

()

amortezaali@yahoo.com :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۷/۱۲/۷ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۹/۲/۲۱)

(R)	$\nu A^\circ / \text{sec}$	Carry ۵۰۰	% /
$(k \ n)$		(K.K.)	$200 \text{ nm} < \lambda < 3000 \text{ nm}$
$E > \text{reV}$			$(\epsilon_r \ \epsilon_i)$
n		n	k
			ϵ_i
$E > \text{reV}$			

نیم‌اندود تابشگرهای UV و آینه‌های تلسکوپ [۲] قطبشگرها، قطعات فعال نوری، فیلترهای اپتیکی، مدارهای میکروالکترونیک و اپتیک تجمعی را نام برد. کارهای متعددی از پیش از سه دهه گذشته تا کنون روی خواص اپتوالکترونیکی فلزات، فلزات نجیب و مخصوصاً مس کپه‌ای انجام شده است که از آنها می‌توان به خواص الکترون آزاد درود [۳ و ۱] و انحراف از آن [۴]، اثرات پراکندگی الکترون-فونون [۵]، تأثیر دمای زیرلایه بر نوع ساختار سطحی مس و مورفولوژی آن [۶]، تأثیر دمای زیرلایه بر خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس و نقره [۷]، مشخصه‌های لایه‌های نازک

اندازه‌گیری ثابت‌های اپتیکی فلزات نجیب از جمله مس از زمان درود شروع شد و تلاش برای بالا بردن دقت اندازه‌گیری و مقایسه نتایج تجربی و نظری ادامه یافت [۱]. با توجه به اینکه ساختار، خواص فیزیکی و به خصوص اپتیکی لایه‌های نازک را می‌توان بر حسب زیرلایه، دما، ضخامت، آهنگ انباشت و دیگر پارامترها به منظور دستیابی به مشخصه‌های فیزیکی مطلوب به میزان قابل توجهی تغییر داد، این ویژگی‌ها اساس توسعه کاربردهای لایه‌های نازک را تشکیل می‌دهند. از جمله این کاربردها می‌توان پوشش لایه‌های فلزی در آینه‌های

تجربی نیز معمولاً در بازه محدودی از انرژی $E_1 \leq E' \leq E_2$ است، R در خارج از این محدوده باید برونمایی شود. E_1 و E_2 به ترتیب حد پایین و بالایی است که $R(E)$ را می‌توان اندازه‌گیری کرد.

در انرژی‌های خیلی پایین فرض می‌کنیم بازتابندگی برای فلزات به سمت یک میل می‌کند. برای انرژی‌های بالا ($E_2 \leq E$) یکی از روش‌های برونمایی، روش قانون توانی می‌باشد که به صورت زیر است [۹]:

$$R(E) = R(E_2) \left(\frac{E_2}{E} \right)^m, \quad (4)$$

که در آن $R(E_2)$ بازتابندگی مربوط به حد بالایی فرکانس (انرژی) قابل اندازه‌گیری می‌باشد و m توان رابطه را می‌توان با روش آزمون و خطا و یا تجزیه و تحلیل فیزیکی معین نمود [۹].

با داشتن $\theta(E)$ و $R(E)$ می‌توان n و k را با استفاده از روابط زیر به دست آورد [۱۰]:

$$n = \frac{1-R}{1+R-2\sqrt{R} \cos \theta}, k = \frac{-2\sqrt{R} \sin \theta}{1+R-2\sqrt{R} \cos \theta}, \quad (5)$$

و سپس با معلوم شدن بخش‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست لایه می‌توان ثابت دی‌الکتریک (ϵ) را که با روابط

$$\epsilon_2 = 2nk, \quad \epsilon_1 = n^2 - k^2, \quad \epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2, \quad (6)$$

به ضریب شکست لایه مربوط می‌شوند را به دست آورد و به این طریق تمام ثابت‌های اپتیکی لایه مشخص می‌شوند.

برای لایه‌نشانی از زیرلایه شیشه لامل میکروسکوپ استفاده کردیم. زیرلایه‌ها را با استفاده از استن، اتانول و آب مقطر تمیز کردیم. لایه‌نشانی به روش تبخیر در خلأ انجام شد. دستگاه تبخیر مورد استفاده HIVAC مدل ۱۲A۴D بود که حداقل فشار قابل دسترسی آن 10^{-6} mbar می‌باشد. لایه‌نشانی در ضخامت‌های ۱۲nm، ۱۸nm و ۴۰nm با آهنگ $2A^\circ/sec$ انجام شد. طیف بازتابی $R(\lambda)$ را با زاویه تابش تقریباً صفر در بازه طول‌موج $3000nm < \lambda < 2000nm$ با دستگاه Carry 500 به دست آوردیم و سپس با استفاده از روش K.K. ضرایب اپتیکی و دی‌الکتریک نمونه‌های ساخته شده را به دست آوردیم.

مس و خواص اپتیکی آن به عنوان تابعی از آهنگ لایه‌نشانی [۸]، ثابت‌های اپتیکی مؤثر لایه‌های نازک نقره [۹]، خواص اپتیکی لایه‌های نازک نقره لایه‌نشانی شده به روش کند و پاش [۱۰]، خواص اپتیکی و ساختاری لایه‌های نازک اکسید مس که به وسیله اکسیداسیون لایه‌های فلزی رشد داده شده‌اند [۱۱]. مطالعات اپتیکی روی لایه‌های نازک مس بر زیرلایه سیلیکان (۱۱۱) [۱۲]، اثر ابعاد لایه‌های نانویی مس بر روی ثابت‌های مختلط اپتیکی و گذردهی در ناحیه مادون قرمز [۱۳] اشاره کرد. در این مقاله به بررسی خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس بر حسب ضخامت و مقایسه میان لایه‌های نازک و نمونه حجمی، با روش کرایمرز کرونیگ می‌پردازیم.

یکی از مهم‌ترین روش‌های تعیین ثابت‌های اپتیکی، روش کرایمرز کرونیگ می‌باشد. با این روش می‌توان در تمام بسامدها قسمت حقیقی تابع پاسخ نوری را با داشتن قسمت مجازی و بالعکس به دست آورد [۸]. رابطه کرایمرز کرونیگ در واقع به صورت انتگرالی زیر می‌باشد:

$$R_i(E) = -\frac{2E}{\pi} P \int_0^\infty \frac{R_r(E') - R_r(E)}{E'^2 - E^2} dE', \quad (1)$$

اگر ضریب بازتاب فرنل را به شکل قطبی بنویسیم، به رابطه زیر می‌رسیم:

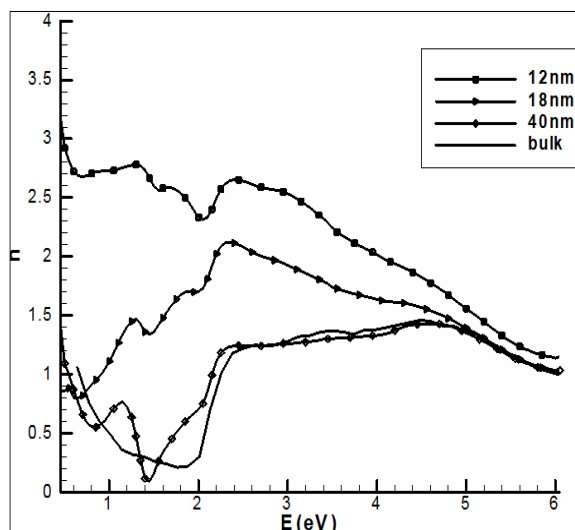
$$r(E) = R^{1/2}(E) e^{i\theta(E)}, \quad (2)$$

که در آن $\theta(E)$ زاویه فاز و $R(E)$ بازتابندگی است که به ترتیب مربوط به بخش موهومی و حقیقی رابطه کرایمرز کرونیگ می‌باشند.

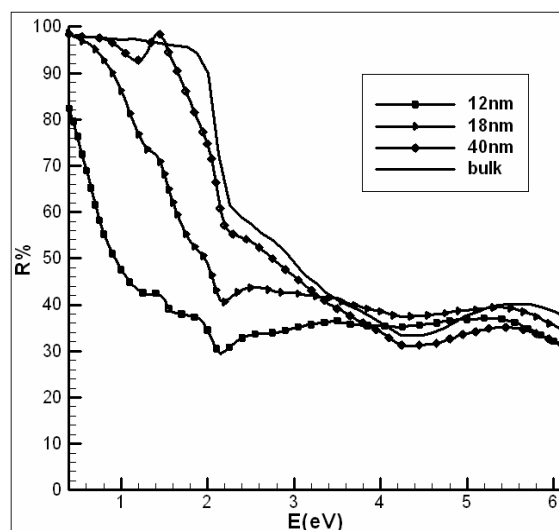
با گرفتن لگاریتم از دو طرف معادله (۲)، و به کارگیری رابطه (۱) در آن به رابطه

$$\theta(E) = -\frac{E}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\ln(R(E')) - \ln(R(E))}{E'^2 - E^2} dE', \quad (3)$$

می‌رسیم. در رابطه (۳) انتگرال روی همه بسامدها است، اما به دلیل اینکه $R(E)$ روی کل طیف نامعلوم است و داده‌های



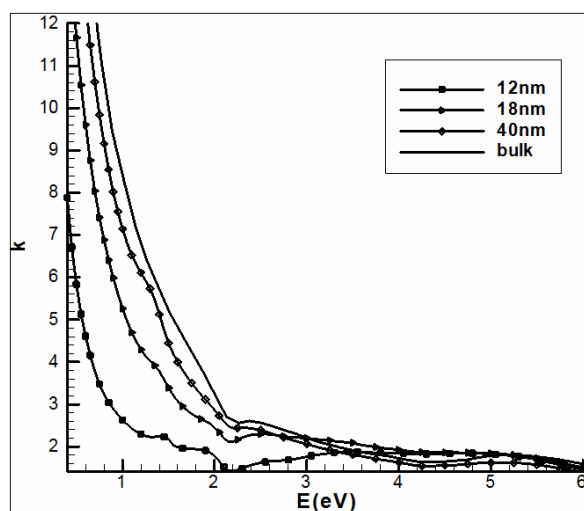
شکل ۲. نمودار بخش حقیقی ضریب شکست (n) برحسب انرژی.



شکل ۱. نمودار ضریب بازتاب برحسب انرژی.

باشد. به ازای $E < 2\text{eV}$ تغییرات نامنظمی در نمودارهای بازتاب لایه‌های نازک دیده می‌شود که در نمودار مربوط به نمونه حجمی وجود ندارد. این تغییرات نامنظم بیشتر به خواص ساختار دانه‌ای و میکروحفره‌های سطحی لایه نازک و شرایط انباشت مربوط می‌شود [۱۱]. با کاهش انرژی، در انرژی مربوط به نور قرمز ($E \approx 2\text{eV}$) افزایش شدیدی در بازتاب نمونه حجمی دیده می‌شود که این افزایش در مورد لایه‌های نازک ملایم‌تر است. کاهش ناگهانی ضریب بازتاب نمونه‌ها در انرژی $E \approx 2/15\text{eV}$ نشانه‌ای از آستانه گذار بین نواری می‌باشد که با نتایج مرجع [۱۲] مطابقت دارد. شکل‌های ۲ و ۳ بخش حقیقی و موهومی ضریب شکست (k, n) را برحسب انرژی نشان می‌دهد.

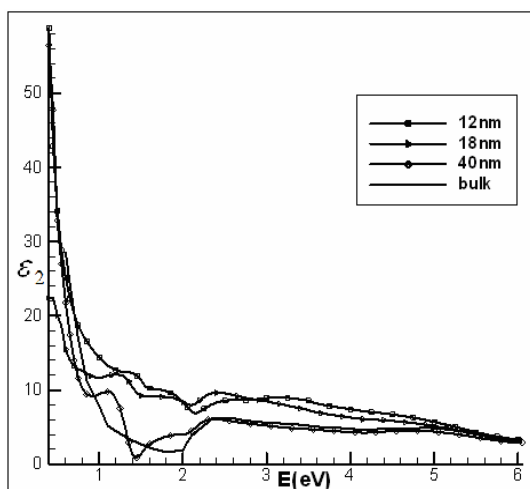
در مورد بخش حقیقی ضریب شکست، n ، نیز به ازای $E < 2\text{eV}$ تغییرات نامنظمی به دلیل ساختار دانه‌ای در نمودارهای لایه‌های نازک دیده می‌شود که در نمودار مربوط به نمونه حجمی وجود ندارد. در انرژی‌های بیشتر با افزایش ضخامت، n کم می‌شود و نمودار مربوط به ضخامت 40nm بر نمودار نمونه حجمی منطبق می‌شود. با کاهش انرژی در $E \approx 2\text{eV}$ که مربوط به نور قرمز است (مس در نور سفید به رنگ قرمز است)، هم در نمودارهای لایه‌های نازک و هم در نمودار مربوط به نمونه حجمی کاهش سریعی دیده می‌شود. با



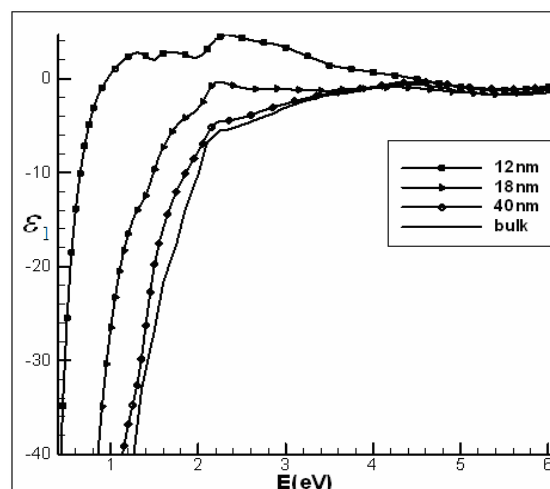
شکل ۳. نمودار بخش موهومی ضریب شکست (k) برحسب انرژی.

برای محاسبه ضرایب اپتیکی و دی‌الکتریک با روش کرایمرز کرونیگ از برونیابی به روش قانون توانی استفاده می‌شود. توان رابطه توانی را با روش آزمون و خطا به وسیله برنامه کامپیوتری $m = 2 \pm 0/1$ به دست آوردیم. شکل ۱ طیف ضریب بازتاب برحسب انرژی را نشان می‌دهد.

به طور کلی بازتاب لایه‌های نازک کم‌تر از نمونه حجمی است و هرچه ضخامت زیاد می‌شود، R هم زیاد می‌شود و به نمونه حجمی نزدیک می‌شود. به نظر می‌رسد کاهش بازتاب لایه‌های نازک به دلیل پراکندگی و عبور بیشتر لایه‌های نازک



شکل ۵. نمودار بخش موهومی ضریب دی‌الکتریک (ϵ_2) برحسب انرژی.



شکل ۴. نمودار بخش حقیقی ضریب دی‌الکتریک (ϵ_1) بر حسب انرژی.

با افزایش ضخامت میزان کاهش بیشتر است. در بازه $E > 2\text{eV}$ ، با افزایش انرژی، n برای لایه‌های بسیار نازک کاهش می‌یابد و برای همه نمونه‌ها در انرژی‌های زیاد به یک می‌گراید.

به ازای $E < 2\text{eV}$ با افزایش ضخامت k زیاد می‌شود و در انرژی‌های بالاتر این ضریب برای ضخامت‌های مختلف تقریباً یکسان است و نزدیک به یک می‌گراید. این نتیجه با نتایج شکل‌های ۲ و ۴ که در آنها در انرژی‌های زیاد، n به یک و ϵ_1 به صفر می‌گراید، مطابقت دارد. شکل‌های ۴ و ۵ بخش حقیقی و موهومی ضریب دی‌الکتریک (ϵ_1, ϵ_2) را برحسب انرژی نشان می‌دهد.

بخش حقیقی ضریب دی‌الکتریک، ϵ_1 ، به ازای $E > 2\text{eV}$ ، در ضخامت‌های مختلف تفاوت کمی دارد و تقریباً می‌توان گفت که با افزایش ضخامت، ϵ_1 کم می‌شود و به سمت ϵ_1 ی می‌گردد. این نتیجه با نتایج شکل‌های ۲ و ۴ که در آنها در انرژی‌های زیاد، n به یک و ϵ_1 به صفر می‌گراید، مطابقت دارد. شکل‌های ۴ و ۵ بخش حقیقی و موهومی ضریب دی‌الکتریک (ϵ_1, ϵ_2) را برحسب انرژی نشان می‌دهد.

مربوط به نمونه حجمی وجود ندارد.

از شکل‌های ۱ تا ۵ نتیجه می‌شود که در بازه انرژی $0.5\text{eV} \leq E \leq 3\text{eV}$ در نمودارهای k, n, R ، به ϵ_1 و ϵ_2 به ازای ضخامت‌های مختلف تفاوت چشمگیری وجود دارد، اما در انرژی‌های بالاتر نمودارها تقریباً همگرا می‌باشند و خواص لایه‌های نازک به خواص حجمی نزدیک می‌شود. شکل ۶ نمودار ϵ_1 - بر حسب λ^2 را نشان می‌دهد.

باتوجه به رابطه

$$\epsilon_1 \cong \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \epsilon_\infty - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2}, \quad (7)$$

$$\epsilon_2 \cong \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \tau} = \frac{\lambda^3}{\lambda_p^2 \tau},$$

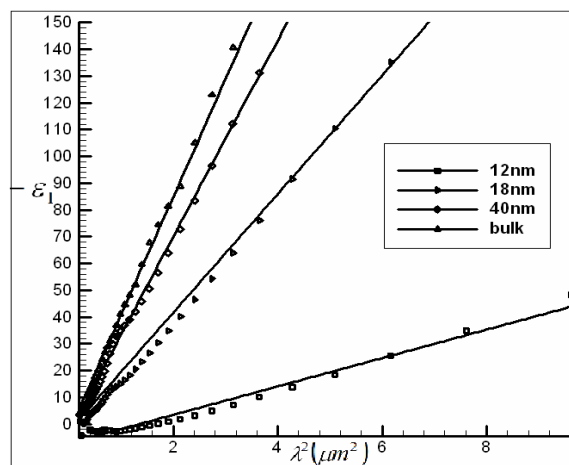
با افزایش ضخامت میزان کاهش بیشتر است. در بازه $E > 2\text{eV}$ ، با افزایش انرژی، n برای لایه‌های بسیار نازک کاهش می‌یابد و برای همه نمونه‌ها در انرژی‌های زیاد به یک می‌گراید.

به ازای $E < 2\text{eV}$ با افزایش ضخامت k زیاد می‌شود و در انرژی‌های بالاتر این ضریب برای ضخامت‌های مختلف تقریباً یکسان است و نزدیک به یک می‌گراید. این نتیجه با نتایج شکل‌های ۲ و ۴ که در آنها در انرژی‌های زیاد، n به یک و ϵ_1 به صفر می‌گراید، مطابقت دارد. شکل‌های ۴ و ۵ بخش حقیقی و موهومی ضریب دی‌الکتریک (ϵ_1, ϵ_2) را برحسب انرژی نشان می‌دهد.

بخش حقیقی ضریب دی‌الکتریک، ϵ_1 ، در بازه انرژی نشان داده شده، برای نمونه حجمی و لایه‌های نازک (به جز بازه محدودی از انرژی برای ضخامت 12nm) منفی است. با توجه به رابطه $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ ، $\epsilon_1 < 0$ معادل با $k > n$ است و نشان می‌دهد که نمونه‌ها نسبت به این طول‌موج‌ها کدر هستند و بازتاب نسبتاً خوبی دارند. در مورد ضخامت 12nm ، ϵ_1 در بازه‌ای از انرژی به دلیل ساختار دانه‌ای مثبت است که به نظر می‌رسد اثر زیرلایه غالب می‌باشد. با افزایش ضخامت، ϵ_1 کم می‌شود و به ϵ_1 نمونه حجمی نزدیک می‌شود. در انرژی‌های بالاتر از حدود $2/2\text{eV}$ یعنی انرژی‌های بالاتر از ناحیه مرئی نمودارهای نمونه حجمی و لایه‌های نازک بر هم منطبق می‌شوند و به صفر می‌گرایند که این نتیجه معادل است با

جدول ۱. بسامد پلاسما لایه‌های نازک و نمونه حجمی.

	شیب نمودار $\left(\frac{1}{\lambda_p^2} (\mu m^{-2})\right)$	$\hbar\omega_p (eV)$
نمونه حجمی	۴۰/۱	۸/۰
$D = 40nm$	۳۷/۸	۷/۶
$D = 18nm$	۲۳/۲	۶/۰
$D = 12nm$	۵/۰	۲/۹

شکل ۶. نمودار $\epsilon_1 - \lambda^2$ بر حسب λ^2 .

۱. برای همه ضخامت‌های لایه‌های نازک مس آستانه گذارین نواری از انرژی $E \geq 2eV$ شروع می‌شود.
۲. با افزایش ضخامت R و k افزایش می‌یابند در حالی که n و ϵ_1 کاهش می‌یابند و ϵ_1 مقادیر منفی بزرگتری به خود می‌گیرد و بسامد پلاسما زیاد می‌شود، و در ضخامت $40nm$ به بسامد پلاسما نمونه حجمی بسیار نزدیک است.
۳. به دلیل ناپیوستگی لایه و اثرات سطحی مانند تشکیل دانه‌ها، جزیره‌ها و تخلخل‌ها ضرایب اپتیکی و دی‌الکتریک لایه‌های نازک در بازه $E < 2eV$ تغییرات قابل توجهی نسبت به حالت حجمی از خود نشان می‌دهند.
۴. خواص اپتیکی لایه نازک مس $40nm$ به خواص مس حجمی بسیار نزدیک است.

که از نظریه درود به دست می‌آید نتایج به دست آمده از نمودار فوق به صورت زیر است:

همان‌طور که از جدول ملاحظه می‌شود، بسامد پلاسما لایه‌های نازک کوچکتر از نمونه حجمی است. از آنجا که $\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$ است و چگالی الکترون (N) لایه‌های نازک به دلیل ناهمگنی محیط و وجود تخلخل و حفره‌ها کمتر از نمونه حجمی است، این موضوع بدیهی به نظر می‌آید. با افزایش ضخامت بسامد پلاسما زیاد می‌شود، چنانچه بسامد پلاسما ضخامت $40nm$ به بسامد پلاسما نمونه حجمی بسیار نزدیک است.

198-206.
 10. C Charton, M Fahland, *Surface and Coating Technology* **174-175** (2003) 181.
 11. G Papadimitopoulos, N Vourdas, V Em Vamvakas, D Davazoglou, *Thin Solid Films* **515** (2006) 2428.
 12. A Masten, P Wissmann, *Applied Surface Science* **179** (2001) 68.
 13. H Du, S W Lee, J Gong, C Sun, L S Wen, *Matter Lett.* **58** (2004) 1117.
 14. L Ward, "The Optical Constants of Bulk Materials & Films", IOP Publishing Ltd (1998).
 15. E D Palik, "Handbook of Optical Constants of Solids", Academic Press, INC (1985).
 16. F Abeles, "Optical Properties of Solid", North Holland Publishing Co. (1972).

1. P B Johnson and R W Christy, *Phys. Rev. B* **6** (1972) 4370.
2. L P Sung, M E Nadal, M E Mcknight, E Marx-Brentlaurenti, *J. Coat. Technol.* **74** (2002) 55.
3. S Roberts, *Phys. Rev.* **118**, 6 (1960) 1509.
4. A B Pippard, Phil, *Trans. Roy. Soc (London) A* **250** (1957) 325.
5. R T Beach and R W Christy, *Phys. Rev. B* **16** (1977).
6. P B Johnson and R W Christy, *Phys. Rev. B* **11** (1975) 1315.
7. H Savaloni and Ahmad Reza Khakpour, *Eur. J. Appl. Phys.* **31** (2005) 101-112.
8. H Savaloni, F Babaei, S Song, F Placido, *Applied Surface Science* **255** (2009) 8041.
9. Maarooof, G B Smith, *Thin Solid Films.* **485** (2005)