بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی

بررسی اثر کندو پاش در لایه‌نشانی فیلم‌های آمورف کربنی

سمیه مهرابیان

دانشکده فیزیک، دانشگاه شاهرود، شاهرود، ایران

چکیده – در این تحقیق به بررسی اثر کندوپاش ناشی از برخورد یون‌های پرانرژی با زیرلایه در حین لایه‌نشانی فیلم‌های آمورف کربنی پرداخته می‌شود. لذا، حرکت یون‌ها و ذرات خنثی در غلاف پلاسما شبیه‌سازی شده و انرژی آن‌ها در هنگام برخورد با زیرلایه محاسبه می‌گردد. سپس این انرژی بعنوان ورودی در کد *SRIM* وارد شده و اثر کندوپاش ناشی از آن تحت ولتاژهای بایاس و درجه یونیزاسیون-های مختلف، بدست می‌آید. نتایج نشان می‌دهد که کندوپاش یون‌های پرانرژی در رشد فیلم‌های آمورف کربنی تاثیر بسزایی ندارد و حتی با افزایش ولتاژ زیرلایه تحت تاثیر کاشت یون‌ها قرار گرفته و مقدار آن کاهش می‌یابد.

کلید واژه- فیلم‌های آمورف کربنی، کاشت یون‌ها، کندوپاش، ولتاژ بایاس.

Investigation of the Sputtering Effects on the Amorphous Carbon Films' Deposition

Somayeh Mehrabian

Physics Department, University of Shahrood, Shahrood, Iran

Abstract- In this paper, the effect of sputtering of high-energy ions on the growth of amorphous carbon films is investigated. Therefore, the ion and neutral movements in the sheath are simulated and their energy at the moment of collision with the substrate is computed. The obtained energy is an input to the SRIM code being used to investigate the sputtering yield under different substrate biases and ionization degrees. Our results show that the sputtering of high-energy ions does not affect the films' growth. It also decreases with increment of the substrate bias which is due to the transition toward ion implantation.

Keywords: Amorphous carbon films, Ion implantation, Sputtering, Substrate bias

[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-31]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

کربن دارای آلوترپ های گرافیت، الماس، کربن آمورف، فولرین و نانولوله‌های کربنی است. فاز آمورف (a-C) کربن از لایه نشانی کنترل شده فازهای الماس، گرافیت و پلیمر بدست می‌آید و ساختار آن ترکیبی از پیوندهای sp^3 الماسی و sp^2 گرافیتی است. فیلم‌های آمورف کربنی بدلیل خصوصیات منحصر به فرد اپتیکی، مکانیکی، شیمیایی و زیست‌سازگاری مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند. برای لایه‌نشانی این فیلم‌ها از یک محیط پلاسمایی استفاده شده و یون‌ها در غلاف پلاسما که یک ناحیه‌ی بار فضاییِ مثبت است بسمت زیرلایه شتاب می‌گیرند. انرژی این یون ها در هنگام برخورد بر ساختار و خواص مکانیکی فیلم ها تاثیر بسزایی داشته و علاوه بر رشد می‌تواند با کند و پاش، آهنگ رشد را کاهش دهد. در حقیقت، رشد، ترکیب و ساختار این فیلم‌ها تحت تاثیر رقابت بین رشد بوسیله رادیکال‌ها و یون‌های کم انرژی و کندوپاش با یون‌های پر انرژی است. از این رو در این تحقیق برآنیم تا به بررسی اثر کندوپاش ناشی از یون‌های پر انرژی در حین رشدِ فیلم های آمورف کربنی پرداخته و بازده آن را در شرایط مختلف بررسی نماییم.

۲- مدل ریاضی

در ادامه به ارائه‌ی مدلی می‌پردازیم که شامل دنبال کردن ذرات در غلاف پلاسما بعلاوه‌ی بررسی اثر کندوپاش ناشی از آن‌هاست.

۲-۱- غلاف پلاسما

محیط شبیه سازی شامل یک زیرلایه‌ی بایاس شده، در یک محیط پلاسمایی است. کمینه‌ی سرعت ذرات (تعداد ذرات ورودی $۱۰^۵$ یون می‌باشد) برای ورود به غلاف پلاسما در صورت یون بودن برابر با سرعت بوهم ($V_b = \sqrt{K_B T_e / m_i}$) و در صورتی که خنثی باشند برابر با سرعت گرمایی ذرات است. زمانی که اختلاف پتانسیل غلاف زیاد است، $eV_{Bais} >> K_B T_e$، ضخامت غلاف به‌صورت زیر تخمین زده می‌شود (قانون چیلد). [۱]

$$S = \frac{\sqrt{2}}{3}\lambda_D \left(\frac{eV_{Bias}}{K_B T_e}\right)^{3/4} \quad (۱)$$

میدان الکتریکیِ غلاف پلاسما نیز برابر است با [۱]

$$\vec{E}_{sheath} = \frac{4}{3}\frac{V_{Bias}}{s}\left(\frac{z}{s}\right)^{1/3} \quad (۲)$$

حرکت ذره در غلاف پلاسما با معادله‌ی زیر توصیف می‌شود که در آن r بردار مکان یون و $r(0)$ بردار مکان اولیه‌ی آن می‌باشند.

$$r(\tau) = r(0) + \int_0^\tau v(t)dt$$
$$v(\tau) = v(0) + \int_0^\tau a(t)dt \quad (۳)$$

۲-۲- کند و پاش

کنده شدن اتم‌های سطحیِ یک جسم جامد در اثر برخورد یون‌های پرانرژی با سطحِ آن، کندوپاش نامیده می‌شود. جسم جامدی را در نظر بگیرید که در معرض یون‌های پر انرژی (E) قرار می‌گیرد. در اثر برخورد و انتقال انرژی به اتم‌های این جسم، اتم‌های جسم با انرژی E_0 پس زده می‌شوند. هر یک از این اتم‌های پس زده شده نیز به نوبه‌ی خود می‌توانند آبشاری از برخوردها ایجاد کنند که در این برخوردها، انرژی در سری‌ای از برخوردهای دودویی تقسیم می‌شود. در نتیجه‌ی حرکات ناشی از این اتم‌های پس زده شده است که نهایتاً تعدادی از اتم‌ها از سطح خارج می‌شوند. [۲-۴] بازده کندوپاش بصورت تعداد اتم‌های کنده شده به ازای یک اتم فرودی تعریف می‌شود و برای محاسبه‌ی آن بر اساس انرژیِ ذره‌یِ بمباران کننده، بدست آوردن تعداد اتم‌های پس زده شده در جسم و تعدادی از آن‌ها که می‌توانند از سطح فرار کنند، ضروری است.

اگر $n(E, E_0)$ تعداد متوسط اتم‌هایی باشد که در اثر برخورد ذره‌ای با انرژیِ $E(> E_0)$ به سطح، در جسم به حرکت در می‌آیند و با فرض اینکه برخوردهای صورت گرفته الاستیک باشند، خواهیم داشت: [۴]

$$n(E, E_0) = \Gamma_m \frac{E}{E_0} \quad (۴)$$

که Γ_m به انرژی E و سطح مقطع پراکندگی ناشی از آن بستگی دارد. اما اتم بمباران کننده لزوماً انرژی اش را از طریق برخوردهای الاستیک از دست نمی‌دهد، بلکه توانایی برانگیخته کردن الکترون‌ها را نیز دارد. در اینصورت تعداد کل اتم‌هایی که پس از برخورد ذره‌ی

[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-31]

اولیه‌یِ دارایِ انرژی E، در جسم به حرکت در می‌آیند بصورت زیر است: [۴]

$$n(E,E_0)\frac{F_D(E,\Omega,r)}{E} \qquad (۵)$$

که در آن $F_D(E,\Omega,r)$ چگالی انرژی انباشته شده در جسم به ازای ذره‌ای است که با انرژی E در جهت Ω و در مکان r به سطح جسم جامد برخورد می‌کند و از طریق انتقال انرژی به الکترون‌ها کند می‌شود. بنابراین تعداد متوسط اتم‌هایی که در هر زمان با انرژی (E_0,dE_0)، در جسم جامد حرکت می‌کنند برابر است با

$$n(E,E_0)\frac{F_D(E,\Omega,r)}{E}dt_0 = n(E,E_0)\frac{F_D(E,\Omega,r)}{E}\frac{dE_0}{v_0\left|dE_0/dx\right|} \qquad (۶)$$

که dt_0 متوسط زمان لازم برای اتم پس زده شده است تا از انرژی E_0+dE_0 به انرژی E_0 برسد که v_0 سرعت اتم جسم جامد با انرژی E_0 است.

بنابراین اثر برخورد یک ذره‌ی پرانرژی با سطح جسم، تولید توزیع ایستایی از ذرات متحرک در ماده است. با فرض اینکه جهت حرکت اتم‌ها در ماده همسانگرد می‌باشد، می‌توان تعداد اتم‌هایی را که توانایی رسیدن به سطح جسم در جهت مشخص Ω_0 را دارند، محاسبه نمود. دراینصورت، تعداد متوسط اتم‌هایی که با انرژی (E_0,dE_0) در جهت $(\Omega_0,d^2\Omega_0)$ در حجم (r,d^3r) به حرکت در می‌آیند برابر است با: [۴]

$$\Gamma_m\frac{F_D(E,\Omega,r)}{E_0}\frac{dE_0}{v_0\left|dE_0/dx\right|}\Omega_0\frac{d^2\Omega_0}{4\pi} \qquad (۷)$$

اگر این ذرات بتوانند به سد پتانسیلی که در سطح جسم وجود دارد غلبه کنند، بعنوان اتم‌های کنده شده محسوب می‌شوند. نهایتاً، بازده کند و پاش یک ذره که با انرژی E و تحت زاویه θ به سطح جسم برخورد می‌کند، بر اساس انرژی ذرات کنده شده (E_0) در $r=0$ و در جهت θ_0 بصورت زیر بدست می‌آید: [۴]

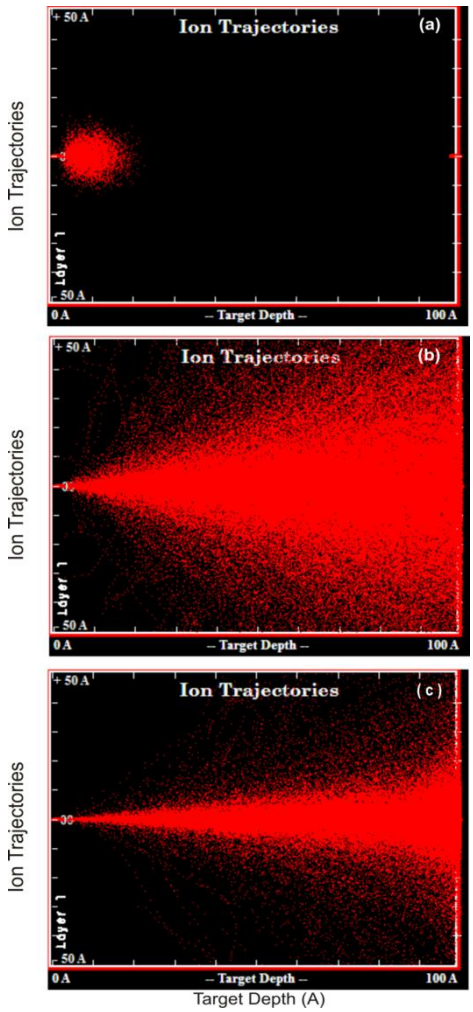
$$d^3Y=\Gamma_m\frac{F_D(E,\theta,0)}{E_0}\frac{dE_0}{\left|dE_0/dx\right|}\cos\theta_0\frac{d^2\Omega_0}{4\pi} \qquad (۸)$$

۳- حل عددی معادلات

برای آغاز شبیه‌سازی، موقعیت اولیه‌ی ذرات شرکت کننده در رشد (یون و رادیکال غالب در پلاسماهای متان به ترتیب CH_3^+ و CH_3 می‌باشند.) بر روی محور Z در لبه‌ی غلاف است در حالی‌که بر روی صفحه‌ای با طول و عرض یک میکرومتر توزیع شده اند. غلاف غیر برخوردی در نظر گرفته شده و دنبال کردن ذرات تا زمان برخورد آن‌ها با زیرلایه ادامه می‌یابد. از آنجاییکه در این مرحله انرژی ذرات برخوردی با زیرلایه مشخص شده است، این انرژی بعنوان انرژی یون‌های فرودی در کد SRIM مورد استفاده قرار می‌گیرد تا کند و پاش ناشی از این یون‌ها بررسی شده و بازده کندوپاش مورد محاسبه قرار گیرد.

۴- نتایج

مسیر یون‌های فرودی در داخل ماده به ازای ولتاژهای ۱۰۰، ۵۰۰۰ و ۲۵۰۰۰ V در شکل ۱ به نمایش درآمده است.

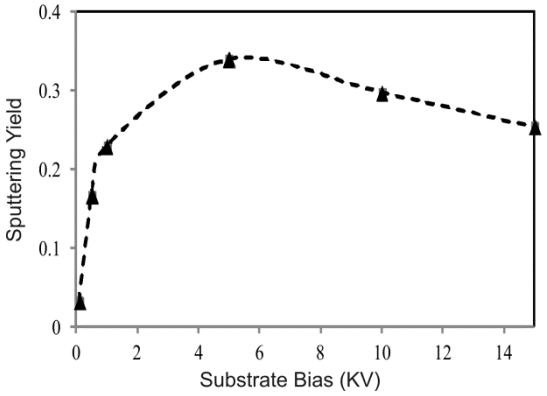


شکل ۱: مسیر یون‌ها در داخل ماده به ازای ولتاژهای اعمالی (a) ۱۰۰، (b) ۵۰۰۰ و (c) ۲۵۰۰۰ V

[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-31]

همانگونه که از شکل مشخص است در ولتاژهای بالاتر میزان نفوذ یون‌ها در زیرلایه بیشتر شده و پس از عبور از یک آستانه‌ی انرژی، یون‌ها به جای پخش در ماده مسیر نسبتاً مستقیمی را طی می‌کنند که نشان‌دهنده نزدیکی به مرزِ انرژی لازم جهت کاشت یونی است.

بازده کندوپاش (تعداد اتم‌های کنده شده به ازای یک یون فرودی) به ازای ولتاژهای اعمالیِ ۱۰۰، ۵۰۰، ۱۰۰۰، ۵۰۰۰، ۱۰۰۰۰ و $15000V$ در شکل ۲ مشاهده می‌شود.

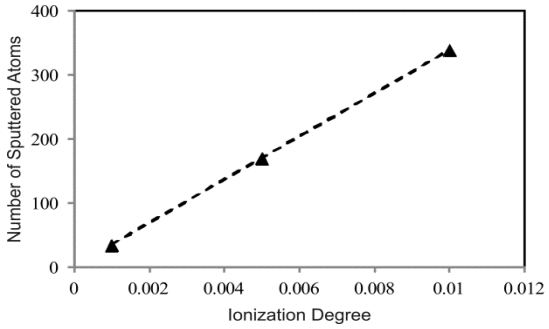


شکل۲: بازده کندوپاش به ازای ولتاژهای مختلف زیرلایه

همانگونه که مشخص است بازده کندوپاش در ابتدا با افزایش بایاس زیرلایه افزایش یافته و پس از رسیدن به مقدار بیشینه شروع به کاهش می‌کند. افزایش بازده با افزایش ولتاژ زیرلایه به دلیل افزایش انرژی یون‌ها منجر به ایجاد آبشاری برخوردی با تعداد بیشتری از اتم‌های درگیر در ماده شده و از این‌رو تعداد اتم‌های رسیده به سطح و کنده شده از آن، را نیز افزایش می‌دهد. اما این روند افزایشی حفظ نشده و به ازای ولتاژهای‌های بیشتر از $5000V$ شروع به کاهش می‌کند که این کاهش به دلیل گذار به ناحیه‌ی انرژی‌ای است که در آن کاشت یون‌ها در ماده بر کندوپاش ناشی از آن‌ها غلبه می‌کند.

شکل ۳ نیز میزان اتم‌های کنده شده از سطح در ولتاژ بایاس ثابت $5000V$ و به ازای درجه یونیزاسیون‌های ۰/۰۰۱، ۰/۰۰۵ و ۰/۰۱ را نشان می‌دهد.

از آنجاییکه با افزایش درجه‌ی یونیزاسیون تعداد یون‌های رسیده به سطح افزایش می‌یابد، با ضرب بازده یونیزاسیون در تعداد یون‌ها می‌توان به تعداد اتم‌های کنده شده از سطح رسید که این تعداد با افزایش درجه‌ی یونیزاسیون بصورت خطی افزایش می‌یابد.



شکل ۳: تعداد اتم‌های کنده شده به ازای درجه یونیزاسیون‌های مختلف در ولتاژ ثابت $5000V$

با کاهش چگالی پلاسما و افزایش دمای زیرلایه نیز می‌توان بازده کندوپاش را تغییر داد. زیرا این تغییرات به ترتیب سبب افزایش و کاهش طول غلاف پلاسما شده و با تاثیر بر انرژی کسب شده توسط یون‌ها در این فاصله، بازده کندوپاش را به ترتیب افزایش و کاهش می‌دهند.

۵- نتیجه‌گیری

بازده کندوپاش با افزایش ولتاژ بایاس افزایش یافته و پس از رسیدن به یک مقدار بیشینه شروع به کاهش می‌کند که این کاهش به دلیل گذار به ناحیه‌ی انرژی‌ای است که در آن کاشت یون‌ها در ماده بر کندوپاش ناشی از آن‌ها غلبه می‌کند. نیز افزایش درجه‌ی یونیزاسیون، تعداد اتم-های کنده شده از سطح را افزایش می‌دهد. اما تعداد بالای رادیکال‌ها و ذرات خنثیِ شرکت کننده در رشد در مقایسه با تعداد کم ذرات کنده شده در کندوپاشِ ناشی از یون-های پرانرژی، نشان می‌دهد که کندوپاش در رشد فیلم-های آمورف کربنی تاثیر بسزایی ندارد و حتی با افزایش ولتاژ زیرلایه تحت تاثیر کاشت یونی قرار گرفته و مقدار آن کاهش می‌یابد. نیز کاهش چگالی پلاسما و افزایش دمای زیرلایه به ترتیب سبب افزایش و کاهش بازده کندوپاش می‌شوند.

مراجع

[1] Lieberman M. A., Lichtenberg A. J., *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, John Wiley and Sons Inc., 1994.

[2] Thompson M. W., *II. The energy spectrum of ejected atoms during the high energy sputtering of gold*, **Philosophical Magazine**, 18:152 (1968) 377-414.

[3] Sigmund P., *Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets* **Phys. Rev**, 184 (1969) 383-416.

[4] Depla D., Mahieu S., *Reactive Sputter Deposition*, Springer, 2008.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-31]