

## ESTUDO DO PROCESSO DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA COM CAMPO MAGNÉTICO EXTERNO

E.J.D.M. Pillaca<sup>\*</sup>; K.G. Kostov

UNESP, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, Rua Ariberto Pereira da Cunha, 333, 12500-000, Guaratinguetá, SP

Recebido: 28 de Julho, 2006; Revisado: 9 de Junho, 2007

Palavras-chave: implantação iônica por imersão em plasma, simulação, campo magnético.

### RESUMO

*Implantação Iônica por Imersão em Plasma (3IP) é uma técnica bastante utilizada para modificação da superfície de diversos materiais. O uso de um campo magnético estático durante o processo de implantação fornece diversas vantagens em relação ao processo 3IP convencional. A aplicação de um campo magnético cria um sistema de campos  $ExB$  cruzados que permite aumentar a densidade do plasma e reter a expansão da bainha. Um sistema 3IP com campos  $ExB$  cruzados é estudado usando o código computacional KARAT para geometria cilíndrica. Nesta simulação o campo magnético é criado por um par de bobinas instalado fora da câmara de vácuo. O efeito da variação de pressão do gás sobre a corrente iônica incidente no alvo também é investigado neste trabalho.*

### ABSTRACT

*Plasma Immersion Ion Implantation (PIII) is a novel technique frequently employed for surface modification of diverse materials. The usage of a static magnetic field during this treatment may offer various advantages in respect to the conventional PIII process. The application of a transverse magnetic field produces a system of crossed  $ExB$  fields around the target which leads to increasing of plasma density and consequent reduction of plasma sheath expansion. The operation of a cylindrical PIII vessel with crossed  $ExB$  fields is investigated by means of 2D computer code KARAT. In this simulation the transversal magnetic field is produced by a couple of coils installed outside the vacuum chamber. In the present work we have focused our attention on the effect of residual gas pressure on the ion current to the target, in a magnetic field enhanced PIII system.*

### 1. INTRODUÇÃO

A necessidade de encontrar materiais capazes de trabalhar em condições e meios cada vez mais extremos e agressivos (desgaste, corrosão, oxidação, fadiga) induziu o desenvolvimento de várias técnicas de modificação superficial orientadas para tratamento de diversos materiais.

Implantação iônica é o processo físico através do qual injetam-se, ou seja, implantam-se íons em materiais sólidos. Por tratar-se basicamente de um processo fora do equilíbrio termodinâmico, a implantação iônica é um método poderoso para preparar sistemas em condições não disponíveis por outras formas de tratamento. Assim, um grande número de trabalhos é realizado sobre os mecanismos físicos fundamentais que ocorrem nestas situações e conseqüentemente sobre as modificações nas propriedades elétricas, óticas, químicas, mecânicas e magnéticas dos materiais.

A área de implantação iônica por feixe de íons surgiu por volta dos anos 60, basicamente conduzida por pesquisadores com origem na física nuclear. A partir de então, com o crescente envolvimento de físicos do estado sólido e da ciência dos materiais, além da física básica, a área desenvolve-se em temas da física aplicada e da tecnologia. A implantação iônica por feixe passou a ser usada industrialmente e hoje está presente em alguns processos tecnológicos de produção de semicondutores, metais, cerâmicas, polímeros, etc. [1]. Entretanto, somente uma pequena gama de componentes industriais são manipulados por esta técnica, devido ao seu alto custo e à sua sofisticação. As aplicações de implantação convencional com feixe de íons são limitadas devido à sua incapacidade de implantação uniforme sobre substratos com forma complexa (processo com linha de visão). Para superar as limitações da implantação com feixe de íons, no final da década de 80 foi introduzido um novo processo tecnológico chamado implantação iônica por imersão em plasma (3IP) [2]. No processo 3IP, uma alta tensão negativa pulsada é aplicada no alvo imerso no plasma. Íons positivos extraídos do plasma são acelerados em direção perpendicular à superfície do substrato e colidem simultaneamente com todas as partes do alvo, em incidência normal (*conformal implantation*), fazendo com que esta técnica seja adequada para o tratamento de peças tridimensionais. Assim, a 3IP não requer sistemas complexos de varreduras, como ocorre em sistemas convencionais com feixe de íons, garantindo uma implantação uniforme com o tempo de tratamento independente do tamanho das peças. Além disso, o processo é relativamente simples, sendo possível no mesmo processo a implantação de diversas amostras, com formas e materiais diferentes [3,4]. Através da técnica 3IP, grandes áreas poderão ser implantadas com uma dose maior do que com feixe de íons para um curto tempo de tratamento.

<sup>\*</sup> elver\_jdd@feg.unesp.br

## 2. MODELO TEÓRICO

Quando uma seqüência de pulsos negativos de alta tensão (tipicamente 10-100 kV, 10  $\mu$ s de duração e centenas de Hz de taxa de repetição) é aplicada a um alvo imerso em plasma, quase instantaneamente (com tempo característico inversamente proporcional a freqüência eletrônica do plasma) os elétrons da vizinhança da amostra são repelidos formando uma região com carga positiva chamada matriz de íons. A espessura inicial  $s_0$  desta bainha de plasma é dada pela fórmula [2]:

$$s_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 V}{en_0}} \quad (1)$$

onde  $V$  é a tensão aplicada,  $n_0$  é a densidade do plasma,  $\varepsilon_0$  é a permissividade do vácuo e  $e$  é a carga elementar. Em uma escala de tempo da ordem de  $1/\omega_{pi}$ , onde

$$\omega_{pi} = \left( \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 M} \right)^{1/2} \quad (2)$$

é a freqüência iônica do plasma, o campo elétrico aplicado acelera os íons da bainha em direção ao alvo. Os íons são implantados na superfície da amostra e o balanço de carga provoca um deslocamento da bainha para dentro do plasma, providenciando novos íons para serem implantados. Durante o pulso de alta tensão, a bainha de plasma se expande até que um estado de equilíbrio seja atingido, formando a chamada bainha de Child-Langmuir porque a densidade de corrente iônica  $j_{CL}$  é dada pela Lei de Child-Langmuir:

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left( \frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{s[t]^2} \quad (3)$$

aqui  $M$  é a massa do íon, e  $s[t]$  é a espessura da bainha em um instante  $t$ .

O conhecimento detalhado da física de expansão da bainha durante o processo de 3IP é muito importante para a determinação correta da dose implantada no alvo. Por isso, o processo de expansão da bainha está sendo extensamente estudado e na literatura há vários modelos teóricos [5,6]. Por causa da complexidade do problema todos os modelos existentes (em geometrias planas, cilíndricas ou esféricas) são unidimensionais e são baseados no trabalho de Lieberman [5].

A expansão descontrolada da bainha de plasma durante o pulso de alta tensão negativa pode ser um problema sério para a aplicação do processo de 3IP. Se a extensão da bainha se torna muito maior do que o tamanho característico do alvo a uniformidade de implantação iônica é perdida. Uma maneira de reduzir a expansão da bainha é utilizar para o processo 3IP tensões mais baixas (alguns kV) e pulsos de alta tensão mais curtos. De outro lado, isso resultará em tempos de tratamento 3IP muito prolongados. Uma possibilidade alternativa para reter a expansão de bainha do plasma é o uso um campo magnético transversal durante o processo de

3IP [7,8]. É isto que está sendo investigado no presente trabalho, em diferentes pressões do gás residual.

## 3. SIMULAÇÃO NUMÉRICA

As simulações computacionais PIC (*Particle-in-Cell*) tornaram-se um instrumento muito poderoso para o estudo de fenômenos em física de plasma. A simulação numérica do plasma é conduzida simplesmente através da computação do movimento de uma coleção de partículas carregadas, que interagem entre si e com campos externos.

Qualquer simulação computacional seja em uma, duas ou três dimensões, começa no momento de tempo zero com a escolha de alguma distribuição inicial das partículas (as coordenadas no espaço e as velocidades iniciais). Primeiro, a densidade das partículas do plasma e as densidades de correntes iônica e eletrônica são calculadas. Logo em seguida, os campos eletromagnéticos são computados através das equações de Maxwell, que são resolvidas numericamente em uma grade espacial. Em seguida, as forças que agem sobre as partículas carregadas são calculadas usando os campos elétrico e magnético, obtidos junto com a equação do movimento de Newton-Lorentz. Depois, as partículas são deslocadas numa pequena distância e os campos elétrico e magnético devido às novas posições e velocidades das partículas são computados. A partir deste momento, este procedimento é repetido várias vezes com passos de tempo finitos sendo que o passo temporal deve ser bastante estreito para seguir a evolução do plasma com a precisão desejada.

Neste trabalho, apresentamos os resultados de uma simulação computacional de um sistema 3IP, conduzida em geometria cilíndrica em duas dimensões ( $r,z$ ) com um campo magnético externo. Esta simulação utiliza o código computacional KARAT [9], que é baseado no método PIC para o cálculo do campo eletromagnético e do movimento de partículas carregadas; e o algoritmo Monte Carlo para colisões de íons e elétrons do plasma com as moléculas do gás residual. Os demais parâmetros da simulação numérica são descritos detalhadamente em [8].

Nosso sistema é constituído por uma câmara cilíndrica de vácuo, com dimensões  $R = 13,0$  cm e  $Z = 38,0$  cm, preenchida completamente com gás nitrogênio em pressão ajustável. O alvo que será implantado com raio 1,5 cm e comprimento 18,0 cm está posicionado no centro da câmara. As paredes da câmara de vácuo são aterradas e isoladas eletricamente do alvo. A ligação do alvo com a alta tensão é providenciada através de uma barra fina de comprimento 10,0 cm localizada a esquerda do alvo. Fora desta câmara são instaladas duas bobinas que produzem um campo magnético cujas linhas do campo são mostradas na figura 1.

A simulação é iniciada com um plasma uniforme de nitrogênio de densidade  $N_0 = 5,0 \times 10^{12}$  cm<sup>-3</sup> e temperatura  $T_e = 1,0$  eV. A amplitude do campo magnético na superfície do alvo é ajustada em 25,0 G através da corrente das bobinas. Posteriormente, uma alta tensão negativa é aplicada no alvo. A tensão aumenta de zero até o seu valor máximo com uma rampa linear de subida de 0,2  $\mu$ s. Depois de atingir o valor máximo a tensão é mantida constante durante toda a simula-

ção. Nesta configuração a pressão do gás é variada desde 0,02 Pa até 2,07 Pa. Um sistema de campos elétrico e magnético cruzados ( $ExB$ ) induz um movimento azimutal de deriva dos elétrons do plasma em torno do alvo. Como consequência da ionização eficiente, produzida devido às colisões entre os elétrons e as moléculas do gás residual, em torno do alvo é gerada uma região de plasma com alta densidade [8].

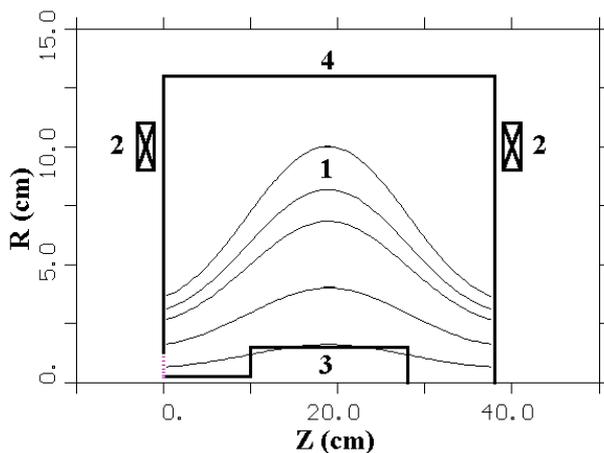


Figura 1 - Representação do sistema investigado. 1-linhas de campo magnético, 2-bobinas, 3 -alvo e 4-câmara de vácuo.

#### 4. DISCUSSÕES

Para investigar a influência da pressão do gás sobre o processo 3IP com campo magnético, tanto a tensão no alvo quanto a amplitude do campo magnético foram mantidas fixas em  $-10,0$  kV e  $25,0$  G, respectivamente. A pressão do gás foi variada de  $0,02$  Pa até  $2,07$  Pa. O campo elétrico radial devido à tensão aplicada no alvo junto ao campo magnético axial produzido pelo conjunto de bobinas produz um sistema de campos elétrico e magnético cruzados. Este esquema de campos  $ExB$  cruzados fornece um confinamento magnético efetivo dos elétrons na região central da câmara de vácuo, onde os campos elétricos e magnéticos são perpendiculares, induzindo os elétrons a girar na direção azimutal. As Figuras 2 e 3 mostram os momentos azimutais dos elétrons do plasma em função das suas coordenadas axiais para pressões do gás de  $0,02$  Pa e  $2,07$  Pa. Como pode ser visto na figura 2 a população dos elétrons magnetizados, que giram em torno do alvo devido ao movimento de deriva em campos  $ExB$  cruzados, está localizada sobre o alvo. As colisões inelásticas intensas que ocorrem entre os elétrons magnetizados e as moléculas do gás residual provocam uma diminuição do momento azimutal dos elétrons. As colisões são mais frequentes em pressões altas. Portanto, como mostra a Figura 3, ocorre a diminuição do momento azimutal dos elétrons quando a pressão é aumentada para  $2,07$  Pa. A ionização do gás residual devido às colisões resulta em aumento da densidade do plasma nos lugares onde as colisões inelásticas são mais intensas. A figura 4 mostra que a distri-

buição da densidade dos elétrons do plasma em presença de campo magnético se torna essencialmente não uniforme. As regiões de alta densidade do plasma que são criadas em torno do alvo, se encontram nos lugares onde o campo elétrico e magnético são perpendiculares. Como podemos observar, a maior densidade do plasma é obtida no centro da câmara de vácuo ( $Z = 19,0$  cm). Encontramos que o valor máximo da densidade de elétrons nesta região é cerca de  $2,6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , que é aproximadamente cinco vezes maior do que a densidade inicial do plasma uniforme.

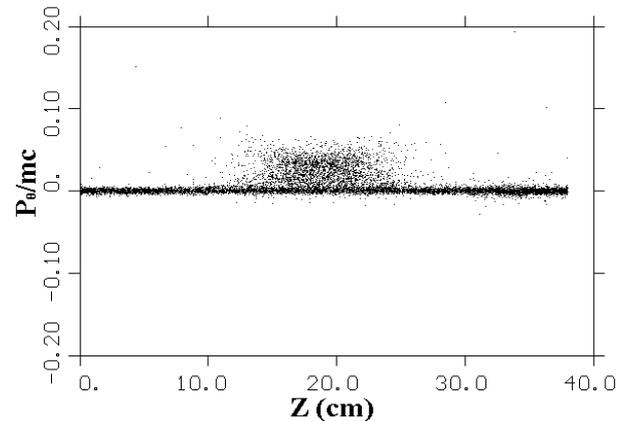


Figura 2 - Momento azimutal dos elétrons vs a distância axial para pressão de  $0,02$  Pa.

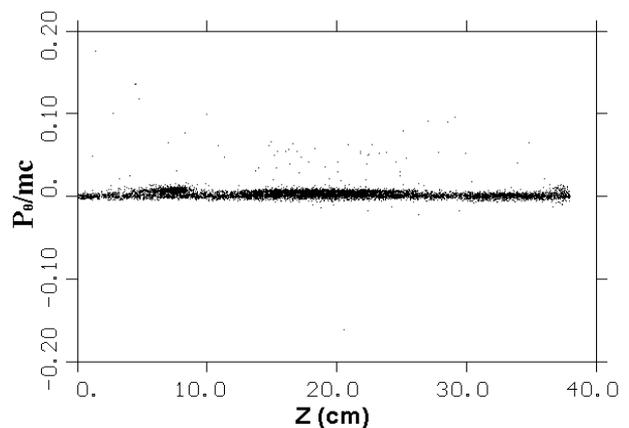


Figura 3 - Momento azimutal dos elétrons vs a distância axial para pressão de  $2,07$  Pa.

O processo de ionização depende essencialmente da pressão do gás. Nesta simulação comparamos a configuração espacial do plasma para diferentes pressões de  $0,02$  Pa,  $0,04$  Pa,  $0,20$  Pa,  $0,41$  Pa e  $2,07$  Pa, como mostram as Figuras 5 a 9 para um instante de  $0,8 \mu\text{s}$  depois do início da simulação. Analisando o efeito da pressão do gás sobre o tratamento 3IP podemos concluir que a forma da distribuição espacial do plasma permanece aproximadamente a mesma em toda a região das pressões investigadas.

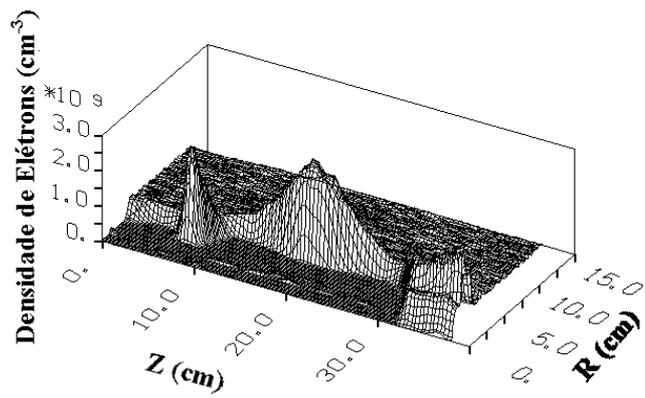


Figura 4 - Gráfico em 3D da distribuição da densidade de elétrons no plasma para  $V = -10,0$  kV e pressão de 2,02 Pa.

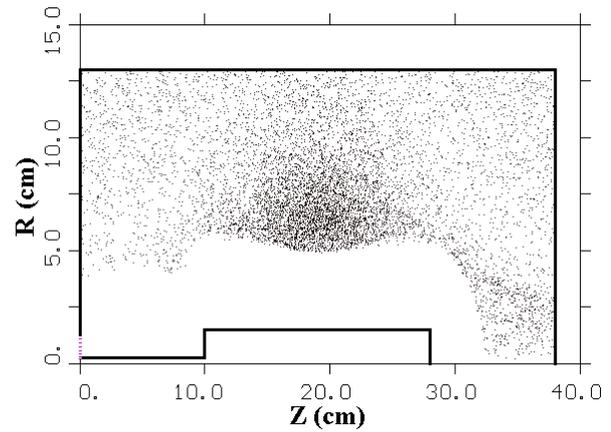


Figura 7 - Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão de 0,20 Pa.

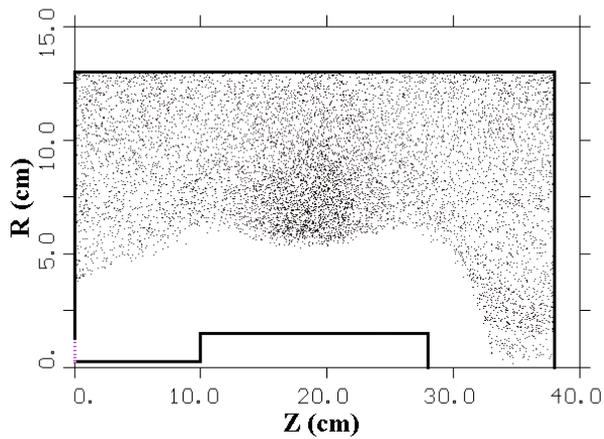


Figura 5 - Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão de 0,02 Pa.

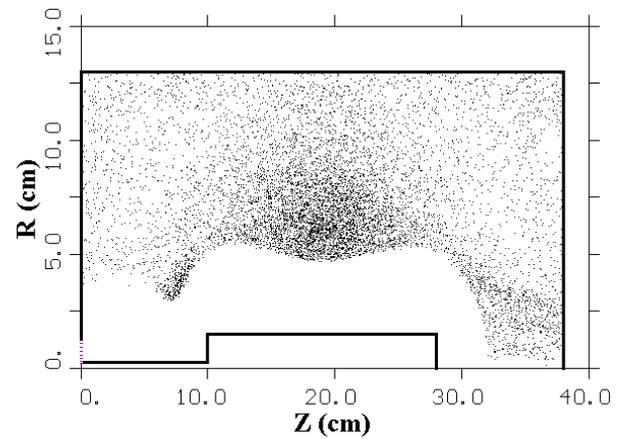


Figura 8 - Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão de 0,41 Pa.

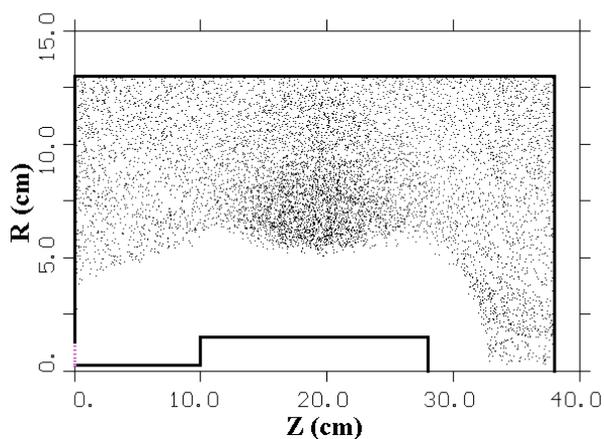


Figura 6 - Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão de 0,04 Pa.

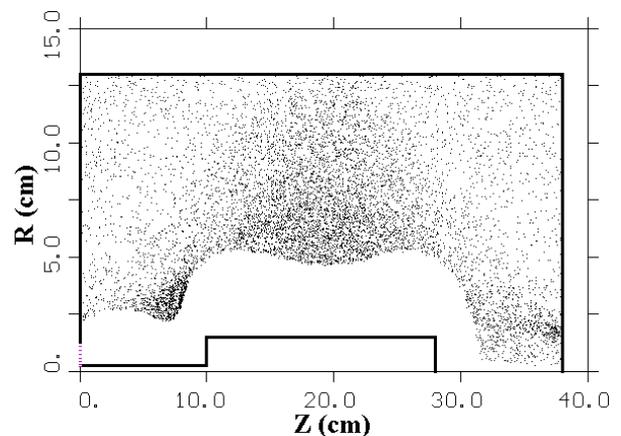


Figura 9 - Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão de 2,07 Pa.

Por outro lado, com o aumento da pressão, a densidade de plasma tende a aumentar nos lugares onde o confinamento magnético dos elétrons é melhor.

Uma possível maneira de analisar o efeito da pressão do gás sobre o processo 3IP é através da espessura da bainha. A espessura da bainha é definida como a distância entre o centro do alvo ( $Z = 19,0$  cm) e a borda da região do plasma. A figura 10 mostra um gráfico da espessura da bainha em função da pressão do gás para tensão de 10,0 kV e 25,0 G de intensidade do campo magnético na superfície do alvo. Como podemos observar do gráfico, a espessura da bainha diminui significativamente para pressões altas. Dos dados analisados nesta simulação encontramos que a espessura decresce em 22% de seu valor inicial com aumento de pressão na faixa de 0,02 Pa a 2,07 Pa.

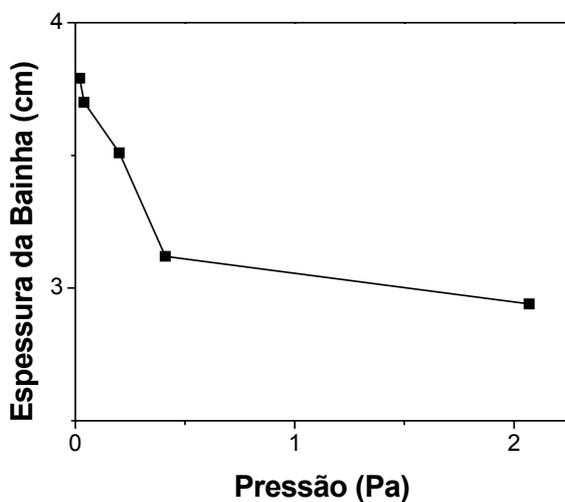


Figura 10 - Espessura de bainha no centro do alvo ( $Z=19,0$  cm) em função da pressão.

O aumento da densidade do plasma devido à variação da pressão resulta em maior densidade de corrente incidente no alvo. A Figura 11 mostra a densidade da corrente incidente no alvo para diferentes pressões em função da distância. Para pressões baixas entre 0,02 Pa e 0,04 Pa não foi registrada nenhuma diferença significativa na corrente de implantação. Por outro lado, em pressões mais altas ( $>0,04$  Pa) a ionização é cada vez mais intensa e a variação de pressão entre 0,41 Pa e 2,07 Pa fornece um aumento significativo da densidade de corrente.

## 5. CONCLUSÕES

A aplicação de um campo magnético transversal durante o processo 3IP cria um sistema de campos  $\mathbf{ExB}$  cruzados, que permite aumentar a densidade do plasma nas regiões onde os campos elétrico e magnético são perpendiculares. Com isso é retida a expansão da bainha e a corrente de implanta-

ção aumenta. No presente trabalho foram investigados o efeito da pressão do gás residual sobre a espessura da bainha de plasma e a corrente iônica implantada no alvo em um tratamento 3IP com campo magnético fixo. A tensão do alvo também é mantida constante durante a simulação. Devido ao maior número de colisões inelásticas que ocorre em pressões elevadas, a densidade do plasma cresce com o aumento da pressão do gás. A simulação mostra que a configuração espacial do plasma em torno do alvo permanece praticamente a mesma, mas variando a pressão entre 0,02 Pa e 2,07 Pa uma diminuição da espessura da bainha em torno de 22% é observada. Por outro lado, a corrente iônica incidente no alvo aumenta significativamente com a pressão, duplicando seu valor em pressão mais alta (2,07 Pa).

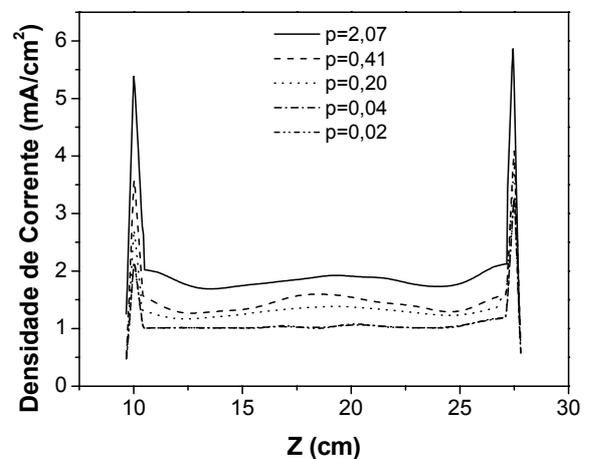


Figura 11 - Densidade de corrente incidente no alvo para diferentes pressões em função da distância  $Z$ .

## REFERÊNCIAS

1. HOCHMAN, R.F., *Ion Implantation*, Metals Handbook, 9<sup>th</sup> Edition, New York, 1980.
2. CONRAD, J.R.; RADTKE, J.L.; DODD, R.A.; WORZALA, F.J.; TRAN, N.C., *J. Appl. Phys.* 62 (1987), 4591.
3. ANDERS, A., *Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation & Deposition*, John Wiley & Sons, New York, 2000.
4. REJ, D.J., *Handbook of Thin Film Process Technology*, IOP Publishing, Bristol, 1996.
5. TIAN, X.; FU, R.W.; CHEN, J.; CHU, P.K.; BROWN, I.G., *Nucl. Instr. Meth.* B187 (2002) 485.
6. MATOSSIAN, J.N.; SCHUMACHER, R.W.; PEPPER, D.M., *US Patent 5 374 456*, Hughes Aircraft Company, Los Angeles, USA, 1994.
7. LEVCHENKO, I.; ROMANOV, M.; KEIDER, M., *J. Appl. Phys.*, 94, 1408, (2003).
8. KOSTOV, K.G.; BARROSO, J.J., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 34 (2006) 1127.