

## بررسی وابستگی میکروساختارهای سطحی سیلیکان متخلخل و خواص اپتیکی آن

سعیده رضانی ثانی و عبدالله مرتضی علی

گروه فیزیک، دانشگاه الزهراء، تهران

(دریافت مقاله: ۸۶/۱/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۶/۹/۲۱)

### چکیده

در این مقاله اثر افزایش تخلخل و تغییرات میکروساختاری سطحی بر روی خواص اپتیکی و دی الکتریکی سیلیکان متخلخل بررسی شده است. تخلخل به عنوان یک ناهم‌واری سطحی در ابعاد میکرونی یا کوچکتر، که اثرات کوانتومی در فرایند جذب و انعکاس از سیلیکان متخلخل را نشان می‌دهد و نسبت به خواص اپتیکی سیلیکان کپه‌ای کاملاً متفاوت است، در نظر گرفته می‌شود. ضرایب اپتیکی سیلیکان متخلخل در فرود عمود و در بازه طول موج  $200\text{nm} \leq \lambda \leq 400\text{nm}$  به روش کرامرز - کرونیگ به دست آمده است. تحلیل نتایج تجربی ما نشان می‌دهد که ساختار الکترونی و ضریب جذب و خواص دی الکتریکی سیلیکان متخلخل در بازه مرئی کاملاً با سیلیکان متفاوت بوده و سیلیکان متخلخل در محدوده نور مرئی پاسخ اپتیکی دارد. تفاوت سیلیکان متخلخل با سیلیکان کپه‌ای بر حسب نتایج به دست آمده از روش تقریب محیط مؤثر (EMA) به خوبی مشاهده می‌شود و قابل توجیه است. در روش تقریب محیط مؤثر، تخلخل حاصل در سیلیکان به عنوان یک محیط جدید ناهمگن از میکروساختارهای سیلیکانی همراه با حفره‌ها در نظر گرفته می‌شود.

**واژه‌های کلیدی:** خواص اپتیکی سیلیکان متخلخل، ثابت‌های اپتیکی، کرامرز-کرونیگ-تقریب محیط مؤثر (EMA)، ضریب جذب، رسانندگی اپتیکی

### ۱. مقدمه

سیلیکان (Si) با عدد اتمی ۱۴ در قلب الکترونیک تا امروز جای داشته و در صنعت الکترونیک کاربرد فراوانی دارد. اما به دلیل داشتن گاف انرژی غیرمستقیم و کوچک، ماده مناسبی برای گسیل دهنده نور، به ویژه در ناحیه مرئی نیست. جذب و گسیل اپتیکی و فوتولومینسانس این ماده در مقایسه با مواد با گاف مستقیم خیلی ضعیف است.

سیلیکان متخلخل در سال ۱۹۵۶ توسط اهلر [۱]، هنگام مطالعه روشهای الکتروشیمیایی برای جلا دادن سیلیکان کشف شد. در سال ۱۹۹۰ کهنه [۲] گزارش داد که لایه‌های سیلیکان متخلخل (ps) ساخته شده روی سطح ویفر سیلیکان در دمای اتاق فوتولومینسانس مرئی از خود نشان می‌دهد. از آنجایی که اثر فوتولومینسانس سیلیکان کپه‌ای بسیار ناچیز است، نتیجه به

دست آمده در مورد سیلیکان متخلخل یک نتیجه جالب و مورد توجه بود.

سیلیکان متخلخل به عنوان یک محیط ناهمگن از میکروساختارهای سطحی سیلیکان همراه با حفره‌های هوا است. سیلیکان متخلخل بر اساس قطر حفره‌ها تقسیم بندی می‌شود، که ابعاد آن، بسته به نوع شکل‌گیری از نانومتر تا میکرومتر متغیر است. این امر باعث می‌شود تا نسبت سطح به حجم در مقایسه با سیلیکان کپه‌ای، بزرگتر شود و این خود یک عامل مهم مورفولوژی سطح در تعیین خواص اپتیکی سیلیکان متخلخل است [۳]. میزان تخلخل به قطر منافذ و ضخامت دیواره بستگی دارد. هرچه قطر منافذ بیشتر باشد، تخلخل نمونه هم بیشتر می‌شود. با افزایش تخلخل، حفره‌ها با هم همپوشانی کرده و این باعث تغییر شکل آنها می‌شود. البته

چگالی جریان در حدود  $25 \text{ mA/cm}^2$  به مدت زمان ۱۰ تا ۲۰ دقیقه از آن عبور می‌دهند. در اثر این فرایند لایه‌ای از شبکه خیلی باریک از حفره‌ها بر روی قطعه Si تشکیل می‌شود [۹]. پس از ساخت نمونه‌ها و تأیید به وسیله عکسبرداری SEM با استفاده از دستگاه LEO440، طیف بازتابی  $R(\lambda)$  در بازه nm ۳۰۰۰-۲۰۰۰ در فرود عمود و با استفاده از دستگاه Cary ۵۰۰ به دست می‌آید. سپس، ثابتهای اپتیکی و دی‌الکتریکی و ضریب جذب و رسانندگی نمونه‌ها به روش کرامرز-کرونیگ محاسبه شد و نتایج آنها مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. در ادامه کار با استفاده از روش تقریب محیط مؤثر (EMA)، حجم جزئی حفره‌ها برحسب طول موج به دست آمد و نتایج آن با نتایج حاصله از روش k.k توافق خوبی داشت.

### ۳. روش کرامرز-کرونیگ

با این روش می‌توان در تمام فرکانسها، قسمت حقیقی و تابع پاسخ نوری را با داشتن قسمت مجازی و بالعکس به دست آورد [۱]. رابطه کرامرز-کرونیگ به شکل انتگرالی زیر می‌باشد:

$$R(\omega) = \frac{-2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{R(\omega') - R(\omega)}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega', \quad (1)$$

$$R(E) = \frac{-2E}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{R(E') - R(E)}{E'^2 - E^2} dE'. \quad (2)$$

معادلات (۱) و (۲) دو شکل از معادلات کرامرز-کرونیگ استاندارد می‌باشند.

ضریب بازتاب فرنل ( $r$ ) در شکل قطبی آن به صورت زیر است:

$$r(\omega) = R^{1/2}(\omega) e^{i\theta(\omega)}, \quad (3)$$

که در آن  $\theta$  زاویه فاز و  $R$  ضریب بازتابندگی است. با گرفتن لگاریتم از دو طرف معادله (۳) و به کارگیری روابط (۱) و (۲) داریم:

$$\theta(\omega) = \frac{-\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\omega') - \ln R(\omega)}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega', \quad (4)$$

$$\theta(E) = \frac{-E}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(E') - \ln R(E)}{E'^2 - E^2} dE', \quad (5)$$

در عمل این اتفاق نمی‌افتد، بلکه افزایش تخلخل تا حدی به نام تخلخل اشباع، ادامه می‌یابد و بعد از آن ستونهای سیلیکان فرو می‌ریزد، بعد از این مرحله با افزایش زمان آندیزاسیون، دوباره نمونه شروع به تخلخل می‌کند. زمان اشباع برای نمونه‌های ps مختلف، متفاوت است و بستگی به شرایط آندیزاسیون دارد [۴]. سیلیکان متخلخل کاربردهای فراوانی در موجرها لایه‌ای، سلولهای خورشیدی، باتری خورشیدی و دیودهای نورگسیل دارد.

تلاشهای زیادی برای توضیح چگونگی تبدیل یک نیمه‌هادی با گاف غیرمستقیم (Si) به گاف مستقیم‌وار با ساختار نانویی صورت گرفته است [۶]. کنهم طبق مدل محدودیت کوانتومی اعلام کرد که هرچه میزان پروسیتی در نمونه‌های ps افزایش یابد، ابعاد نانو ذرات کوچکتر می‌شود و در نتیجه شدت فوتولومینسانس ps افزایش یافته و قله طیف فوتولومینسانس به سمت طول موجهای کوتاه‌تر (انرژیهای بیشتر) انتقال می‌یابد [۲]. نکته جالب توجه دیگر، در مورد درصد انعکاس آینه‌ای سیلیکان متخلخل می‌باشد. سیلیکان متخلخل معمولاً در محدوده مرئی، UV پاسخ اپتیکی دارد و ضریب انعکاس آینه‌ای آن از رابطه  $R_s = R_0 \exp\left(-\frac{(\pi \sigma \cos \theta)^2}{\lambda^2}\right)$  تبعیت می‌کند [۱۳]. سطح ویفر سیلیکان به دلیل هموار بودن آن دارای درصد انعکاس آینه‌ای بیشتری نسبت به نمونه‌های ps می‌باشد که سطح آنها در اثر خوردگی ناهموار شده است. علاوه بر این هر چه درصد تخلخل در نمونه‌ها افزایش یابد، ارتفاع منافذ در لایه ps افزایش یافته، در نتیجه انعکاس آینه‌ای از سطح آنها کاهش خواهد یافت [۷].

### ۲. روش آزمایش و داده‌های تجربی

در این کار برای ساخت نمونه‌های ps از ویفر سیلیکان نوع n با جهت بلوری (۱۱۱) و چگالی ناخالصی  $10^{15} / \text{cm}^3$  و مقاومت ویژه  $1/5 \Omega\text{-cm}$  استفاده شده است [۸]. پس از ایجاد اتصال اهمی در یک طرف قطعه، آن را در محلول با ترکیب HF (۴۰٪) و اتانول که نسبت حجم آنها (۱:۱) بود، قرار می‌دهند و

به این ترتیب می‌توان به خواص اپتیکی ماده پی‌برد.

#### ۴. بررسی نتایج

##### ۴.۱. ثابتهای اپتیکی و دی‌الکتریکی

همان‌طور که در قسمت قبل بیان شد، برای محاسبه ثابتهای اپتیکی به روش  $k-k$ ، به طیف بازتاب، در ناحیه گسترده‌ای نیاز داریم. در صورتی که در عمل، ما این طیف را در ناحیه  $(6\text{eV} - 0.4\text{eV})$  در اختیار داریم. برای انرژیهای بالاتر از  $6\text{eV}$ ،  $R$  توسط معادله (۶) برونیابی می‌شود. برای به دست آوردن ضریب  $p$  (برای نمونه Si مرجع [۱۰]) از روش آزمون و خطا استفاده کردیم. به این ترتیب که با انتخاب یک مقدار برای  $p$  در معادله (۷)،  $\theta(E)$  به روش عددی و توسط برنامه کامپیوتری فورترن محاسبه و با استفاده از آن مقادیر  $n$  و  $k$  را به دست آوردیم. سپس به ازای مقادیر مختلف  $p$  منحنی  $n$  و  $k$  را برحسب انرژی رسم نمودیم و آن را با منحنیهای  $n$  و  $k$  مرجع [۱۰] مقایسه نمودیم تا زمانی که دو نتایج برهم منطبق شدند ( $p=2/2$ ). شکل ۱، تطابق منحنیهای  $n$  و  $k$  نسبت به انرژی را به ازای  $2/2$  نشان می‌دهد که با نتایج [۱۸-۱۵] توافق خوبی دارد.

برای به دست آوردن ضریب  $p$  نمونه ps، از آنجایی که نمونه مرجعی وجود نداشت تا عمل مقایسه صورت گیرد، روش برونیابی به صورت تقریبی انجام گرفت.

با توجه به شکل منحنی  $R-E$  (شکل ۲) برای نمونه‌های ps ساخته شده و روند آن برای انرژیهای بالاتر از  $6\text{eV}$  مقدار  $p=1/2$  به دست آمد. به این ترتیب با داشتن ضریب  $p$  برای سیلیکان متخلخل، می‌توان ثابتهای اپتیکی نمونه‌ها را به روش قبل محاسبه نمود.

همان‌طور که در شکل ۲ که با مرجع [۱۷] توافق خوبی دارد مشاهده می‌شود، مقدار ضریب بازتاب، با افزایش پروسیتی کاهش می‌یابد. کاهش ضریب انعکاس آینه‌ای سیلیکان متخلخل نسبت به سیلیکان کپه‌ای، نشانه دو پدیده پراکندگی از میکروساختارهای سطحی ps و جذب است که بررسیهای بعدی ما، پدیده جذب را تأیید می‌کند.

رابطه (۴)، انتگرال روی تمام بسامدها است. به دلیل این که  $R(\omega)$  روی کل طیف معلوم نیست و داده‌های تجربی معمولاً در بازه محدودی از فرکانس  $\omega_1 \leq \omega' \leq \omega_2$  می‌باشند [۱۰]، بنابراین به منظور محاسبه دقیق  $\theta(\omega)$ ، معمولاً  $R(\omega)$  در بازه بسامدهای بزرگ برون یابی می‌شوند. یکی از روشهای برون یابی، روش قانون توانی است [۱۴]:

$$R(\omega) = R(\omega_r) \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^p, \quad R(E) = R(E_r) \left( \frac{E_r}{E} \right)^p. \quad (6)$$

$E_r$  بالاترین حد انرژی است که می‌توان اندازه‌گیری کرد و  $p$  توان رابطه را می‌توان با روش آزمون و خطا و یا تجزیه و تحلیل فیزیکی تعیین نمود. اگر انرژی فوتونهای تابیده شده از مقدار  $E_r$  بیشتر شود، ضریب بازتابندگی از حد مجانبی رابطه (۶) به دست می‌آید. با قرار دادن رابطه (۶) در معادله کرامرز-کرونیگ (۵) داریم:

$$\theta(E) = \frac{-E}{\pi} \int_{E_r}^{E'} \frac{\ln R(E') - \ln R(E)}{E'^2 - E^2} dE' + \frac{1}{2\pi} \ln \left( \frac{R(E)}{R(E_r)} \right) \ln \left| \frac{E_r + E}{E_r - E} \right| + \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ p \left( \frac{E}{E_r} \right)^{2n+1} \right] (2n+1)^{-2}, \quad (7)$$

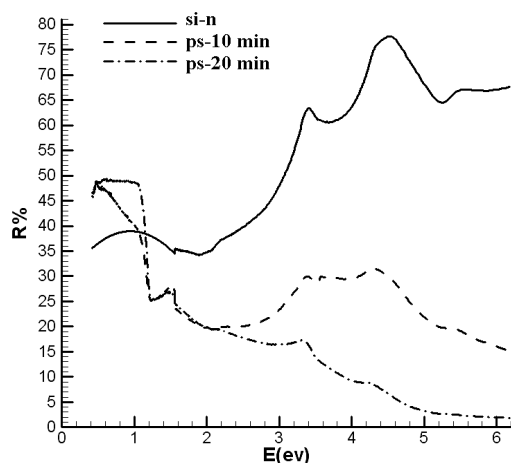
بنابراین با مشخص بودن  $E_r$ ،  $R$  و  $p$  می‌توان  $\theta(E)$  را محاسبه کرد.  $p$  را می‌توان با روش آزمون و خطا و یا تجزیه و تحلیل فیزیکی به دست آورد [۵]. با محاسبه  $\theta(E)$ ، می‌توان قسمتهای حقیقی و موهومی ضریب شکست یعنی  $n$  و  $k$  را از روابط زیر به دست آورد:

$$n = \frac{1-R}{1+R-2\sqrt{R}\cos(\theta)}, \quad k = \frac{2\sqrt{R}\sin(\theta)}{1+R-2\sqrt{R}\cos(\theta)}, \quad (8)$$

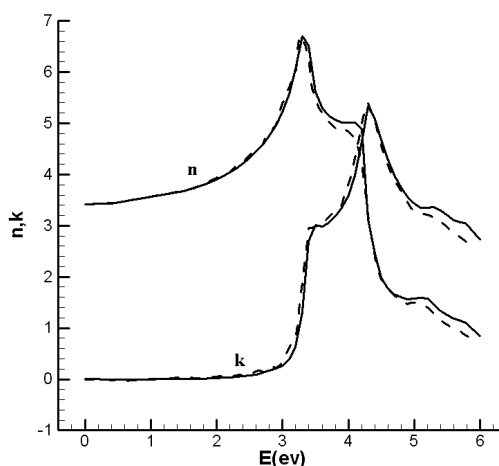
و با معلوم شدن  $n$  و  $k$  می‌توان ثابت دی‌الکتریک  $\epsilon$  و ضریب جذب  $\alpha$  و ضریب رسانندگی اپتیکی  $\sigma_1$  را با استفاده از روابط زیر به دست آورد:

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2, \quad \epsilon_1 = n^2 - k^2, \quad \epsilon_2 = 2nk, \quad (9)$$

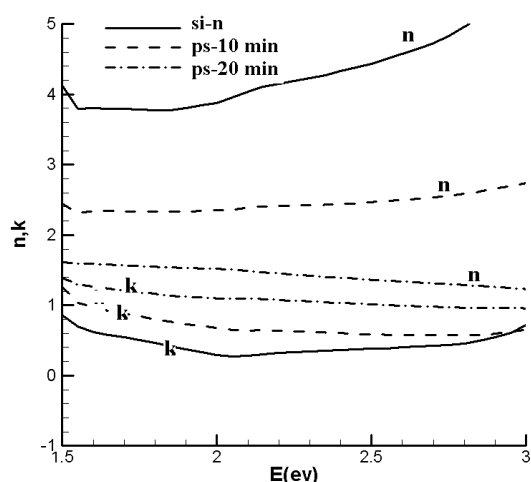
$$\alpha(E) = \frac{2E}{\hbar c} k(E), \quad \sigma_1 = \frac{\epsilon_2 \omega}{4\pi}. \quad (10)$$



شکل ۲. منحنی بازتاب بر حسب انرژی برای نمونه‌های si و ps با زمان آندیزاسیون مختلف.



شکل ۱. منحنی تغییرات n و k بر حسب انرژی برای مقادیر مرجع [۱۰] (منحنی پیوسته) و داده‌های به دست آمده به روش k-k (منحنی خط‌چین).

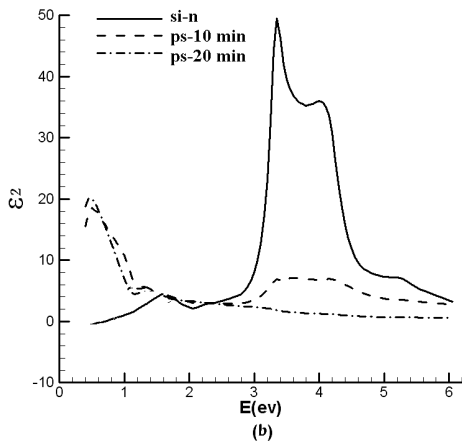
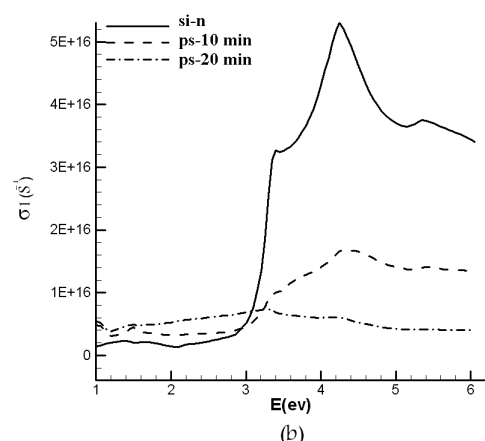
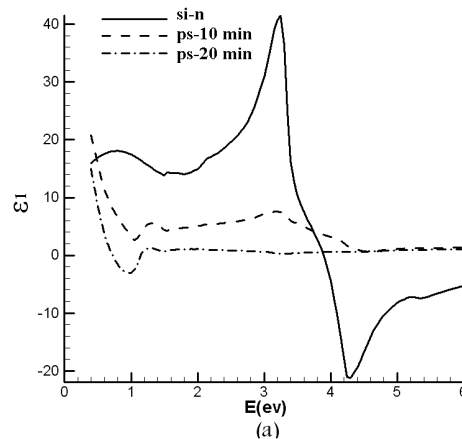
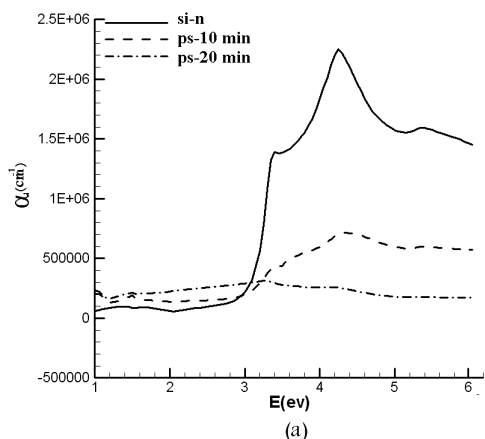


شکل ۳. منحنی تغییرات n و k بر حسب انرژی برای نمونه‌های si و ps ساخته شده در ناحیه مرئی.

آزمایشگاه در  $E_1 = 3/2$  و  $E_2 = 4/5$  مطابقت دارند (شکل ۲) و نشانگر گذار الکتریکی بین نوارهای ظرفیت و رسانش است. این نتایج با نتایج به دست آمده از مرجعهای [۱۹] و [۲۰] توافق دارد. با افزایش پروسیتی این پیکها از بین رفته است. یعنی سیلیکان متخلخل، خواص سیلیکان کپه‌ای را ندارد و این طبیعت نانو ساختاری آن را تأیید می‌کند [۲۱ و ۲۲]. در ناحیه مرئی، بخش موهومی ثابت دی‌الکتریک برای si تقریباً صفر است در صورتی که با افزایش پروسیتی،  $\epsilon_2$  افزایش می‌یابد و این نشان دهنده رسانندگی اپتیکی بیشتری در ps

شکل ۳ منحنی تغییرات ثابتهای اپتیکی n و k را بر حسب انرژی برای نمونه‌های si و ps ساخته شده با میزان تخلخل مختلف نشان می‌دهد. همان طور که مشاهده می‌شود، با افزایش پروسیتی در ناحیه مرئی (۳-۱/۵ eV)، قسمت موهومی ضریب شکست (k) افزایش و قسمت حقیقی ضریب شکست (n) کاهش می‌یابد و نشان می‌دهد که با افزایش پروسیتی، ضریب جذب و به دنبال آن پاسخ اپتیکی در محدوده مرئی بیشتر می‌شود. این شیفت به سمت نور آبی، نشانه‌ای از افزایش گاف انرژی ps نسبت به si است [۲۳-۲۴].

شکل ۴ منحنی تغییرات ثابت دی‌الکتریک را بر حسب انرژی برای نمونه‌های si و ps ساخته شده نشان می‌دهد. قسمت (a) منحنی تغییرات بخش حقیقی ثابت دی‌الکتریک ( $\epsilon_1$ )، بر حسب انرژی است و نشان می‌دهد که در ناحیه مرئی با افزایش پروسیتی،  $\epsilon_1$  کاهش می‌یابد، به این دلیل که در ناحیه مرئی ضریب شفافیت سیلیکان متخلخل کاهش و ضریب کدوری (جذب) افزایش می‌یابد که با مقایسه با منحنی ضریب جذب نسبت به انرژی در شکل ۵ به خوبی قابل توجه است. قسمت (b) منحنی تغییرات بخش موهومی ثابت دی‌الکتریک ( $\epsilon_2$ )، بر حسب انرژی است. در ناحیه انرژیهای بالاتر از ۳ eV دو پیک در نمونه si دیده می‌شود. این پیکها که منشأ کپه‌ای دارند، با پیکهای طیف بازتابش به دست آمده از



شکل ۵. منحنی تغییرات ضریب جذب و رسانندگی اپتیکی بر حسب انرژی (a) منحنی ضریب جذب (b) منحنی رسانندگی اپتیکی.

طبق مدل محدودیت کوانتومی، گذارهای الکترونی در ps، نیازمند انرژیهای بالاتری می باشند [۲۵].

#### ۴. تقریب محیط مؤثر (EMA)

یکی از روشهای انجام شده در این مقاله، استفاده از روش تقریب محیط مؤثر برای ارتباط بین خواص اپتیکی میکروساختارها و کپهای است. اثر حفره‌های هوا در خواص اپتیکی، به وسیله تقریب محیط مؤثر براگمن [۸] و یا شکل تکامل یافته آن، تقریب محیط مؤثر اسپنس [۹] قابل بررسی است.

$$\frac{\langle \epsilon \rangle - \epsilon_h}{\langle \epsilon \rangle + 2\epsilon_h} = f_v \frac{1 - \epsilon_h}{1 + 2\epsilon_h} + (1 - f_v) \frac{\epsilon - \epsilon_h}{\epsilon + 2\epsilon_h}, \quad (11)$$

که در آن  $\langle \epsilon \rangle$ ، تابع دی‌الکتریک مؤثر برای مواد همگن و شامل حجم جزئی حفره‌های  $f_v$ ، است.

شکل ۴. منحنی تغییرات ثابت دی‌الکتریک بر حسب انرژی. (a) بخش حقیقی ثابت دی‌الکتریک. (b) بخش موهومی ثابت دی‌الکتریک.

است و به نظر می‌رسد که این امر مبین افزایش گاف انرژی ps نسبت به si می‌باشد و منشأ آن حالت‌های سطحی جایگزیده است [۲۱].

در شکل ۵ منحنی تغییرات ضریب جذب ( $\alpha$ ) و رسانندگی اپتیکی ( $\sigma$ ) بر حسب انرژی برای نمونه‌های si و psهای ساخته شده نشان داده شده است. همان‌طور که از قسمت (a) نمودار مشاهده می‌شود si در ناحیه مرئی هیچ جذبی ندارد ولی با افزایش پروسیتی، به دلیل افزایش ضریب کدری، میزان جذب در این ناحیه افزایش می‌یابد. با توجه به قسمت (b) نمودار مشاهده می‌شود که در ناحیه مرئی رسانندگی اپتیکی ps، بیشتر از si است و به دنبال آن ps جذب بیشتری نسبت به si دارد که این شیفت به سمت آبی نشانه‌ای از افزایش گاف انرژی ps نسبت به si است و

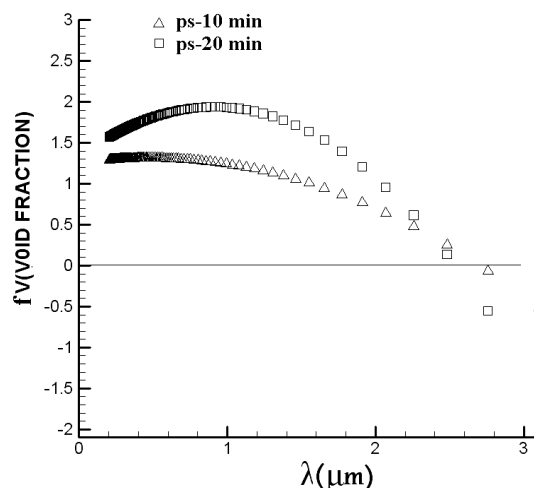
می‌کنیم، بیشترین تراکم حفره‌ها تقریباً در ناحیه مرئی بلندتر (انرژیهای کوچکتر) برویم چگالی تعداد حفره‌ها کمتر و لایه‌هایی با چگالی بیشتر به وجود می‌آیند. افزایش تخلخل باعث افزایش ضریب کدري ps و در نتیجه ضریب جذب و رسانندگی اپتیکی افزایش می‌یابد. این نتایج در قسمتهای قبل به روش کرامرز-کرونیگ برای سیلیکان متخلخل در ناحیه مرئی به خوبی مشاهده شد.

### ۵. نتیجه‌گیری

کار انجام شده، بررسی اثر تخلخل و تغییرات میکروساختاری سطحی بر روی خواص اپتیکی و دی‌الکتریکی سیلیکان متخلخل، برای دو نمونه ps با زمانهای آندیزاسیون ۱۰ دقیقه و ۲۰ دقیقه است، و نتایج با روشهای کرامرز-کرونیگ و تقریب محیط مؤثر مقایسه شده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند که در ناحیه مرئی، با افزایش تخلخل ضریب شفافیت کاهش و ضریب کدري افزایش می‌یابد. در نتیجه، بخش موهومی ثابت دی‌الکتریک ( $\epsilon_2$ ) افزایش و به دنبال آن ضریب جذب و رسانندگی ماده نیز افزایش می‌یابد.

در منحنی  $\epsilon_2$  بر حسب انرژی، برای نمونه si دو قله دیده شد که نشان دهنده گذار بین نواری است که با افزایش میزان تخلخل این قله‌ها از بین رفته است. یعنی سیلیکان متخلخل خواص سیلیکان کپه‌ای را ندارد و این خاصیت نانو ساختاری آن را تأیید می‌کند.

در پایان به روش تقریب محیط مؤثر، حجم جزئی حفره‌ها بر حسب طول موج به دست آمد و نشان داده شد که با افزایش تخلخل، میزان حفره‌ها بیشتر شده و در ناحیه مرئی بیشترین مقدار خود را دارد. نتایج به دست آمده به روشهای کرامرز-کرونیگ و EMA مطابقت خوبی با یکدیگر دارند.



شکل ۶. منحنی تابع حجم جزئی بر حسب طول موج برای سیلیکان متخلخل با زمانهای آندیزاسیون مختلف.

در معادله (۱۱) در صورتی که  $\epsilon_h = \langle \epsilon \rangle$  باشد، تقریب محیط مؤثر به صورت زیر است:

$$f_v \left[ \frac{1 - \epsilon_h}{1 + 2\epsilon_h} \right] = (f_v - 1) \left[ \frac{\epsilon - \epsilon_h}{\epsilon + 2\epsilon_h} \right], \quad (12)$$

که در آن  $\epsilon$ ، ثابت دی‌الکتریک مختلط برای کپه‌ای ساخته شده و  $\epsilon_h$  ثابت دی‌الکتریک مختلط ps است. با استفاده از معادله (۱۲) حجم جزئی حفره‌ها برای نمونه‌های ps با زمان آندیزاسیون ۱۰ دقیقه و ۲۰ دقیقه به روش کمترین مربعات به زبان برنامه‌نویسی فورترن ۹۰، محاسبه شده‌اند [۱۰].

مقادیر  $f_v$  بر حسب طول موج برای نمونه‌های ساخته شده با زمان آندیزاسیون ۱۰ دقیقه و ۲۰ دقیقه در شکل ۶ نشان داده شده است. در این شکل خط  $f_v = 0$  مربوط به حجم جزئی حفره‌ها، برای نمونه si کپه‌ای است، که سطح آن هموار است. همان طور که اسپنس [۹] در بررسیهای خود اظهار داشته است، مقادیر مثبت و منفی  $f_v$ ، به ترتیب نشان‌دهنده لایه‌هایی با چگالی کمتر و بیشتر از نمونه کپه‌ای است.

با افزایش تخلخل، انتظار می‌رود که حجم جزئی حفره‌ها افزایش یابد و لایه‌هایی با چگالی کمتر به وجود آیند. این موضوع در شکل ۶ به خوبی نشان داده شده است و مشاهده

## مراجع

1. ناصر پیغمبریان، استفان.و. کوخ، آندره مسیروویچ، "مقدمه‌ای بر اپتیک نیمه‌رسانا"، ترجمه دکتر اکبر حریری، سازمان انرژی اتمی ایران (۱۳۷۵).
2. L T Canham, *Appl. Phys. Lett.*, **57** (1990) 10.
3. D T Pierce, W E Spicer, *Phys. Rev.* 3017(1972).
۴. بهمن مهری، "محاسبات عددی"، تهران، جهاد دانشگاهی (۱۳۷۲).
5. L T Canham, "Properties of porous silicon," INSPEC, London (1997).
6. W Theiss, *Tine solid films* (Switzerland), **276** (1996) 7.
7. P Menna, G Di Francia, V La Ferrara, *Solar Energy and Solar Materials and Solar Cells*, **37** (1995) 13.
۸. سعیده اصغری، "محاسبه ثابتهای اپتیکی سیلیکان و سیلیکان متخلخل به روش کرامرز-کرونیگ"، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه الزهرا (۱۳۸۴).
9. R Sabet-Dareani, D Haneman, A Hoffman and D D Cohen, *J. Appl. phys.* **73** (1993) 232.
10. E D Palik, *Handbook of optical constants of solid*, Courtesy Academic Press Inc (1985).
11. D A G Bruggeman, *Ann. Phys.* (Leipzig) **24** (1935) 636.
12. E Aspnes, E Kinsbron, D D Bacon, *Phys. Rev. B* **21** (1980) 3290.
13. G Lerondel, R romestain, F Modero and F Muller, *Thin Solid Films*, **276** (1996) 80.
14. V Lucarini, J J Saarinen, K E Peipouen and E M Vartiainen, *Kramers-Kronig Relation in Optical Materials Research*, Springer (2005).
15. D E Aspnes and A Studna, *Phy. Rev.* **27** No 2 (1983) 985.
16. H Ehrenreich and H R Phillipp, *Phy. Rev. Lett.* **8** (1962) 2.
17. Haziret Durmus, Haluk Satak, Haldun Karabiyik. *Turk. J. Phy.* **24** (2000) 725-735.
18. D E Aspens, A A Studna and E K Kinsbron. *Phy. Rev. B* **29** (1984) 2.
19. N K Koshiida, H Kayama, Y Suda, Y Yamamoto, T Saito and K Satto, *Appl. Phy. Lett.* **63** (1993) 2774.
20. L Vina et al *Phy. Rev B* **30** (1984) 1979.
21. D P J Calcott, *Mater. Sci. Eng.* **851** (1998) 132.
22. M Cruz, M R Beltran and C Wang, *Phy. Rev. B* **55** 23 (1999) 1538-15387.
23. S M Vernon, N M Kalkhoran, H P Maruska and W D Halverson, *High performance porous silicon solar cell development in first WCPEC*, IEEE, Hawaii (1994) 1583-1586.
24. V Y Yerokhov and I I Melnyk. *Renewable and sustainable Energy Review* **3** (1999) 291-322.
25. L Wang and A Zunger, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1954) 1039-1042.