

MAŠINSKI FAKULTET UNIVERZITETA U NIŠU

**Simulacija dvodimenzionalnog potpuno razvijenog
laminarnog strujanja magneto-hidrodinamičke (MHD) pumpe
upotrebom metode centralnih konačnih razlika**

Seminarski rad

Predmetni nastavnik

Dr. Dragiša Nikodijević

Student

Marko Kovandžić

Uvod

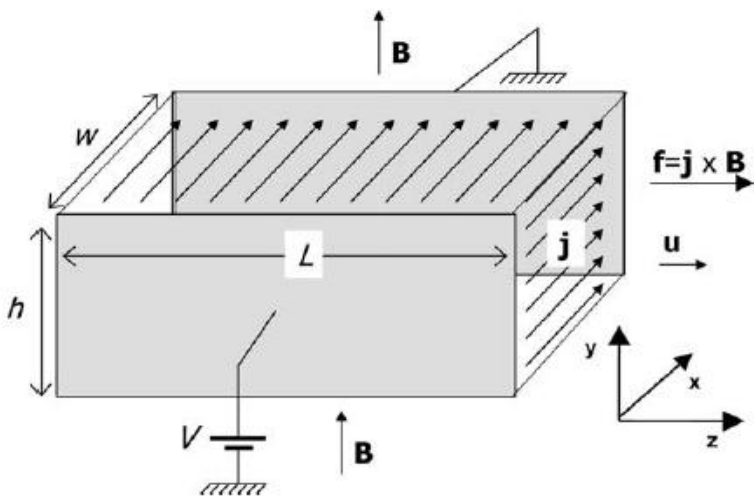
Magnetohidrodinamika je naučna disciplina koja se bavi proučavanjem interakcije provodnih fluida u pokretu sa električnim i magnetnim poljem. Tvorac ove naučne discipline, kao i njenog naziva, je švedski elektro inženjer i fizičar Hannes Alfvén za šta je nagrađen Nobelovom nagradom za fiziku 1970 god.

Magnetohidrodinamički fenomeni ogledaju se u različitim pojavama transformacije između električne energije i mehaničke energije fluida. Magnetohidrodinamičke pojave javljaju se u svim provodnim fluidima; tečnostima, gasovima, dvofaznim mešavinama i plazmi. U skladu sa tim postoje brojne naučne i tehničke primene magnetohidrodinamičkih efekata kao što su elektromagnetno livenje u metalurgiji, hlađenje tečnih metala u nuklearnim reaktorima, generisanje električne energije upotrebom dvofazne mešavine ili od gasova na visokoj temperaturi, generisanje magnetnog polja u telu planeta, magnetno doziranje lekova u medicini...

Sa razvojem tehnologije mikro-elektro-mehaničkih sistema (MEMS) na tržištu su se pojavili mnogi minijaturni uređaji, koji funkcionišu koristeći principe magnetohidrodinamike, i u kombinaciji sa silikonskim čipom grade kompleksne industrijske komponente različitih namena.

MHD pumpa

MHD pumpa predstavlja prvo magnetohidrodinamičko sredstvo koje je doživelo praktičnu primenu. Prototip ovog uređaja napravljen je još 1907 god. Osim kontrole toka i zagrevanja tečnih metala u metalurgiji, MHD pumpe se najčešće koriste za preciznu i efikasnu kontrolu malih zapremina fluida u mikrosistemima.



Sl. 1. Šematski prikaz MHD pumpe

Osnovna prednost MHD pumpi u mikrosistemima, u odnosu na uređaje slične namene, je što se, uz pomoć električnog i mehaničkog polja, potisna sila ostvaruje neposredno na radni fluid. S' obzirom da ove pumpe nemaju pokretnih delova izbegnute su negativne pojave zamora i habanja i ostvaren konstantan protok. MHD pumpe rade na relativno niskim naponima (manje od 10V) a promena smera kretanja radnog fluida ostvaruje se jednostavnom promenom polariteta električnog polja.

Najveći nedostatak MHD pumpe je činjenica da je njena primena ograničena isključivo na provodne fluide.

Principi elektromagnetizma

Ako provodni fluid izložimo električnom polju gustine J i magnetnom polju gustine B čije se linije seku pod pravim uglom, u pravcu normalnom na ova dva polja indukuje se Lorencova sila određena vektorskom jednačinom:

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$$

gde je \vec{J} vektor gustine struje a \vec{B} vektor gustine magnetnog fluksa. Vektor \vec{J} se može odrediti na osnovu Omovog zakona:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B})$$

gde je \vec{E} vektor jačine električnog polja a σ i \vec{V} električna provodnost i vektor brzine radnog fluida respektivno.

Principi mehanike fluida

Eksperimentalni rezultati su pokazali da se kretanje fluida u mikrokanalima relativno velikih dimenzija ($> 100\mu m$) podudara sa teorijskim predviđanjima koje daje konvencionalna teorija laminarnog strujanja. Sa porastom Rejnoldsovog broja sve su veća odstupanja od očekivanih rezultata. Ova odstupanja se javljaju u ranoj fazi prelaska iz laminarnog u turbulentno strujanje ili u slučaju postojanja značajnih neravnina na zidovima mikrokanala. Zaključak je da se jednačine laminarnog strujanja mogu primeniti u slučaju kanala relativno većih dimenzija ali se odstupanja povećavaju sa smanjenjem dimenzija kanala.

U skladu sa predhodnim razmatranjima, pod pretpostavkom da je Rejnoldsov broj u mikrokanalu mali, strujanje fluida u MHD mikropumpi možemo posmatrati kao stacionarno, potpuno razvijeno, laminarno strujanje nestišljivog fluida. Brzina fluida u kanalu je invarijantna u odnosu na pravac kretanja fluida ($u = u(y, z)$) a komponente brzine normalne na ovaj pravac su jednake nuli ($v = w = 0$). Efekat površinskog napona je zanemaren s' obzirom da je čitav kanal ispunjen fluidom. Pod navedenim uslovima jednačina kontinuiteta ima oblik:

$$\frac{du}{dx} = 0$$

a jednačine momenta:

$$0 = -\frac{dp}{dx} + \mu\left(\frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2}\right)$$

$$0 = -\frac{dp}{dy} = -\frac{dp}{dz}$$

gde je μ dinamička viskoznost fluida.

Lorenцова sila deluje istovetno na sve čestice fluida izloženog električnom i magnetnom polju. Zbog toga ovu silu možemo predstaviti u vidu hidrostatičkog pritiska unofornno raspoređenog unutar zapremine mikrokanala. Na bazi ove činjenice pišemo jednačinu:

$$\frac{\Delta p}{L} = -\frac{dp}{dx}$$

gde je Δp rast pritiska duž mikrokanala dužine L . Sa druge strane, na osnovu teorije elektromagnetizma, ovaj rast pritiska možemo predstaviti jednačinom:

$$\Delta p = (\vec{J} \times \vec{B})L_p = \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \times \vec{B}L_p$$

gde je L_p dužina elektrode. Na osnovu predhodne dve jednačine moguće je odrediti gradijent pritiska generisanog u mikrokanalu pod uticajem električnog i magnetnog polja. Zamenom gradijenta pritiska u jednačini momenta dobija se konačna diferencijalna jednačina kretanja fluida unutar mikrokanala:

$$0 = \left(\frac{\sigma B E L_p}{\mu L} - \frac{\sigma B^2 L_p}{\mu L} u\right) + \frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2}$$

Nakon određivanja profila brzine zapreminski protok fluida određuje se integraljenjem ovog profila na poprečnom preseku mikrokanala:

$$\iint_{\Omega} u(y, z) dy dz$$

gde je sa Ω označen ovaj poprečni presek.

Matematička formulacija i problema

Diferencijalna jednačina, dobijena predhodnim razmatranjem, ima oblik generalizovane Helmholtzove jednačine koja se najjednostavnije rešava primenom neke od numeričkih metoda za rešavanje diferencijalnih jednačina.

Problem ćemo matematički formulisati kao rešavanje diferencijalne jednačine:

$$\frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2} - Au + D = 0$$

gde su vrednosti konstanti:

$$A = \frac{\sigma B^2 L_p}{\mu L}, D = \frac{\sigma B E L_p}{\mu L}$$

na domenu Ω , metodom centralnih konačnih razlika, sa Dirichletovim graničnim uslovima:

$$u(y, z)|_{\partial\Omega} = 0$$

Rešenje

Za dobijanje ovog rešenja potrebno je generisati uniformnu mrežu:

$$y_i = a + ih_y, \quad i = 0, 1, \dots, m, \quad h_y = \frac{b - a}{m}$$

$$z_j = a + ih_z, \quad j = 0, 1, \dots, n, \quad h_z = \frac{d - c}{n}$$

gde su a i b grance domena u y smeru, c i d granice domena u z smeru, h_y i h_z intervali diskretizacije u y i z smeru respektivno. Cilj je nalaženje aproksimativnog rešenja U_{ij} tačnog rešenja $u(y_i, z_j)$ u svim tačkama mreže $p_i(y_i, z_j)$. Ovo se postiže zamenom parcijalnih izvoda formulom za izračunavanje centralnih konačnih razlika:

$$\frac{d^2u}{dy^2} = \frac{u(x_{i-1}, y_j) - 2u(x_i, y_j) + u(x_{i+1}, y_j)}{(h_y)^2} \approx \frac{U_{i-1,j} - 2U_{i,j} + U_{i+1,j}}{(h_y)^2}$$

$$\frac{d^2u}{dz^2} = \frac{u(x_i, y_{j-1}) - 2u(x_i, y_j) + u(x_i, y_{j+1})}{(h_z)^2} \approx \frac{U_{i,j-1} - 2U_{i,j} + U_{i,j+1}}{(h_z)^2}$$

Zamenom ovih jednačina u polaznoj diferencijalnoj jednačini, za svaku tačku mreže ponaosob, dobijamo sistem od $(m + 1) \times (n + 1)$ linearnih jednačina sa isto toliko nepoznatih:

$$\frac{U_{i-1,j} - 2U_{i,j} + U_{i+1,j}}{(h_y)^2} + \frac{U_{i,j-1} - 2U_{i,j} + U_{i,j+1}}{(h_z)^2} - AU_{i,j} + D = 0, \quad i = 0, \dots, m, \quad j = 0, \dots, n$$

Rešavanjem ovog sistema dobijamo približne vrednosti brzine u diskretizacionim tačkama. Odstupanje približnih vrednosti $U_{i,j}$ od tačnih $u(x_i, y_j)$ je manje ukoliko su manji intervali diskretizacije. Sa druge strane sa smanjenjem ovih intervala raste broj nepoznatih, odnosno veličina sistema jednačina koji je potrebno rešiti. Uprkos efikasnih numeričkih metoda, koje su razvijene u ovu svrhu, i velike efikasnosti savremenih računara, zbog velikog broja računskih operacija, ovo može da postane problem. Zbog toga je praksa da se za velike sisteme jednačina, koji odgovaraju mrežama sa manjim intervalima diskretizacije, upotrebom nekog od iterativnih metoda za rešavanje sistema jednačina prvo dobije inicijalno rešenje, sa relativno velikim odstupanjem, a onda se ono poboljšava nekim od iterativnih postupaka koji zahtevaju manji broj računskih operacija.

Jednostavan metod za poboljšanje tačnosti rezultata dobijenih metodom konačnih razlika je metod sukcesivne relaksacije. Suština ove metode je da se u svakoj tački diskretizacije mreže, izračunava ostatak $R_{i,j}$ koji pokazuje u kojoj meri dobijena približna vrednost $U_{i,j}$ ne zadovoljava odgovarajuću diferencnu jednačinu:

$$R_{i,j} = \frac{(U_{i-1,j} + U_{i+1,j})(h_z)^2 + (U_{i,j-1} + U_{i,j+1})(h_y)^2 + D(h_z h_y)^2}{AD(h_z h_y)^2 + 2(h_y)^2 + (h_z)^2} - U_{i,j}$$

Ovaj ostatak se koristi za korekciju približne vrednosti prema jednačini:

$$U_{ij}^{(k+1)} = U_{ij}^{(k)} + R_{i,j}$$

Postupak se ponavlja sukcesivno sve dok se ne postigne zadovoljavajuća tačnost. Praksa je pokazala da se veća brzina konvergencije može postići kada se dobijeni ostatak pomnoži odgovarajućom konstantom:

$$U_{ij}^{(k+1)} = U_{ij}^{(k)} + \omega R_{i,j}$$

Konstanta ω naziva se faktor relaksacije. Njena vrednost se kreće u granicama $0 < \omega < 2$ i najčešće se određuje empirijski.

Matlab kod

Da bi se dobile konkretne vrednosti protoka i brzine kroz MHD pumpu upotrebljen je programski kod napisan u Matlabu. Prvi deo programskog koda koristi se za rešavanje sistema linearnih jednačina dobijenog kao rezultat primene metoda konačnih razlika na diferencijalnu jednačinu kretanja fluida. Drugi deo služi za smanjenje odstupanja dobijenog rešenja na osnovu metode sukcesivne relaksacije.

Sledeći listing je redukovano u smislu da sadrži samo bazični deo koda koji ostvaruje potrebna izračunavanja. Iz koda su izuzeti delovi koji služe za kontrolu GUI elemenata programa Matlab odnosno za grafičko upravljanje izračunavanjima.

```
function [u, Umax, q]=ProfilBrzine(handles)
```

```
    %Ucitavanje promenljivih
```

```
    %Dubina kanala (m)
```

```
    h=0.002;
```

```
    %Broj intervala u smeru dubine
```

```
    n=20;
```

```
    %interval diskretizacije u smeru dubine
```

```
    dh= h/n;
```

```
    %Sirina kanala (m)
```

```
    w=0.01;
```

```
    %Broj intervala u smeru sirine
```

```
    m=100;
```

```
    %interval diskretizacije u smeru sirine
```

```
    dw=w/m;
```

```
    %Duzina kanala (m)
```

```
    L=0.44;
```

```
    %Duzina elektrode (m)
```

```
    Lp=0.035;
```

```

%Magnetni fluks (T)
B=0.018;
%Ulazna struja (A)
I=0.5;
%Provodnost (S/m)
Sigma = 7.3e-6;
%Koeficijent viskoznosti
Mi=1.89e-3;

```

```
%Inicijalno izračunavanja
```

```

%Intenzitet elektricnog polja
E=I/(Sigma*h*Lp);
%Koeficijent uz u(y,z)
A=Sigma*B^2*Lp/(Mi*L)+2/dh^2+2/dw^2;
%Slobodni koeficijent
D=Sigma*B*E*Lp/(Mi*L);

```

```

%Nula matrica
u(1:n-1,1:m-1) = 0;
col(1:n-1)=0;
row(1:m+1)=0;
u=[row; col' u col'; row];

```

```
%Gaus-Seidelov metod
```

```

%Maksimalna broj Gaus-Siedelovih iteracija
Gmax=500;
%Zahtevano odstupanje Gaus-Siedelovog metoda
Gzah = 0.1;
%Dobijeno odstupanje - inicijalna vrednost
Gdob = 100;
%Predhodna brzina - inicijalna vrednost
Upre=0;

```

```

%Iteracije
for k=1:Gmax

```

```

    %Prekidanje petlje u slucaju postizanja zahtevane tacnosti
    if Gzah>Gdob
        break;
    end

```

```

    %Maksimalna brzina – inicijalna vrednost
    Umax=0;

```

```

    %Petlja koja lista redove
    for i=2:n

```

```

        %Petlja koja lista kolone
        for j=2:m

```

```

            %Izracunavanje vrednosti elementa

```

```

            u(i,j) = ((u(i,j-1)+u(i,j+1))/dw^2+(u(i-1,j)+u(i+1,j))/dh^2+D)/A;

```

```

        %Zavrsetak petlje za listanje kolona
        end;
    end;

```

```

%Zavrsetak petlje za listanje redova
end;

%Maksimalna brzina
Umax=max(max(u));
%Izracunavanje postignutog odstupanja
Gdob=abs(Upre-Umax)/Umax*100;
%Izracunavanje protoka
q=sum(sum(u))*dh*dw;

%Prednodna vrednost maksimalne brzine
Upre=Umax;

```

```

%Zavrsetak iteracione petlje
end;

```

%Successive Over-Relaxation (SOR) metod

```

%Zahtevano odstupanje Gaus-Siedelovog metoda
Rzah =str2double(get(handles.rzah,'String'));
%Matrica greske predhodnog iterativnog postupka – inicijalna vrednost
r(1:n+1,1:m+1) = 0;
%Maksimalna broj SOR iteracija
kmax=2000;
%Dobijeno odstupanje – inicijalna vrednost
Rdob = Gdob;

%Iteracije
for k=1:kmax

    %Prekidanje petlje u slucaju postizanja zahtevane tacnosti
    if Rzah>Rdob
        break;
    end

    %Petlja koja lista redove
    for i=2:n
        %Petlja koja lista kolone
        for j=2:m
            %Izracunavanje vrednosti greske
            r(i,j) = ((u(i,j-1)+u(i,j+1))/dw^2+(u(i-1,j)+u(i+1,j))/dh^2+D)/A-u(i,j);
            %Zavrsetak petlje za listanje kolona
        end;
    end;
    %Zavrsetak petlje za listanje redova
end;

%Faktor relaksacije
Relax =1;
%Matrica brzine
u=u+Relax*r;
%Maksimalna brzina
Umax=max(max(u));
%Dobijeno odstupanje
Rdob=abs(Upre-Umax)/Umax*100;

```



```

%Protok
q=sum(sum(u))*dh*dw;
%Predhodna vrednost maksimalne brzine
Upre=Umax;

%Zavrsetak iteracione petlje
end;

```

Rezultati

Uz pomoć programskog koda napisanog u Matlabu izvršena je simulacija uticaja električnog i magnetnog polja na protok fluida. Vrednosti korišćenih parametara MHD pumpe prikazani su u Tabeli 1.

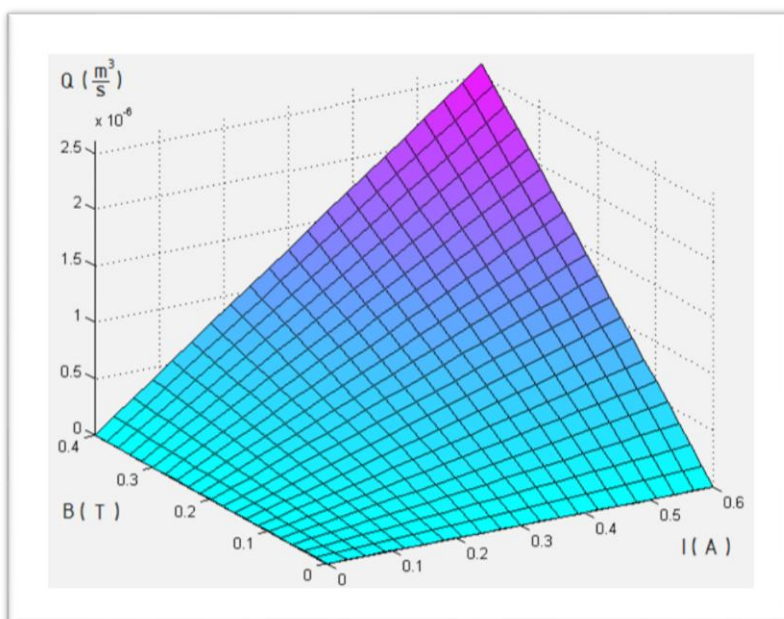
Parametar	Vrednost
Dubina mikrokanala, (M)	0,002
Širina mikrokanala, (M)	0,01
Dužina mikrokanala, L (M)	0,44
Dužina elektrode, Lp (M)	0,035
Gustina magnetnog fluksa, B (T)	0,018
Ulazna struja, I (A)	0–0,5
Fazna razlika, φ (rad)	0

Tabela 1. Parametri MHD pumpe

Fluid	Provodnost σ (S/m)	Viskoznost μ (Pa s)
Galijm	$7,3 \times 10^6$	$1,89 \times 10^{-3}$
NaCl (rastvor)	1,5	6×10^{-4}

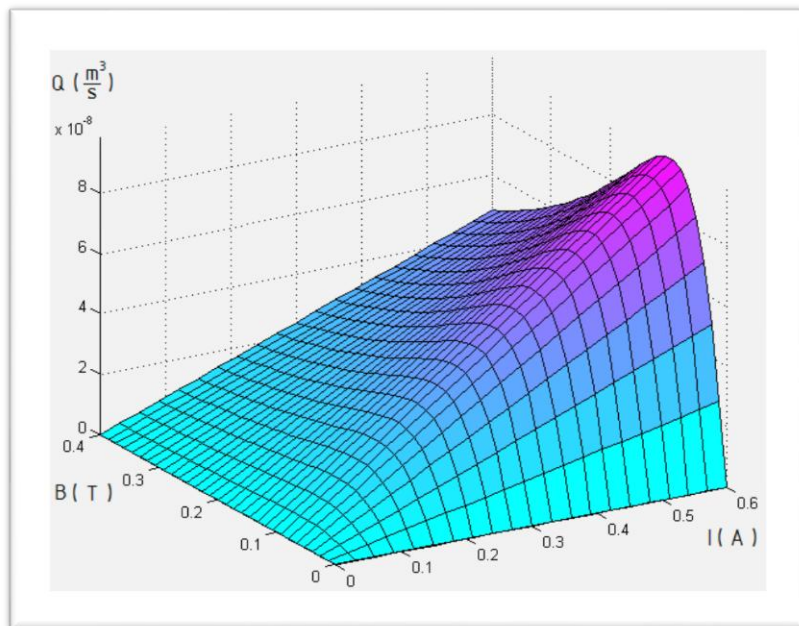
Tabela 2. Karakteristike fluida

Kao reprezentivi uzeti su dva karakteristična fluida: rastvor kuhinjske soli koji ima relativno malu električnu provodnost i tečni Galijum koji ima izuzetno veliku električnu provodnost.



Sl. 2. Simulirana zavisnost protoka MHD pumpe od primenjene struje i magnetnog polja uslučaju rastvora kuhinjske soli kao radnog fluida

Prema rezultatima simulacije zavisnosti protoka MHD pumpe od primenjene struje i magnetnog polja koji odgovara rastvoru kuhinjske soli protok raste sa povećanjem ova dva parametara. Ako se, međutim, kao radni fluid koristi tečni Galijum onda zavisnost protoka od primenjene struje i magnetnog polja izgleda kao na slici 3. Protok takođe raste sa povećanjem primenjene struje.



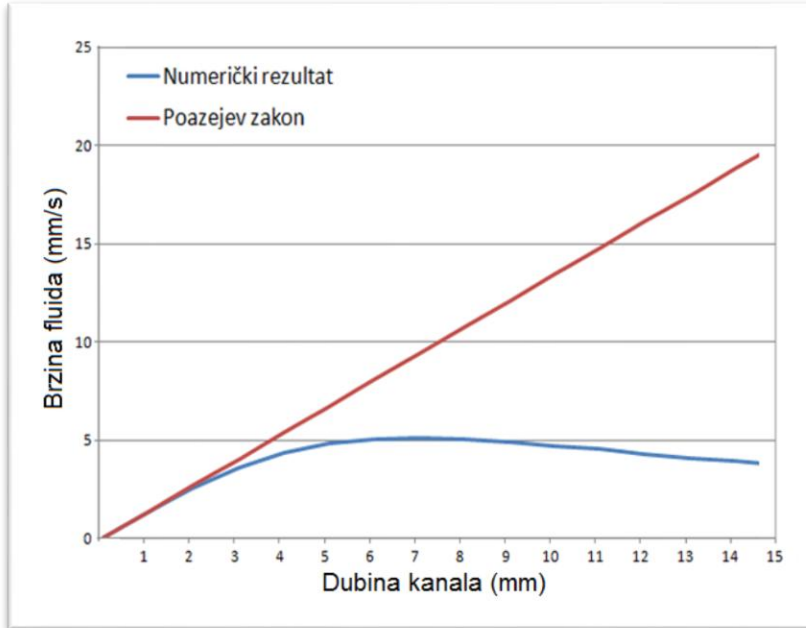
Sl. 3. Simulirana zavisnost protoka MHD pumpe od primenjene struje i magnetnog polja uslučaju tečnog galijuma kao radnog fluida

Ako, međutim, povećavamo intenzitet magnetnog polja, onda protok dostiže maksimum za magnetno polje od $0,1 T$ a za veće vrednosti magnetnog polja opada. Ovo se objašnjava činjenicom da se, u slučaju fluida sa velikom provodnošću, indukuje značajna Lorencova sila suprotnog smera koja utiče na smanjenje protoka. Kod rastvora kuhinjske soli ovo nije slučaj jer je električna provodnost toliko mala (odnos električnih provodnosti između ova dva fluida je reda veličine 10^6) tako da indukovana struja i Lorencova sila suprotnog smera ne može značajno da utiče na veličinu protoka.

Dalje je analiziran uticaj geometrije kanala na protok fluida. Dubina i širina kanala direktno utiču na gustinu magnetnog polja i struje a samim tim na veličinu efektivne sile koja deluje na radni fluid. Zbog toga je izbor odgovarajućih geometrijskih parametara od presudnog značaja za ostvarenje maksimalnih efekata MHD pumpe.

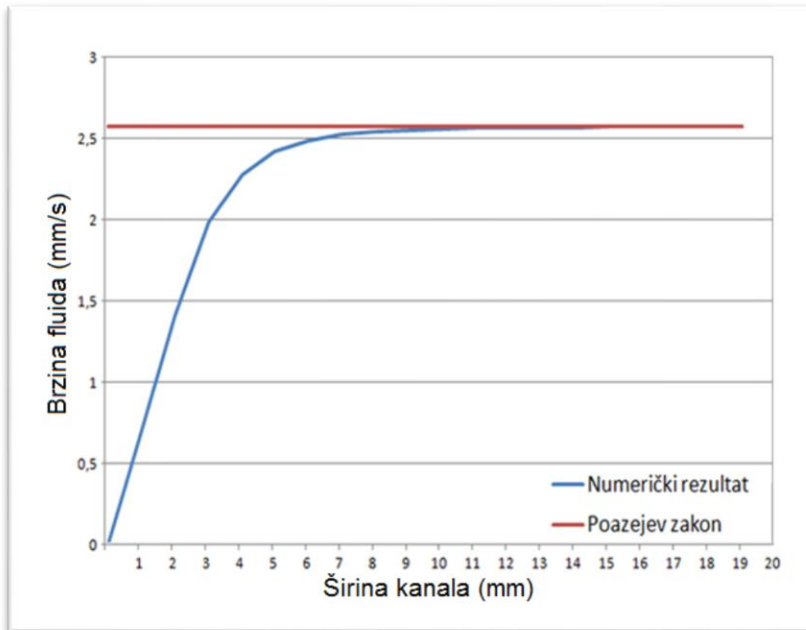
Na slici 4. prikazana je simulirana zavisnost maksimalne brzine fluida od dubine kanala. Ostali parametri MHD pumpe ostali su isti kao u tabeli 1. Radi upoređivanja data je kriva koja odgovara zavisnosti maksimalne brzine od dubine mikrokanala dobijena primenom Poazejevog zakona. Rezultati simulacije pokazuju da maksimalna brzina u početku raste do maksimalne vrednosti koja se javlja za dubinu kanala od približno 10 mm. Nakon postizanja maksimuma sa daljim povećanjem dubine kanala vrednost maksimalne brzine opada. Objašnjenje leži u činjenici da sa porastom dubine kanala opada uticaj frikcionih sila između radnog fluida i zidova

mikrokanala. Međutim, kako se povećava dubina kanala opada gustina struje koja prolazi kroz radni fluid što za posledicu ima opadanje maksimalne brzine pri većim vrednostima dubine mikrokanala.



Sl. 4. Simulirana zavisnost brzine radnog fluida u funkciji dubine mikro kanala

Sledi zaključak da je za postizanje maksimalnih efekata MHD pumpe neophodno odrediti optimalnu vrednost dubine kanala.



Sl. 5. Simulirana vrednost zavisnosti brzine radnog fluida u funkciji širine mikrokanala

Utjecaj širine kanala na postizanje maksimalne vrednosti brzine prikazan je na slici 5. Sada su svi parametri MHD pumpe isti kao u tabeli 1 osim širine kanala koja je promenljiva. Na osnovu ove zavisnosti možemo zaključiti da je utjecaj frikcionih sila koje se javljaju između radnog fluida i zidova kanala značajan za širinu kanala ispod 10 mm. Za vrednosti širine mikrokanala veće od 10 mm utjecaj širine kanala na veličinu brzine je neznatan.

Zaključak

Simulacija rada MHD pumpe upotrebom metode konačnih razlika daje nam mogućnost ispitivanja njenog ponašanja na teoretskom nivou. Pošto se rezultati simulacije u velikoj meri poklapaju sa empirijskim rezultatima ona predstavlja efikasno i dostupno sredstvo za ispitivanje njenih efekata na radni fluid pod različitim uslovima.

Rezultati dobijeni simulacijom navode na zaključak da je za postizanje optimalnih efekata MHD pumpe potrebno veliku pažnju pokloniti izboru njenih geometrijskih i elektromagnetnih parametara.

Literatura

Simulation of two-dimensional fully developed laminar flow for a magneto-hydrodynamic (MHD) pump, *Pei-Jen Wang, Chia-Yuan Chang, Mechanical Engineering, National Tsing Hua University, Taiwan, Ming-Lang Chang, Department of Power Mechanical Industry Research Laboratories, Industrial Technology Research Institute, Taiwan*

Magnetohydrodynamics, *M. S. Tillack i N. B. Morley, UCSD Center for Energy Research - UC San Diego*

Design, Microfabrication, and Characterization of MHD Pumps and their Applications in NMR Environments, *Alexandra Homsy, Dissertation submitted to the faculty of Sciences of the University of Neuchâtel, Switzerland*

Electrohydrodynamic and Magnetohydrodynamic Micropumps, *Antonio Ramos, Departamento de Electrónica y Electromagnetismo Universidad de Sevilla, Spain*

Magnetohydrodynamic pumping in nuclear magnetic resonance environments, *A. Homsy, V. Linder, F. Lucklum, N.F. de Rooij, University of Neuchatel, Institute of Microtechnology, SAMLAB, Neuchatel, Switzerland*

Solving the Generalized Poisson Equation Using the Finite-Difference Method (FDM), *James R. Department of Electrical and Computer Engineering University of Utah, Salt Lake City, Utah*

A Finite Difference Scheme for Three Dimensional Steady Laminar Incompressible Flow,
Danny P. Hwang i Hung T.Huyng, Lewis Research Center Cleveland, Ohio

Finite Difference Schemes for Incompressible Flow Based on Local Pressure Boundary
Conditions, *Hans Johnston i Jian-Guo Liu, Institute for Physical Science and Technology and
Department of Mathematics, University of Maryland, College Park, Maryland*

A generalized Helmholtz equation fundamental solution using a conformal mapping and
dependent variable transformation, *R.P. Shawa i G.D. Manolisb, a Department of Civil
Engineering, West, Buffalo, USA, Aristotle University, Thessaloniki, Greece*

Exact Finite Difference Schemes for Solving Helmholtz Equation at any Wavenumber,
*International Journal of Numerical Analysis and Modeling, Series B, Volume 2, Number 1,
Pages 91–108*

Solving the Poisson Equation by an Interval Difference Method of the Second Order, *T.
Hoffmann, A. Marciniak, Poznań University of Technology, Institute of Computing Science,
Piotrowo 2, 60-965 Poznań, Poland*

An Efficient Quarter-Sweep Modified SOR Iterative Method For Solvin Helmholtz Equation,
*Mohd Kamalrulzaman Md Akhir1, Mohamed Othman, Zanariah Abdul Majid, Mohamed
Suleiman and Jumat Sulaiman, Institute For Mathematical Research Universiti Putra Malaysia
Serdang Selangor, Malaysia i Schools of Science and Technology Universiti Malaysia Sabah,
Kota Kinabalu Sabah, Malaysia.*