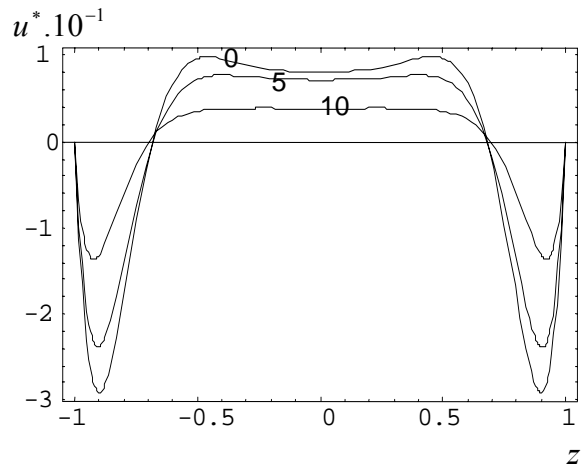
Şekil 7.  $\alpha = 1, R_a^* = 3, at = 0.2\pi, M = 0, 2, 3, 5$  için radyal hızın değişimi



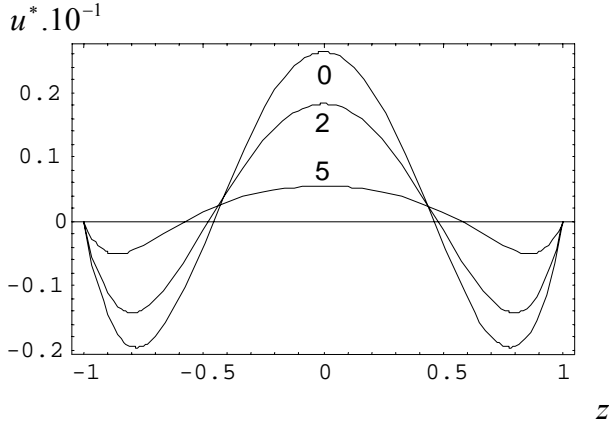
Şekil 10.  $\alpha = 1, at = 0.5\pi, R_a^* = 0, M = 0, 2, 5$  için radyal hızın değişimi



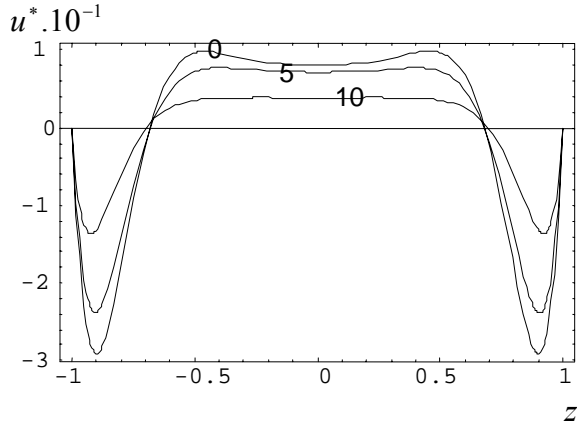
Şekil 8.  $\alpha = 100, at = 0.2\pi, M = 0, 2, 3, 5, R_a^* = 0$  için radyal hızın değişimi



Şekil 11.  $\alpha = 100, at = 0.5\pi, R_a^* = 0, M = 0, 5, 10$  için radyal hızın değişimi



Şekil 12.  $\alpha = 1, \alpha t = 0.5\pi, R_a^* = 3, M = 0, 2, 5$   
için radyal hızın değişimi



Şekil 13.  $\alpha = 100, \alpha t = 0.5\pi, R_a^* = 3$   
 $M = 0, 5, 10$  için radyal hızın değişimi

## Kaynaklar

- Elkouh, A. F., (1975). Oscillating radial flow between parallel plates, *Applied Scientific Researchs*, **30**, 401-417.
- Goswami, B., Nanda, R. S., (1979). Oscillating radial flow between two parallel rotating disks, *Acta Mechanica*, **31**, 221-230.
- Gündoğdu, M. Y., Çarpınlıoğlu, M. Ö., (1998). Salınımlı ve vurumlu boru akımlarının incelenmesine yönelik bir deney düzeneğinin tasarımı, *Kayseri 2. Havacılık Sempozyumu*, Kayseri.
- Mohapatra, P., Devi, P., (1980). Oscillating radial flow of a second order liquid between parallel plates, *İTÜ Bülteni*, **33**, No 2, 112-129.
- Na, T. Y., Neilsen, E. G., Grosmann, J. D., (1967). ASME publication 67-WA/FE-20, *Winter Annual Meeting*.