

تأثیر زمان رشد ولتاژ اعمال شده بر دیوار، فشار پلاسما و میدان مغناطیسی بر روی تحول زمانی یک پلاسمای گرم برخوردی در فرایند کاشت یون به روش فروبردن در پلاسما

منصور خرم^{۱*}، کیومرث یاسریان^۲، نرگس شاهنده گرمی^۲

^{۱*} گروه فیزیک، واحد بروجرد، دانشگاه آزاد اسلامی، بروجرد، ایران

^۲ گروه فیزیک، واحد کرج، دانشگاه آزاد اسلامی، کرج، ایران

چکیده

اطلاعات مقاله

تشکیل و تحول زمانی لایه مرزی پلاسما در فرایند کاشت یون به روش فرو بردن در پلاسما در حضور یک میدان مغناطیسی ایستا مورد بررسی قرار می‌گیرد. یون‌ها در اینجا سرد نبوده و دمای آنها نیز در نظر گرفته شده است. اعمال یک پالس ولتاژ بالا با یک تابع زمانی رشد نمایی به یک هدف فرورفته در پلاسما، یک لایه باردار با بار فضایی مثبت پیرامون آن هدف ایجاد کرده و به صورت زمانی توسعه پیدا می‌کند. زمان رشد این تابع زمانی، همراه با فشار پلاسما دو پارامتری هستند که بر شکل‌گیری و گسترش آن لایه مرزی باردار، که در پلاسمای مجاور با هدف تشکیل می‌شود، اثر می‌گذارند. تغییرات زمانی چگالی جریان و انرژی جنبشی یون، زاویه فرود یون بر روی سطح هدف، همچنین تحول زمانی بار فضایی مثبت و ضخامت لایه مرزی پلاسما به عنوان توابعی از این دو پارامتر، در یک مدل سیالی و به صورت عددی مورد مطالعه واقع می‌گردند. یافته‌های این مطالعه نشان می‌دهند که وابستگی زمانی تمام متغیرهای لایه مرزی پلاسما به‌ازای زمان رشد پالس ولتاژ طولانی‌تر، بیشتر حس می‌شود.

تاریخ دریافت: ۱۴۰۴/۰۱/۳۰

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۴/۰۵/۱۴

تاریخ چاپ: ۱۴۰۴/۱۵/۱۹

شاپای چاپی: 2588-493x
شاپای الکترونیکی: 2588-4921

* نویسنده مسئول

m.khoramabadi@srbiau.ac.ir



واژگان کلیدی: پلاسمای مغناطیده برخوردی، لایه مرزی پلاسما، کاشت یون، زمان رشد

مقدمه

کاشت یون گستره وسیعی از کاربردها، شامل ساخت ادوات نیمه‌رسانا و الکترونیک نوری در صنعت را دارد [۴-۱]. امروزه، علاوه بر روش کاشت باریکه یونی که یک روش سنتی است، کاشت یون به روش فروبردن در پلاسما (PIII^۳) نیز گسترش وسیعی یافته است. در حالی که از روش سنتی باریکه یونی، صرفاً برای اهداف با اشکال ساده و سطوح صاف استفاده می‌شود، و روشی بسیار پرهزینه است که به خلا بالا نیاز دارد، از روش کم هزینه غوطه‌وری در پلاسما یا PIII برای کاشت یون در سطوح اجسام سه بعدی با اشکال پیچیده و نامنظم و در مقیاس بزرگ استفاده می‌شود [۵].

در PIII، جسم فلزی مورد کاشت به عنوان هدف درون یک پلاسمای رقیق فرو برده شده و با اعمال یک سری پالس ولتاژ بالای منفی به آن، یون‌های مثبت را به سمت آن شتاب داده و در سطح آن کاشت می‌کنند. در حقیقت، اعمال ناگهانی این پالس ولتاژ بالای منفی به هدف فرو رفته در پلاسما، الکترون‌ها را از مجاورت سطح هدف دفع کرده و یک بار فضایی مثبت از یون‌ها باقی می‌گذارد. این منطقه با بار الکتریکی مثبت که به غلاف پلاسما موسوم است و در مجاورت بسیار نزدیکی از سطح هدف تشکیل می‌شود، حاوی یک میدان الکتریکی بسیار قوی است که مسئول شتاب‌گیری و کاشت یون در سطح هدف می‌باشد. این فرایند با سرعتی معادل فرکانس پلاسمای الکترونی اتفاق می‌افتد.

با گذشت زمان، غلاف اولیه پهن‌تر شده و لبه آن بیشتر به درون پلاسما نفوذ می‌کند، در نتیجه یون‌های بیشتری به درون غلاف نفوذ کرده و در معرض میدان آن قرار می‌گیرد. پس از زمانی نسبتاً طولانی، یک غلاف اشباع ایستا موسوم به غلاف قانون-چاپلید شکل می‌گیرد [۶ و ۷]. در یک پلاسمای سرد غیرمغناطیسه کم‌فشار، و با فرض یون‌های ساکن اولیه، زمان تشکیل غلاف قانون-چاپلید با فرکانس پلاسمای یونی رابطه عکس داشته و معادل است با؛ $t_{ch} \approx \sqrt{2}(eV_o/kT_e)^{0/75}/9\omega_{pi}$. همچنین، پهنای این غلاف به صورت مضربی از طول دبای الکترون از رابطه

^۳ Plasma Immersion Ion Implantation

بنیادی و ثابت بولتزمن هستند [۸].
که در این روابط ω_{pi} فرکانس پلاسمای یونی، λ_D طول دبای الکترون، V_o ولتاژ بیشینه اعمال شده به هدف، T_e دمای مطلق الکترون، e و k نیز به ترتیب بار الکتریکی بنیادی و ثابت بولتزمن هستند [۸].

با این وجود، تحول زمانی لایه مرزی پلاسما مرکب از غلاف و پیش غلاف پلاسما، که به‌خصوص در فرایند کاشت یون به روش غوطه‌وری در پلاسما از اهمیت بالایی برخوردار است، هنوز کاملاً شناسایی نشده است. یک مدل اولیه برای مکانیزم این نوع کاشت نخست توسط کونراد پیشنهاد شد و توسط لیبرمن توسعه یافت [۵ و ۶]. مکانیزم کاشت یون به روش PIII و تشکیل غلاف پلاسما با استفاده از معادلات MHD به کرات مورد بررسی واقع شده است. از آنجا که فرایند PIII در گستره‌ای از فشارها انجام می‌شود (۱۰۰ Torr تا ۱ mTorr) لازم است در مطالعه لایه مرزی پلاسما، برخورد کشسان نیز علاوه بر برخورد یونیزان در نظر گرفته شود [۹]. همچنین، هنگام مطالعه مکانیزم کاشت یون به روش PIII لازم است که دمای یون نیز لحاظ شود. شرایدن و همکاران [۱۰] و مینقاو و همکاران [۱۱] با استفاده از معادلات MHD، اثر دمای یون را بر روی غلاف پلاسمای RF بررسی کرده‌اند.

از طرف دیگر، زمان رشد پالس ولتاژ بالای اعمال شده به هدف نقش مهمی در فرایند PIII بازی می‌کند. در فرایند کاشت یون به روش PIII، معمولاً از زمان رشد پالس ولتاژ بالای هدف برای کنترل ضخامت لایه مرزی پلاسما استفاده می‌شود. کنترل ضخامت غلاف برای حصول یک کاشت دلخواه در اجسام سه بعدی با اشکال پیچیده ضروری است. مشاهدات تجربی نشان می‌دهند که زمان رشد پالس ولتاژ به کاربرده شده در فرایند PIII بر روی انرژی یون و عمق کاشت یون اثر داشته و می‌تواند برای تنظیم تراکم سطحی یون‌ها استفاده شود [۱۲]. همچنین، انبساط غلاف پلاسمای غیربرخوردی و غیرمغناطیسه سرد در فرایند PIII بررسی

$$\nabla^2 \phi = -\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (4)$$

که در معادلات (۱) و (۲)، $\mathbf{E} = -\nabla \phi$ معرف میدان الکتریکی (با ϕ به عنوان پتانسیل الکتریکی)، $\mathbf{v}$ ، m_i ، n_i و p به ترتیب چگالی عددی، جرم ذره، سرعت و فشار سیال یونی می‌باشند. همچنین، f فرکانس برخورد کشسان یون-خنثی، $\mathbf{B}$ بردار میدان مغناطیسی خارجی اعمال شده بر لایه مرزی، و e واحد بار الکتریکی است. در معادله (۳)، T_e دمای مطلق الکترون و n_{eo} چگالی مختل نشده الکترون‌ها درون پلاسما بوده [۱۳ و ۱۵] و در معادله (۴) نیز، ϵ_0 معرف گذردهی الکتریکی خلاء می‌باشد.

به منظور عمومیت بیشتر، فرکانس برخورد کشسان یون-خنثی به عنوان تابعی از سرعت یون و به صورت $f = n_g \sigma v$ تعریف شده که در این رابطه $\sigma = \sigma_s (v/c_s)^{\epsilon}$ سطح مقطع برخورد است. همچنین، σ_s سطح مقطع برخورد کشسان یون-خنثی در سرعت صوتی یون، $n_g = p_g / kT_g$ چگالی گاز خنثی (با p_g و T_g به عنوان فشار و دمای مطلق گاز خنثی)، v تندی یون، c_s تندی صوتی یون و ϵ ثابتی بدون بعد موسوم به توان برخورد بوده که از ۱- (فرکانس برخورد ثابت) تا صفر (مسافت آزاد میانگین برخورد ثابت) تغییر می‌کند [۱۲].

برای معرفی فشار گاز یونی، از رابطه $p_{io} = n_{io} kT_i$ (موسوم به قانون گاز ایده‌آل) درون ناحیه پلاسما، و از رابطه $p_i = C n_i^{\gamma}$ (موسوم به معادله بی‌دررو) در لایه مرزی پلاسما استفاده می‌شود. از ترکیب این دو رابطه، جمله جریان گرمایی در معادله انتقال تکانه خطی یون به صورت $\nabla p = \gamma kT_i (n_i/n_o)^{\gamma-1} \nabla n_i$ حاصل می‌گردد که در اینجا، γ ضریب پلی‌تروپیک یون، k ثابت بولتزمن، T_i دمای مطلق یون و $n_o = n_{io} = n_{eo}$ چگالی پلاسما مختل نشده می‌باشند [۱۶].

برای تحلیل این مجموعه معادلات، با استفاده کمیت‌های طول دبای الکترون $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 kT_e / n_o e^2}$ سرعت

شده و پی برده شد که زمان رشد پالس ولتاژ بالای اعمال شده به هدف، شار یون‌ها را بر روی هدف تغییر می‌دهد [۱۳ و ۱۴]. بنابراین، بررسی پاسخ غلاف پلاسما و متغیرهای آن به زمان رشد ولتاژ تغذیه هدف مهم و ضروری است.

این مقاله بر مطالعه اثر برخورد کشسان یون-خنثی و همچنین اثر زمان رشد پالس ولتاژ بالای اعمال شده به هدف، بر روی لایه مرزی پلاسما گرم مغناطیده و متغیرهای آن، شامل؛ تحول زمانی شار و انرژی یون بر روی هدف، ضخامت لایه مرزی، زاویه فرود یون بر روی هدف و چگالی بارفضایی لایه مرزی، متمرکز شده است.

به همین منظور، پس از مقدمه، در بخش ۱ روش شناسی و معادلات مدل حاکم بر لایه مرزی پلاسما، همراه با متغیرها و پارامترهای بدون بعد شده آن، تحت عنوان روش‌شناسی معرفی می‌شوند. شرایط مرزی و مقادیر اولیه معادلات در بخش ۲ معرفی می‌شوند و در بخش ۳ جواب‌های عددی معادلات مدل و یافته‌های آن تشریح خواهند شد. نهایتاً، یک خلاصه همراه با نتایج کلی در بخش ۴ ارائه خواهند شد.

۱- روش‌شناسی

به منظور بررسی تحول زمانی لایه مرزی پلاسما، شامل هر دو ناحیه غلاف و پیش غلاف پلاسما، و متغیرهای درون این لایه، از مدل سیالی پلاسما استفاده شده است. در این مدل، معادلات پیوستگی و انتقال تکانه برای سیال یونی، همراه با تابع توزیع بولتزمن برای معرفی چگالی سیال سبک الکترونی مورد استفاده واقع می‌شوند. از معادله پواسون نیز برای یافتن توزیع میدان و پتانسیل الکتریکی درون لایه مرزی پلاسما بهره برده می‌شود. معادلات سیالی، توزیع ماکسولی الکترون و معادله پواسون به ترتیب عبارتند از؛

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$m_i n_i \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = e n_i (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla p - m_i n_i f \mathbf{v} \quad (2)$$

$$n_e = n_{eo} \exp \left(\frac{e\phi}{kT_e} \right). \quad (3)$$

تفکیک می‌شود، که در آنها از تعاریف؛ $\beta_o =$
 $V = (V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)^{0/5}$ و $\sqrt{\epsilon_o/n_o m_i} B_o$
 استفاده شده است. اکنون مجموعه‌ای از معادلات بدون بعد
 شامل؛ معادلات (۵) و (۷-۱۱) وجود دارند که توصیف کننده
 تحولات فضایی - زمانی متغیرهای لایه مرزی پلاسمای گرم
 مغناطیده برخوردی می‌باشند. منطقه شبیه‌سازی برای حل
 معادلات موصوف، همراه با میدان مغناطیسی اعمال شده در
 این منطقه، در شکل ۱ نشان داده شده است که در آن یک
 پالس ولتاژ بالای منفی $\phi_T = \phi_o [1 - \exp(-t/t_r)]$
 $x = 0$ به هدف واقع در $x = 0$ موسوم به ولتاژ هدف^۵، به هدف واقع در
 اعمال می‌گردد (کمیت‌های ϕ_o و t_r به ترتیب، دامنه و
 زمان رشد^۶ این پالس ولتاژ هستند).

۲- تحلیل معادلات حاکم بر لایه مرزی

مجموعه معادلات ۶ گانه بدون بعد (۵) و (۷-۱۱)، با استفاده
 از روش المان محدود مرتبه دوم در فضا و مرتبه اول در
 زمان، و با استفاده از شرایط مرزی و اولیه‌ای که در ادامه
 معرفی خواهند شد، به صورت عددی و با کدنویسی در نرم
 افزار متلب تحلیل می‌شوند تا ۶ متغیر η, E, U_x, U_y, U_z
 و N_i به صورت توابعی از مکان X و زمان τ (هر دو بدون
 بعد) در ناحیه شبیه‌سازی شکل ۱ تعیین شوند. پس از
 گسسته‌سازی این معادلات با استفاده از فرمول‌های تفاضل
 محدود^۷ برای مشتقات مرتبه اول و دوم، به منظور
 خطی‌سازی آنها، هر جا که لازم شود از بسط تیلور
 استفاده $f(x + \Delta x) \approx f(x) + [df(x)/dx]\Delta x$
 می‌شود.

شرایط مرزی مورد نیاز این معادلات در بازه زمانی
 $0 < \tau < \tau_t$ (با τ_t به عنوان زمان بدون بعد کل پالس^۸)
 در $X = 0$ عبارت است از: $\eta(0, \tau) = \eta_T(\tau)$ و در
 $X = L$ عبارتند از: $U_x(L, \tau) = \eta(L, \tau) = 0$

صوتی یون $c_s = \sqrt{kT_e/m_i}$ و فرکانس پلاسمای یونی^۹
 $\omega_p = \sqrt{n_o e^2/m_i \epsilon_o}$ و کمیت‌های بدون بعد؛
 $\beta = \sqrt{\epsilon_o/n_o m_i} B$ $T = T_i/T_e$ $\eta = -e\phi/kT_e$
 $X = x/\lambda_D$ $\tau = \omega_p t = t/\tau_p$ $\alpha = \lambda_D f/c_s$
 $N_e = n_e/n_o$ و $N_i = n_i/n_o$ $V = v/c_s$
 معادلات (۱) تا (۴) بدون بعد خواهند شد. در اینجا
 $\tau_p = 1/\omega_p$ زمان تناوب پلاسمای یونی است.

با استفاده از یک هندسه تخت و یک هدف فلزی واقع در صفحه
 $z - y$ ، مشخص می‌شود که تمام متغیرها در راستای عمود بر این
 صفحه یعنی در راستای محور X تغییر می‌کنند در حالی که در هر
 صفحه عمود بر این راستا ثابت باقی می‌مانند. بر همین اساس و
 پس از اندکی عملیات جبری ساده، معادلات بدون بعد؛

$$\frac{\partial N_i}{\partial \tau} + \frac{\partial (N_i V_x)}{\partial X} = 0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + V_x \frac{\partial}{\partial X} \right) V = \frac{\partial \eta}{\partial X} \hat{i} + V \times \beta - \gamma T N_i^{\gamma-2} \frac{\partial N_i}{\partial X} \hat{i} - \alpha V^{\epsilon+1} V, \quad (6)$$

$$N_e = \exp(-\eta), \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial X^2} = N_e - N_i, \quad (8)$$

حاصل خواهند شد. با فرض میدان مغناطیسی $B = B_o(\cos \theta_o \hat{i} + \sin \theta_o \hat{j})$
 در صفحه $x - y$ ، که در آن B_o و θ_o به ترتیب شدت و زاویه انحراف (نسبت به محور X) میدان
 مغناطیسی می‌باشند، معادله دیفرانسیل برداری (۶) به سه معادله
 غیر برداری؛

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + V_x \frac{\partial}{\partial X} \right) V_x = \frac{\partial \eta}{\partial X} - \beta_o V_z \sin \theta_o - \gamma T N_i^{\gamma-2} \frac{\partial N_i}{\partial X} - \alpha V^{\epsilon+1} V_x, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + V_x \frac{\partial}{\partial X} \right) V_y = \beta_o V_z \cos \theta_o - \alpha V^{\epsilon+1} V_y, \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + V_x \frac{\partial}{\partial X} \right) V_z = \beta_o V_x \sin \theta_o - \beta_o V_y \cos \theta_o - \alpha V^{\epsilon+1} V_z, \quad (11)$$

^۵ Target voltage

^۶ Rise time

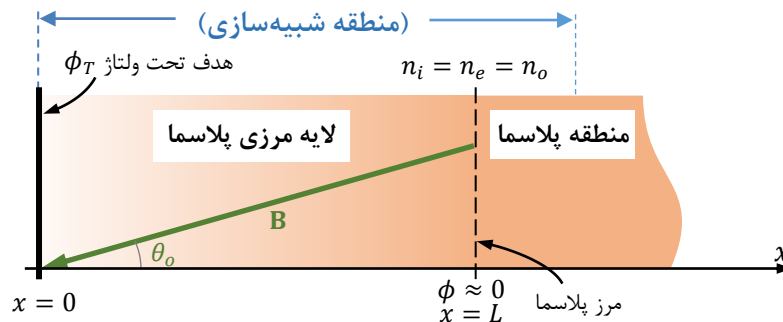
^۷ Finite difference formulas

^۸ Total pulse time

^۹ Ion plasma frequency

می‌کند و به یک بیشینه اشباع شده می‌رسد، در حالی که منطقه شبیه‌سازی همواره بزرگتر از این مقدار اشباع شده L لایه مرزی بوده و کل لایه مرزی و بخشی از پلاسما را در بر می‌گیرد (شکل ۱).

در این $N_i(L, \tau) = 1$ و $U_y(L, \tau) = U_z(L, \tau) = 0$ روابط $\eta_T = -e\phi_T/kT_e$ پالس ولتاژ بدون بعدی است که در $X = 0$ به هدف اعمال شده و L نیز فاصله میان دو انتهای لایه مرزی بوده و ضخامت لایه مرزی پلاسما نامیده می‌شود. در واقع، در زمان شبیه‌سازی و حل عددی معادلات، پارامتر L از صفر رشد



شکل ۱ نمودار طرح‌وار منطقه شبیه‌سازی PIII و شرایط مرزی حاکم بر آن.

خطی $\epsilon = -1$ در تندی‌های پایین یون و رفتار غیر خطی $\epsilon = 0$ در تندی‌های بالای یون نمود پیدا می‌کنند. پارامترهای اصلی پلاسمای نیتروژنی شامل: $n_0 = 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ، $T_e = 1 \text{ eV}$ ، $T_i = 0.2 \text{ eV}$ ، $\gamma = 1$ (جریان تک‌دمای یون) و $\epsilon = -1$ فرض می‌شوند. بر همین اساس، مقادیر $\omega_p = 3/526 \text{ MHz}$ و $\lambda_D = 744/3 \mu\text{m}$ ، $(\tau_p = 0.2836 \mu\text{s})$ و $c_s = 2624/3 \text{ m/s}$ برای سایر پارامترهای پلاسما حاصل می‌شوند.

۳- بحث و نتیجه‌گیری

اگرچه زمان افت ولتاژ بسیار کمتر از زمان رشد آن است، اما زمان رشد اثر بسیار بیشتری بر روی ساختار لایه مرزی و انرژی یون‌ها بر روی هدف دارد [۱۷]. به همین علت، بررسی تاثیر زمان رشد پالس‌های ولتاژ بالا بر روی مشخصات لایه مرزی پلاسما امری ضروری است. شکل ۲ تابع شیب زمانی ولتاژ اعمال شده بر هدف را به‌ازای زمان‌های رشد مختلف τ_r و $\phi_0 = -2 \times 10^4 \text{ V}$ نشان می‌دهد. بر همین اساس، زمان تشکیل غلاف قانون چایلد و پهنای آن غلاف، که در واقع زمان و پهنای اشباع لایه مرزی پلاسما هستند،

برای شرایط اولیه در بازه فضایی $0 < X < L$ ، مقادیر: $\eta(X, 0) = U_x(X, 0) = U_y(X, 0) = U_z(X, 0) = 0$ و $N_i(X, 0) = 1$ در نظر گرفته شده‌اند. اکنون، این معادلات بدون بعد را می‌توان با انتخاب برخی مقادیر منطقی برای پارامترهای پلاسما تحلیل نمود. اتم نیتروژن به عنوان یون مثبتی که باید به درون سطح هدف کاشته شود مورد استفاده واقع شده است، چرا که مشخص شده است که کاشت این اتم خواص مکانیکی و عملکرد فرسایشی سطح استیل را ارتقا می‌دهد [۹] و [۱۰].

در پلاسماهای پر فشار که یون‌ها قادر نیستند به سرعت‌های بالا برسند، استفاده از فرکانس برخورد ثابت ($\epsilon = -1$) در برخوردهای کشسان یون-خنثی امری منطقی است و تحت این شرایط، نیروی برخوردی موجود در معادله انتقال تکانه خطی یون، مستقیماً با تندی یون متناسب است. اما در پلاسماهای کم فشار که یون‌ها می‌توانند در ناحیه غلاف به تندی‌های بسیار بالا برسند و در نتیجه نیروهای بسیار قویتری را تجربه می‌کنند، استفاده از مسافت آزاد میانگین ثابت ($\epsilon = 0$) در برخورد یون-خنثی منطقی خواهد بود که به یک نیروی برخوردی متناسب با مربع سرعت منجر می‌شود. بنابراین، به طور کلی می‌توان چنین گفت که رفتار

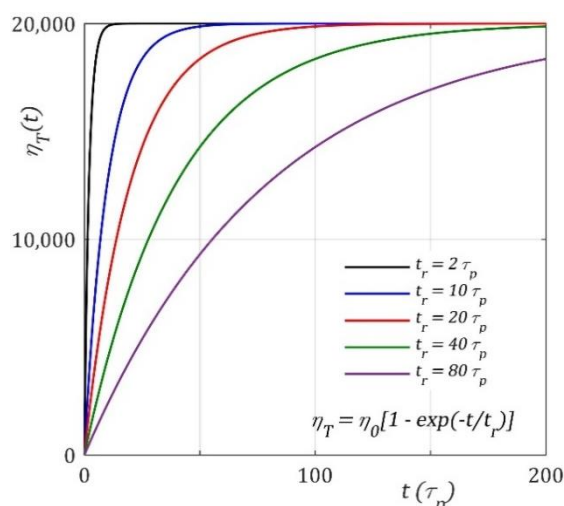
سرعت سقوط کرده و به مقداری که در مرجع ۱۰ پیش‌بینی شده است به ثبات می‌رسند.

اشکال ۳-ا و ۴-ا به ترتیب نشان می‌دهند که با افزایش فشار گاز خنثی، هر دو مولفه چگالی جریان یونی عمود و موازی با سطح هدف کاهش پیدا می‌کنند. در واقع، افزایش فشار گاز خنثی، یون‌ها را کند کرده و سبب می‌شود که تعداد یون‌های کمتری به هدف برسند. این موضوع در توافق کامل با نتایج پیشین در خصوص غلاف ایستای پلاسما در حضور میدان مغناطیسی و فشار گرمایی یون می‌باشد [۱۸]. همچنین، بر اساس اشکال ۳-ب و ۴-ب، افزایش زمان رشد پالس ولتاژ تغذیه هدف منجر به افت شدید قله و افزایش خفیفی در مقدار اشباع هر دو مولفه جریان یون می‌شود. بنابراین، زمان رشد طولانی‌تر پالس ولتاژ هدف چگالی جریان یون را هموارتر کرده و کاشت یون یکنواخت‌تری را در طول زمان به بار خواهد آورد. بر همین اساس، این دو پارامتر فیزیکی پلاسما (p_g و τ_r)، با کاهش بردار شار جریان ذرات فرودی بر سطح هدف، زمان کاشت یا پرداخت هدف را افزایش می‌دهند.

۳-۲ تحول زمانی ضخامت لایه مرزی

شکل ۵ تغییرات زمانی ضخامت لایه مرزی پلاسما را در شرایط مختلف نشان می‌دهد. زمانی که تابع شیب ولتاژ بر روی هدف اعمال می‌شود، لایه مرزی باردار شکل گرفته و به تدریج به درون پلاسمای شبه خنثی گسترش پیدا می‌کند. طبق نمودارهای موجود در شکل ۵، فشار گاز خنثی و زمان رشد تابع شیب ولتاژ هدف، نرخ رشد ضخامت لایه مرزی را کاهش می‌دهند. در لایه مرزی مغناطیده ایستا، فشار گاز خنثی همین رفتار را بر روی ضخامت نهایی غلاف نشان می‌دهد [۱۹]. فشار گاز خنثی نرخ برخورد یون‌ها را هنگام حرکت به سمت غلاف باردار افزایش می‌دهد و با کند کردن حرکت آنها روند تشکیل بار فضایی مثبت غلاف را کند می‌کند.

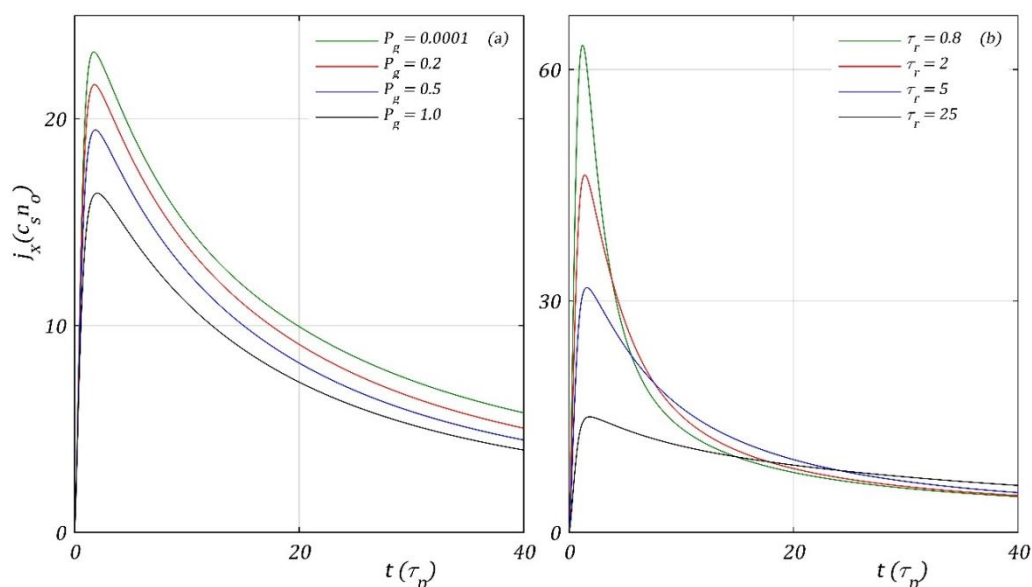
به ترتیب عبارتند از: $t_{ch} \approx (\sqrt{2}\eta_o^{0/75}/9)\tau_p = 2463 \tau_p \approx 75 \mu s$ و $L_{ch} \approx (2^{1/25}\eta_o^{0/75}/3)\lambda_D = 1333 \lambda_D$. در این شبیه‌سازی، زمان کل پالس بسیار کوتاه‌تر از زمان اشباع قانون چایلد t_{ch} انتخاب شده است ($t_t = 200 \tau_p$). بنابراین، نمی‌توان نتایج اشباع را برای متغیرهای لایه مرزی پلاسما مشاهده کرد، هرچند که رفتار اشباع در این نتایج دیده می‌شوند.



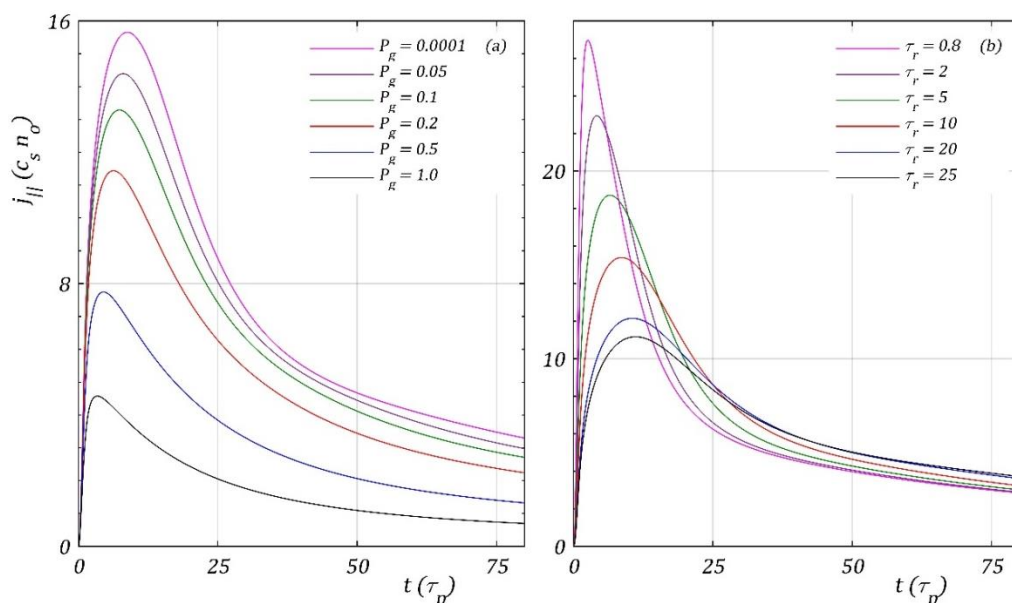
شکل ۲ تحول زمانی ولتاژ تغذیه هدف بازای زمان‌های رشد مختلف.

۳-۱ تحول زمانی چگالی جریان

در مرجع ۱۰ نشان داده شد که در یک غلاف ایستا و در غیاب میدان مغناطیسی و برخورد کشسان، شار یون در لبه غلاف $0/5$ بوده و با اعمال میدان مغناطیسی بر پلاسما کاهش پیدا می‌کند. در اینجا، می‌خواهیم رفتار زمانی چگالی جریان یون فرودی بر سطح هدف را در لحظات آغازین اعمال ولتاژ به هدف مطالعه کنیم. اشکال ۳ و ۴ تغییر زمانی چگالی جریان یون عمود $J_x = N_i U_x$ و موازی $J_{||} = N_i U_{||}$ (با $U_{||} = (U_y^2 + U_z^2)^{0/5}$) فرودی بر سطح هدف، که به چگالی جریان یون در لبه غلاف $j_o = en_o c_s = 4/2 \times 10^{-2} A/m^2$ نرمالیزه شده است را نشان می‌دهند. همان‌طور که دیده می‌شود، چگالی جریان یون تابعی از فشار گاز خنثی p_g و زمان رشد ولتاژ تغذیه (بدون بعد) $\tau_r = t_r/\tau_p$ می‌باشد. این اشکال به طور کلی نشان می‌دهند که بلافاصله پس از اعمال ولتاژ به هدف، هر دو جریان J_x و $J_{||}$ به طور تیزی رشد یافته و به یک مقدار بیشینه می‌رسند و پس از آن به



شکل ۳ تحول زمانی مولفه شار یون عمود بر سطح هدف J_x بازای مقادیر متفاوتی از، (a) فشار گاز خنثای P_g (بر حسب پاسکال) و (b) زمان رشد ولتاژ هدف τ_r . در هر یک از اشکال فوق، پارامترهای مشترک عبارتند از؛ $B_0 = 0.5$ T و $\theta_0 = \pi/4$.



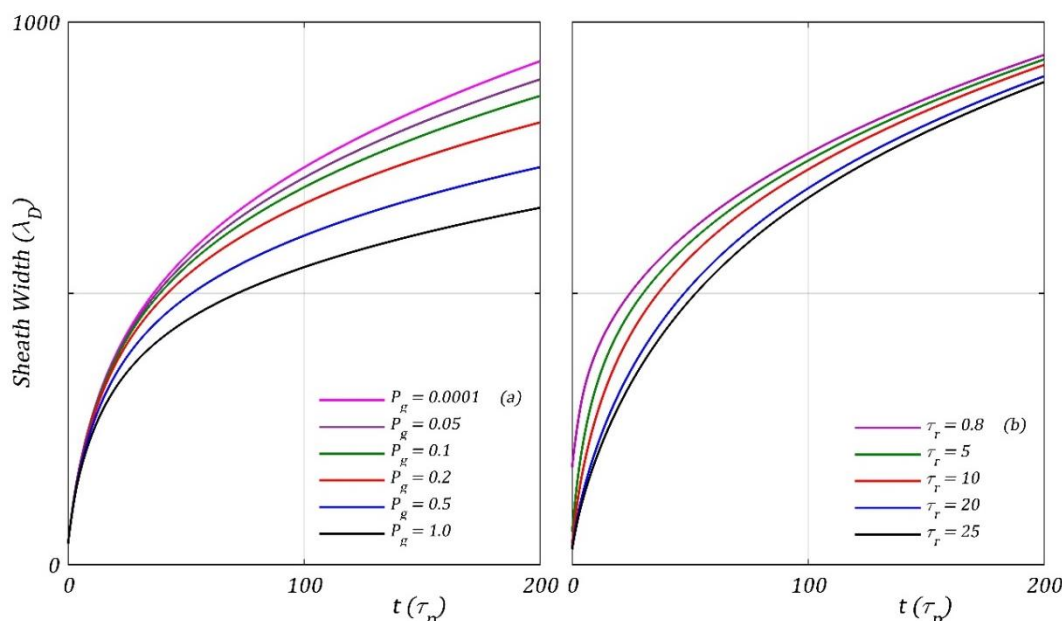
شکل ۴ تحول زمانی مولفه موازی با سطح هدف $J_{||}$ بازای مقادیر متفاوتی از، (a) P_g بر حسب پاسکال و (b) τ_r بر حسب τ_p که در اشکال فوق، پارامترهای مشترک همان مقادیری را دارند که در شکل ۳ معرفی شدند.

تاخیر مواجه خواهد شد که با نتایج شکل ۵ سازگاری کامل دارد. از آنجا که شار جریان یونها از ناحیه غلاف پلاسما و نه خود پلاسما تامین می شود و در نتیجه رابطه مستقیمی با پهنای این ناحیه دارد، بنابراین، هر عاملی که شار یونی را بر هدف رشد دهد حتما پهنای غلاف را رشد داده و بالعکس و

از طرف دیگر، افزایش زمان رشد پالس ولتاژ اعمال شده به هدف نیز سرعت افزایش ولتاژ و رسیدن آن به حد نهایی خود را کند می کند و از آنجا که پهنای غلاف پیرامون هدف با ولتاژ هدف رابطه مستقیم دارد (به عنوان مثال رابطه پهنای غلاف چایلد L_{ch} را ببینید)، با کند شدن افزایش ولتاژ هدف، رشد پهنای غلاف نیز با

PIC/MCC بررسی شده است. در این مقاله از میدان مغناطیسی برای کنترل ضخامت غلاف پلاسما استفاده شده است.

بر همین اساس یک سازگاری منطقی بین اشکال ۳ و ۴ با شکل ۵ برقرار است. تاثیر میدان مغناطیسی بر روی نحوه شکل‌گیری و گسترش غلاف پلاسما و ایجاد شرایط کاشت، حکاکی و لایه نشانی سه بعدی در مرجع [۲۰] به صورت تجربی و مدلسازی ترکیبی



شکل ۵ تحول زمانی ضخامت لایه مرزی پلاسما بازای مقادیر مختلفی از، P_g (a) بر حسب پاسکال و τ_r (b) بر حسب τ_p . در اشکال فوق، پارامترهای مشترک همان پارامترهای شکل ۳ هستند.

پالس هدف اثراتی معکوس بر مقدار قله بار فضای مثبت داشته و در حالی که پارامتر اول یعنی فشار گاز خنثی ارتفاع قله‌های بار فضایی را کاهش می‌دهد، ارتفاع این قله‌ها با دومین پارامتر قدری افزایش می‌یابد. بدیهی است که چگالی بار فضایی لایه مرزی غلاف نمادی از تراکم یون‌ها در این ناحیه و در نتیجه شدت کاشت یون بر روی هدف و با طبق قانون پواسون، شدت توزیع پتانسیل و میدان الکتریکی در این ناحیه می‌باشد. توزیع و شدت میدان الکتریکی نیز بر انرژی یون و عمق کاشت آن اثر می‌گذارد.

شکل ۶-b به خوبی با نتایج اثر فشار گاز خنثی در اشکال ۳ و ۴ و همخوانی دارد چرا که طبق این شکل، افزایش فشار گاز خنثی رشد پهنای غلاف را به تاخیر می‌اندازد (سازگار با شکل ۵) و با کاهش خفیف چگالی بار و سرعت انتشار آن، شار جریان ذرات را نیز کاهش می‌دهد (سازگار با اشکال ۳ و ۴). اما در خصوص پارامتر زمان رشد پالس، قدری چالش تحلیلی وجود دارد چرا که طبق شکل ۶ این پارامتر از طرفی

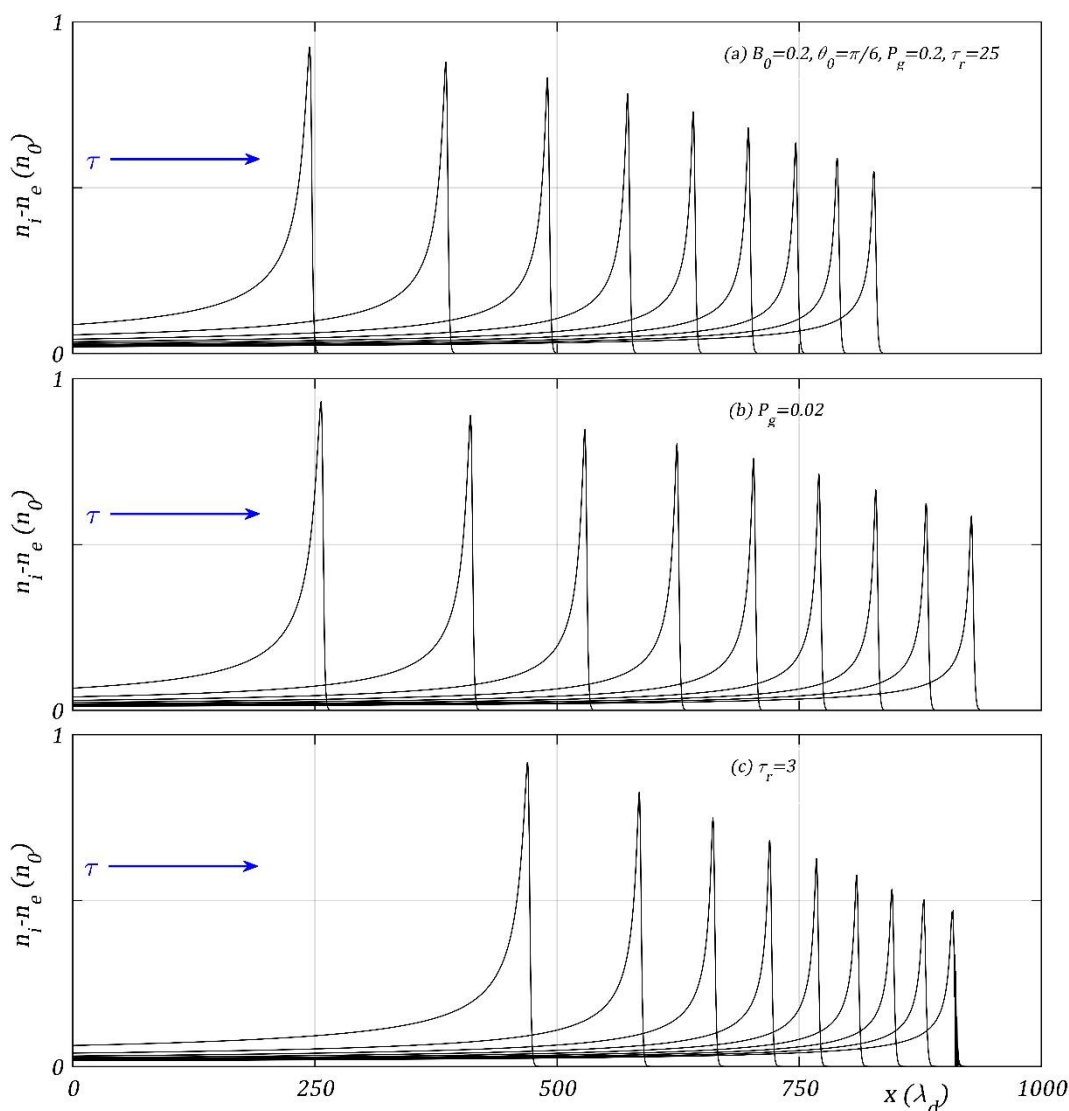
۳-۳ توسعه فضایی بار فضای مثبت

شکل ۶ تاثیر پارامترهای پلاسما را بر روی توزیع بار فضایی مثبت لایه مرزی پلاسما و سرعت انتشار این بار فضایی به درون پلاسما را به تصویر می‌کشد. طبق این تصویر، تحت تمام شرایط، دامنه توزیع بار فضایی با گذشت زمان کاهش می‌یابد و این به دلیل گسترش فضایی آن می‌باشد. به عبارت دیگر، با افزایش پهنای غلاف (توزیع بار)، ارتفاع آن کاهش پیدا می‌کند. این شکل تصاویر لحظه به لحظه‌ی توزیع بار فضا را در لحظاتی با بازه زمانی ثابت $\Delta\tau = 25$ نشان می‌دهد. شکل ۶ نشان می‌دهد که هر دو پارامتر فیزیکی تحلیلی مقاله، یعنی فشار گاز خنثی و زمان رشد پالس، سرعت گسترش بار فضایی مثبت به درون پلاسما را کاهش می‌دهند.

علاوه براین، در لحظات آغازین پالس، فشار گاز خنثی و زمان رشد پالس هدف اثری چشمگیر بر ارتفاع قله‌های بار فضایی دارند، اما با گذشت زمان، اثر این دو پارامتر بر روی ارتفاع قله‌ها ناچیز می‌شود. از مقایسه اشکال ۶-b و ۶-c، با شکل مرجع ۶-a می‌توان دید که با گذشت زمان، پارامترهای فشار گاز خنثی و زمان رشد

سرعت و چگالی ذرات می‌باشد، حاصل ضرب سرعت انتشار قویا کاهشی و چگالی یون تدریجا افزایشی منجر به کاهشی محسوس در شار جریان یون شده و لذا هیچگونه تعارض منطقی میان شکل ۶ از یک سو و دو شکل ۳ و ۴ از سوی دیگر وجود نخواهد داشت.

سرعت انتشار بار را به نحو چشمگیری کاهش می‌دهد که به خوبی با اشکال ۳ و ۴ و ۵ همخوانی دارد، و از طرف دیگر بار فضایی را به طور جزئی افزایش می‌دهد که از نظر منطقی با اشکال ۳ و ۴ در تعارض می‌باشد. اما از آنجا که این تعارض جزئی است ولی همخوانی مذکور چشمگیر است، و شار جریان یون، حاصل ضرب



شکل ۶ توزیع فضایی بار فضایی مثبت در زمانهای متوالی با فاصله زمانی یکسان $\Delta\tau = 25$ و $B_0 = 0.2$ T, $P_g = 0.2$ Pa (a) و $\theta_0 = \pi/6$ و $\tau_r = 25$ بازای شکل مرجع (شاهد). در سایر اشکال تنها یک پارامتر نسبت به پارامترهای شکل مرجع به صورت زیر تغییر یافته است؛ (b) $P_g = 0.02$ Pa و (c) $\tau_r = 3$.

خنثی و زمان رشد پالس هدف در شکل ۷ نشان داده شده است. پارامترهای مشترک در تمام نمودارهای این شکل عبارتند از؛ $B_0 = 0.5$ T و $\theta_0 = \pi/4$. همانطور که از شکل a-۷ به وضوح دیده می‌شود، بازای $P_g = 0.00001$ Pa که معرف یک فشار بسیار ناچیز و در

۳-۴ تحول زمانی انرژی جنبشی یون بر روی هدف

انرژی جنبشی نرمالیزه شده یون بر روی هدف که با $K_i = m_i V^2 / 2 k T_i = (U_x^2 + U_y^2 + U_z^2) / 2$ معرفی می‌شود، به عنوان تابعی از زمان و بازای مقادیر مختلفی از فشار گاز

پارامترهای مشترک شکل ۳ بوده و به‌خصوص $\theta_0 = \pi/4$ می‌باشد. در فرایند کاشت یون، زاویه فرود یون بر سطح هدف یکی از مهمترین پارامترهای فرایند کاشت به روش PIII می‌باشد، چرا که افزایش این زاویه فرایند کندوپاش^۹ سطح هدف را افزایش و عمق کاشت را کاهش می‌دهد و بالعکس. پس برای کاشت یون بدون کندوپاش، باید زاویه فرود یون به قائم نزدیک باشد.

شکل a-۸ نشان می‌دهد که زاویه فرود یون بر سطح هدف^{۱۰} (IAOT) از صفر به سرعت رشد کرده و به یک مقدار ثابت کوچکتر یا مساوی θ_0 ، زاویه انحراف میدان مغناطیسی، اشباع می‌شود. در ابتدا حرکت یون با نیروی الکتریکی و عمود بر سطح هدف آغاز شده و با نیروی مغناطیسی $\mathbf{q}\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ که سعی در انحراف یون به سمت میدان مغناطیسی می‌کند، منحرف می‌شود. در غیاب برخورد ($P_g = 0/0001$) زاویه فرود یون دقیقاً به زاویه انحراف میدان مغناطیسی رسیده و به این زاویه اشباع می‌شود. به عبارت دیگر، در غیاب برخورد کشسان یون-خنثی، فرود یون بر سطح هدف هم‌راستای با میدان مغناطیسی خواهد بود. با این وجود، این شکل تأکید می‌کند که افزایش فشار گاز خنثی (افزایش نرخ برخوردهای کشسان یون-خنثی)، با کاهش انرژی و سرعت یون، مغناطش یون را تضعیف کرده و زاویه فرود آن بر سطح هدف را به مقداری کمتر از زاویه میدان θ_0 تقلیل داده و به فرود قائم نزدیک می‌کند. در حقیقت، افزایش فشار گاز خنثی با ایجاد نیروی اصطکاک بیشتر، و کاهش سرعت و در نتیجه کاهش مغناطش یون، مانع از هم‌راستایی کامل این ذره با میدان شده و آن را به فرود قائم ناشی از میدان الکتریکی متمایل می‌کند، به نحوی که هرچقدر فشار گاز خنثی بیشتر شود، اصطکاک ناشی از آن سریعتر مغناطش یون را خنثی کرده و فرود یون را به قائم نزدیکتر می‌کند. علت اشباع زاویه فرود این است که پس از مدتی از لحظه اعمال پالس به هدف، در یک زاویه

نتیجه فقدان برخورد یون-خنثی می‌باشد، انرژی جنبشی یون بر روی هدف، طبق قانون پایستگی انرژی مکانیکی، به سرعت افزایش یافته و به مقدار $2 \times 10^4 \text{ eV}$ که معادل $e\eta_0$ است اشباع می‌شود. این نتیجه به خوبی با نتایج حاصل از تحلیل پلاسماهای سرد غیربرخوردی ایستا هم‌خوانی دارد [۲۱]. همین شکل به خوبی نشان می‌دهد که افزایش فشار گاز خنثی (اصطکاک) با نقض پایستگی انرژی مکانیکی، منجر به کاهشی چشمگیر در انرژی جنبشی نسبت به $e\eta_0$ یا همان مقدار اشباع آن در غیاب اصطکاک می‌گردد. علاوه براین، شکل a-۷ نشان می‌دهد که افزایش فشار گاز خنثی منجر به ظهور یک قله در تحول زمانی انرژی جنبشی یون می‌شود که ارتفاع این قله نیز با افزایش فشار تقلیل می‌یابد. از نظر منطقی میان اشکال قبل با شکل ۷ یک سازگاری کامل برقرار است چرا که با افزایش فشار گاز خنثی و آهنگ برخوردهای یون-خنثی حین حرکت یون به سمت هدف، اصطکاک ایجاد شده سرعت یون را تقلیل داده و جلوی تخلیه غلاف از یون‌ها را می‌گیرد و به عبارت دیگر ضمن کاهش جریان یون به سمت هدف، رشد غلاف را نیز کند می‌کند.

علی‌رغم اثرات چشمگیر فشار گاز خنثی، شکل b-۷ نشان می‌دهد که زمان رشد پالس ولتاژ هدف اثری بر مقدار انرژی اشباع شده یون بر روی هدف نداشته و صرفاً رسیدن به این مقدار اشباع را به تأخیر می‌اندازد. این تأخیر منجر به تغییرات زمانی گسترده‌تر در مقدار انرژی جنبشی یون‌های کاشته شده می‌گردد و غیر یکنواختی بیشتری در عمق کاشت را رقم می‌زند. بنابراین، همانگونه که رشد پهنای غلاف را کند می‌کند، رسیدن به انرژی نهایی را نیز به تأخیر می‌اندازد و از این منظر با سایر نتایج سازگار است. برادشاو و همکاران با شبیه‌سازی عددی به این نتیجه رسیدند که گسیل الکترون ثانوی از سطح هدف منجر به افزایش شار و انرژی الکترونی بر روی هدف شده و آن را تخریب می‌کند [۲۲].

۵-۳ زاویه فرود یون بر روی هدف

شکل ۸ زاویه فرود یون $\theta = \arctan(V_{||}/V_x)$ بر روی هدف را بر حسب زمان و بازای مقادیر مختلفی از دو پارامتر P_g و τ_r نشان می‌دهد. پارامترهای مشترک نمودارهای این شکل همان

^۹ Sputtering

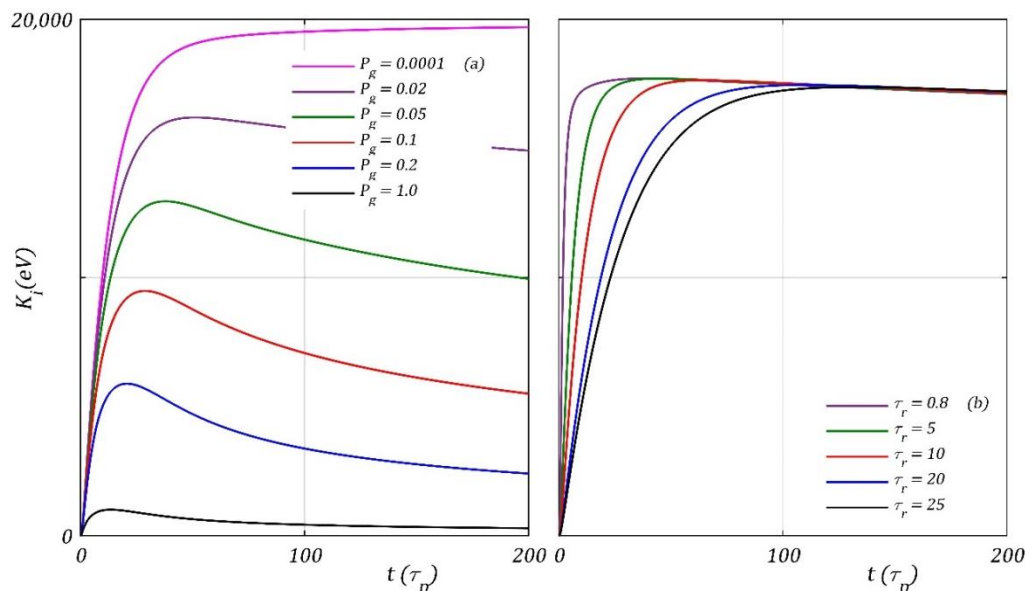
^{۱۰} Incident Angle On Target

یون که نیاز به فرود قائم یون بر سطح هدف دارد (عمق کاشت نیز با انرژی یون تعیین می‌شود)، از میدان مغناطیسی عمود بر سطح هدف استفاده کرد تا یون‌هایی که در مسیر حرکت به سمت هدف، در اثر برخورد با اتم‌های گاز خنثی پراکنده شده و از فرود قائم منحرف می‌شوند، مجدداً به مسیر قائم بازگردند. هرچقدر فشار گاز خنثی بیشتر شود وجود این میدان مغناطیسی عمود بر سطح هدف نیز ضرورت بیشتری پیدا می‌کند. برعکس، در مواردی که به کندوپاش هدف نیاز می‌شود (در حکاکی و لایه نشانی‌ها)، باید یون‌ها فرود غیر قائم داشته باشند تا بجای کاشت، فرایند کندوپاش را رقم بزنند و لذا در این موارد میدان مغناطیسی مایل بر سطح هدف برای فرود غیر قائم یون‌ها ضرورت پیدا می‌کند.

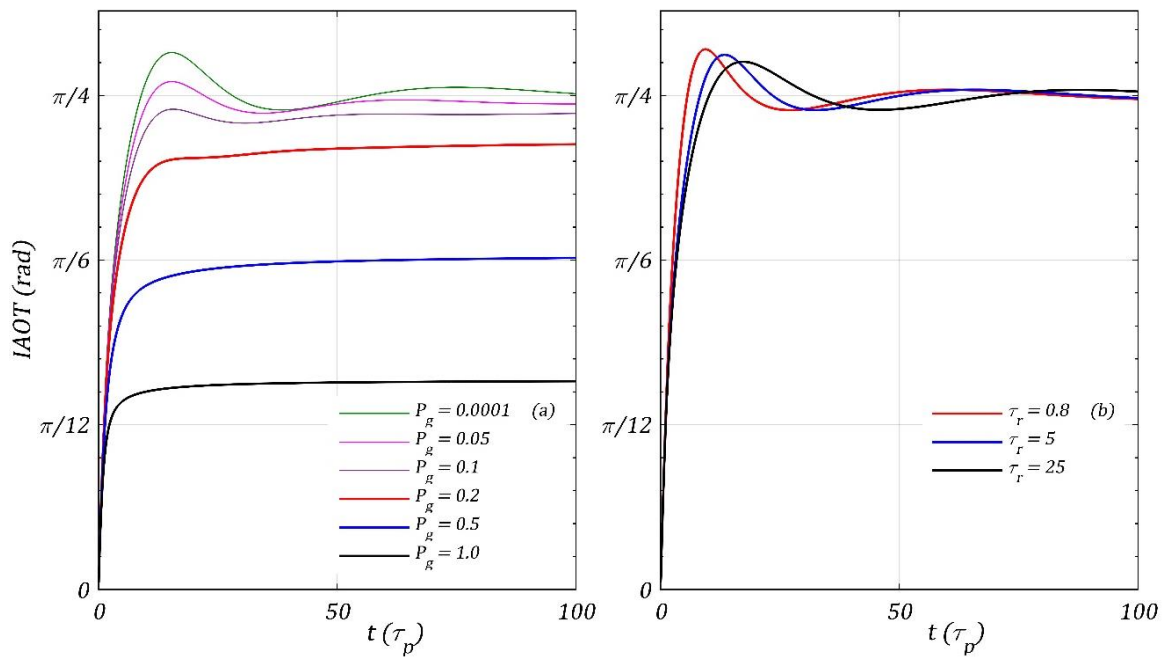
فرود ثابت (اشباع)، سه نیروی الکتریکی، مغناطیسی و اصطکاک برخوردی وارد بر یون در راستای عمود بر سرعت یون به تعادل ایستا می‌رسند. همچنین، با افزایش فشار گاز خنثی و در نتیجه افزایش فرکانس برخوردهای کشسان یون-خنثی، نوسانات زمانی زاویه فرود یون حول زاویه اشباع نهایی، که ناشی از مغناطش و حرکت سایکلوترونی یون می‌باشد، تقلیل یافته و به یک مقدار ثابت اشباع می‌شود.

نهایتاً، شکل b-8 نشان می‌دهد که افزایش زمان رشد پالس هدف، با ایجاد تاخیر در رسیدن به ولتاژ نهایی هدف، و در نتیجه با کاهش شتاب یون، روند مغناطش را با تاخیر مواجه می‌کند که منجر به تاخیر در اشباع زاویه فرود یون بر سطح هدف می‌شود اما مقدار این زاویه اشباع را تغییر نمی‌دهد. همانطور که در شکل a-8 بیان شد، این زاویه اشباع فرود یون به نیروی اصطکاک ناشی از برخورد یون-خنثی وابسته است و مستقل از زمان رشد پالس ولتاژ هدف می‌باشد.

به عنوان یک کاربرد واقعی از وابستگی زاویه فرود یون بر سطح هدف به فشار گاز خنثی و میدان مغناطیسی، می‌توان در کاشت



شکل ۷ تحول زمانی انرژی جنبشی نرمالیزه یون بر روی دیواره بازای مقادیر مختلفی از، P_g (a) بر حسب پاسکال و τ_r (b) بر حسب τ_p . در اشکال فوق، پارامترهای مشترک عبارتند از: $\theta_0 = \pi/4$ ، $B_0 = 0.5$ T، $P_g = 0.01$ Pa و $\tau_r = 10$.



شکل ۸. منحنی زمانی زاویه فرود یون (IAOT) بر روی هدف بازای مقادیر مختلفی از P_g (a) بر حسب پاسکال و τ_r (b) بر حسب τ_p . در اشکال فوق، پارامترهای مشترک همان پارامترهای شکل ۳ می باشند.

۴- خلاصه و نتایج

تحول زمانی لایه مرزی یک پلاسمای گرم مغناطیده برخوردی نیتروژن در فرایند کاشت یون به روش PIII در پاسخ به یک پالس ولتاژ وابسته به زمان اعمال شده به هدف مورد نقد و بررسی واقع می شود. لایه مرزی پلاسما با استفاده از مدل سیالی و معادلات آن مورد مطالعه قرار می گیرد. برای حل مجموعه معادلات وابسته به زمان این مدل، از یک طرح اختلاف محدود صریح برای گسسته سازی، همراه با تقریب بسط سری تیلور و خطی سازی روابط استفاده شده است. تا کنون اثر پارامترهای مختلفی همچون شدت ولتاژ پالس اعمال شده بر هدف، جرم یون و تعداد یونها و یا شدت میدان مغناطیسی بر روی مشخصات غلاف پلاسما، شامل ساختار و پهنای غلاف، انرژی و شار یونها، سرعت یون و توزیع فضایی و زاویه فرود یون بر سطح هدف مورد تحلیل واقع شده اند. یافته های اصلی این مقاله، یعنی اثر زمان رشد پالس و فشار پلاسما بر این مشخصات، به صورت زیر برجسته می شوند.

۱- فشار گاز خنثی یا همان برخورد کشسان یون-خنثی، انرژی و هر دو چگالی جریان یون عمود و موازی با سطح هدف را تضعیف می کند. همچنین، فشار گاز خنثی سرعت انبساط غلاف پلاسما،

زاویه فرود یون و انرژی جنبشی یون بر سطح هدف را کاهش می دهد. کاهش زاویه فرود به معنای افزایش فرود قائم و کاشت عمیق تر یون بوده و کاهش انرژی یون نیز به معنای کاهش عمق نفوذ می باشد. همچنین، با افزایش فشار گاز خنثی و کاهش بیشتر ضخامت غلاف، می توان شرایط ایده آل و بهینه برای کاشت یون در سطوح پیچیده را فراهم نمود. باید توجه داشت که افزایش بیش از حد فشار گاز خنثی، با کاهش جریان یون بر سطح هدف همراه بوده و زمان کاشت را افزایش می دهد.

۲- افزایش زمان رشد ولتاژ تغذیه هدف، یکنواختی زمانی چگالی جریان یون بر روی هدف را موجب شده و با کاهش سرعت انبساط لایه مرزی پلاسما، ضخامت اشباع این لایه را کاهش می دهد. با این وجود، زمان رشد ولتاژ هدف تأثیری بر انرژی جنبشی نهایی یون و زاویه فرود آن بر سطح هدف نداشته و صرفاً رسیدن به این مقادیر نهایی را به تأخیر می اندازد. اما شاید مهمترین اثر افزایش زمان رشد پالس هدف ازدیاد میزان غیر یکنواختی توزیع زمانی انرژی یون بر روی هدف باشد که به عمق کاشت غیر یکنواخت یون منجر

3. P. Chu, C. Chan, Applications of plasma immersion ion implantation in microelectronics-a brief review, *Surf. Coat. Technol.* 136, 151(2001). [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(00\)01046-X](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(00)01046-X)

4. P. K. Chu, S. Qin, C. Chan, N. W. Cheung, L. A. Larson, Plasma immersion ion implantation—a fledgling technique for semiconductor processing, *Mater. Sci. Eng. R.* 17(6), 207 (1996). [https://doi.org/10.1016/S0927-796X\(96\)00194-5](https://doi.org/10.1016/S0927-796X(96)00194-5)

5. M. A. Lieberman, Model of plasma immersion ion implantation, *J. Appl. Phys.* 66, 2926–2929 (1989). <https://doi.org/10.1063/1.344172>.

6. M. Lieberman, A. Lichtenberg, *Principle of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2nd edn. (Wiley Interscience, 2005), pp. 176-178.

7. A. Fridman, *Plasma chemistry*, (Cambridge university press, 2008), p. 144.

8. S. Kar, S. Mukherjee, Study of electron behavior in a pulsed ion sheath, *Phys. Plasmas.* 15, 063504 (2008) □ <https://doi.org/10.1063/1.2934640>

9. J. Moreno, A. Khodaei, D. Okerstrom, M. P. Bradley, L. Couedel, Time-resolved evolution of plasma parameters in a plasma immersion ion implantation source, *Phys. Plasmas.* 28, 123523 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0063610>

10. T. E. Sheridan, J. Goree, Collisional plasma sheath model, *Phys. Fluid B.* 3, 2796–2804 (1991). <https://doi.org/10.1063/1.859987>

11. L. Minghao, Z. Yu, D. Wanyu, L. Jinyuan, W. Xiaogang, Effects of Ion Temperature on Collisionless and Collisional RF Sheath, *Plasma Sci. Technol.* 8, 544 (2006). <https://doi.org/10.1088/1009-0630/8/5/10>

12. D. T. K. Kwok, Q. Y. Lu, L. H. Li, R. K. Y. Fu, P. K. Chu, Theoretical investigation of sheath expansion and implant fluence uniformity in enhanced glow discharge plasma immersion ion implantation, *Appl.*

می‌شود. همچنین، رشد این پارامتر با کاستن از چگالی جریان یونی عمود بر سطح هدف، زمان کاشت را افزایش می‌دهد.

همانگونه که ذکر شد، در انجام محاسبات این پژوهش از نرم افزار پیشرفته اما سنگین متلب استفاده شده است. شاید استفاده از نرم افزارهای تخصصی و سبک‌تری مانند کامسول مالتی فیزیک روند کار و محاسبات را تسریع و دامنه محاسبات را از نظر فضایی و زمانی گسترش می‌داد و به نتایجی جامع‌تر منجر می‌شد. در تحقیق بعدی می‌توان اثر میدان مغناطیسی مایل بر سطح هدف را با همین مدل سیالی و یا مدل‌های هابیرید مورد بررسی عددی قرار داد. یا اثر جرم یون مثبت و یا بار الکتریکی و دمای یون منفی را نیز به محاسبات اضافه نمود و به نتایج جالبی دست یافت. همچنین، از آنجا که در این تحقیق رفتار زمانی ساختار غلاف پلاسما بررسی شده است، و میدان الکتریکی غلاف نیز ساختاری وابسته به زمان است، می‌توان بررسی کرد که اثر جریان جابجایی ایجاد شده تا چه حد جدی است.

سهم مولفین

تمام مولفین در تولید، نگارش و ویرایش این متن سهم یکسانی داشته و همگی نسخه نهایی را تایید می‌کنند.

اظهار موجودیت داده‌ها

این متن داده‌های اشتراکی نداشته یا اطلاعات آن ودیعه داده نخواهد شد. کلیه داده‌ها موجود بوده و در صورت نیاز ارائه خواهند شد. تمام نتایج این پژوهش به صورت نمودار و شکل ارائه می‌شوند.

منابع

1. C. Bortolan, C. Paternoster, S. Turgeon, C. Paoletti, M. Cabibbo, N. Lecis, and D. Mantovani, Plasma-immersion ion implantation surface oxidation on a cobalt-chromium alloy for biomedical applications, *Biointerphases.* 15,041004 (2020). <https://doi.org/10.1116/6.0000278>.
2. M. Risch, M. P. Bradley, Prospects for band gap engineering by plasma ion implantation, *Phys. Status. Solidi. C.* 6, S210-S213 (2009). <https://doi.org/10.1002/pssc.200881279>

19. M. Khoramabadi, H. Ghomi, P. D. Shukla, Numerical investigation of the ion temperature effects on magnetized DC plasma sheath, *J. Appl. Phys.* 109, 073307 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3569844>
20. Elia Jüngling, Sebastian Wilczek, Thomas Mussenbrock, Marc Böke and Achim von Keudell, Plasma sheath tailoring by a magnetic field for three-dimensional plasma etching, *Appl. Phys. Lett.* 124, 074101 (2024). <https://doi.org/10.1063/5.0187685>
21. T. E. Sheridan, Pulsed sheath dynamics in a small cylindrical bore, *Phys. Plasmas* 1, 3485 (1994). <https://doi.org/10.1063/1.870881>
22. Kolter Bradshaw, Ammar Hakim and Bhuvana Srinivasan, Effects of oxidation and impurities in lithium surfaces on the emitting wall plasma sheath, *Phys. Plasmas* 32, 063506 (2025). <https://doi.org/10.1063/5.0258265>
- Phys. Lett. 93, 091501 (2008). <https://doi.org/10.1063/1.2977962>
13. G. A. Emmett, M. A. Henry, Numerical simulation of plasma sheath expansion, with applications to plasma-source ion implantation, *J. Appl. Phys.* 71, 113–117 (1992). <https://doi.org/10.1063/1.350740>
14. T. E. Sheridan, Transient sheath in a cylindrical bore for finite-rise-time voltage pulses, *Surf. Coat. Tech.* 85 (3), 204–208 (1996). [https://doi.org/10.1016/0257-8972\(96\)02858-7](https://doi.org/10.1016/0257-8972(96)02858-7)
15. J. E. Allen, Comment on; Comment on; Magnetic field effects on gas discharge plasmas [*Phys. Plasmas* 14, 024701 (2007)], *Phys. Plasmas*. 14, 094703 (2007). <https://doi.org/10.1063/1.2772625>.
16. M. Khoram, F. Masoudi, Effect of constant collision mean free time on the boundary layer of the active collisional warm plasma, *Sci. Rep.* 11, 18359 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41598-021-97750-1>
17. D. T. K. Kwok, M. M. M. Bilek, D. R. McKenzie, P. K. Chu, The importance of bias pulse rise time for determining shallow implanted dose in plasma immersion ion implantation, *Appl. Phys. Lett.* 82, 1827 (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1563063>
18. K. Yasserian, M. Aslaninejad, Parameter space region in the collisional magnetized electronegative plasma, *Phys. Plasmas*. 17, 023501 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3310837>

Effect of the rise time of the biasing voltage and neutral gas pressure on time evolution of the plasma boundary layer in plasma immersion ion implantation

¹ Mansour Khoram, ² Kiomars Yasserian, ² Narges Shahandehgermi

^{1*} Department of Physics, Bo. C., Islamic Azad University, Borujerd, Iran

² Department of Physics, Ka. C., Islamic Azad University, Karaj, Iran

Article details

Received: 2025/04/19

Accepted: 2025/08/5

Published: 2025/08/10

ISSN: 2588-493x

eISSN: 2588-4821

Correspondence email:

m.khoramabadi@srbiau.ac.ir



Abstract

Formation and temporal evolution of the plasma boundary layer in plasma immersion ion implantation are investigated in the presence of a static magnetic field. Here the ions are not cold and their temperature has been taken into account. By using a negative high-voltage pulse with an exponential ramp function on a target immersed in plasma, a positive space charge is formed and expanded around it. Rise time of the ramp function and pressure of the plasma neutral gas influence the formation and expansion of the plasma boundary layer near the target. The time evolution of the 2 ion current density, ion kinetic energy and ion incident angle as well as the time evolution of the positive space charge and the width of the boundary layer are studied as functions of the neutral gas pressure and the rise time of the exponential ramp function. Our findings show that the time dependency of the variables of the plasma boundary layer is more pronounced for a longer rise time.

Keywords: Magnetized collisional plasma, Plasma boundary layer, Ion implantation, Rise time