

## رسانندگی گرمایی در نانوساختارهای چاه کوانتومی دوبعدی نیمه هادی

قاسم انصاری پور\*، اللهیار انوش

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بوعلی سینا، همدان، ایران

### چکیده

اخیرا خواص حرارتی نانوساختارهای نیمرسانا و ابرشبهک هاتوجه زیادی را به دلایل زیر به خود معطوف کرده است. اولاً کاهش پیوسته ابعاد مدارها و افزاره های میکروالکترونیک که باعث افزایشی در توان اتلافی در واحد سطح تراشه ی نیمه هادی می شود. در نتیجه تاثیر آثار اندازه روی رسانش گرمایی برای طراحی افزاره و قابلیت اعتماد به آن بسیار حائز اهمیت خواهد بود. ثانياً طراحی و ساخت دستگاه های دو بعدی چاه کوانتومی نیمه هادی ناهمگون منجر به کاهش رسانش گرمایی و بهبود کارائی ترموالکتریکی آنها می شود. در این کار پژوهشی خواص گرمایی یک ساختار دوبعدی نیمه هادی مانند چاه کوانتومی Si و Ge با لحاظ نرخ واهلش فونون در فرآیندهای پراکندگی واگرد، پراکندگی مرزی و پراکندگی اختلاف جرم را بررسی کرده و رسانش گرمایی را محاسبه و رسم کردیم. مشاهده گردید که هدایت حرارتی می تواند با تنظیم ضخامت لایه جداگر تعدیل شود. همچنین نتایج محاسبات نشان می دهد که هدایت حرارتی چاه کوانتومی نمونه در حدود یک مرتبه کمتر از انبوهه مشابه اش است. نتایج ما با داده های نظری و تجربی اخیر توافق دارد.

**واژه های کلیدی:** فونون، چاه کوانتومی، نیم رسانا، فرایند واگرد، نانوساختار

ایمیل نویسنده مسئول: [gansaripour@basu.ac.ir](mailto:gansaripour@basu.ac.ir)

### 1- مقدمه

خواص حرارتی نانوساختارهای نیم رسانا و ابررساناها اخیراً توجه زیادی را به خود جلب کرده است این در درجه اول به دو عامل اصلی بستگی دارد. نخست، کاهش پیوسته اندازه حرارت در دستگاه ها و مدارهای میکروالکترونیک، که منجر به افزایش قدرت در واحد سطح تراشه های نیمه هادی می شود، در چنین شرایطی، تاثیر اندازه هدایت حرارتی در طراحی دستگاه که در مقیاس اتمی ساخته می شود بسیار اهمیت دارد. مسئله مدیریت گرما حتی برای دستگاه ها فوتونی مانند سطوح لایه ای از سطح حفره عمودی، دومین عامل بازاندیشی از زمینه مواد ترموالکتریک است که به وسیله ظهور تعداد زیادی از مواد جدید مصنوعی سنتز شده، از جمله آنهایی که در مقیاس اتمی ساخته شده اند، به وجود می آیند [1]. برای از بین بردن مقدار قابل توجهی گرما از منطقه تراشه، باید پارامترهای مواد یا هندسه ساختاری به گونه ای طراحی شود که هدایت گرما در جهت های خاصی بزرگ باشد. برای بهبود عملکرد ترموالکتریک،

نیاز به کاهش هدایت حرارتی داریم این دو خواسته متناقض به علت ظهور فرآیند واگردی که نوع جدیدی از فرآیندهای پراکندگی مربوط به انتقال بین مناطق کوچک بریلوئن است، ایجاد می شوند و هر دو می توانند با انتخاب مناسب مدهای فونون اصلاح شوند [2]. می توان اندازه رسانش گرما را از طریق ساختار چاه کوانتوم دو بعدی نیمه هادی و بر اساس نیاز صنعت جدید نانو الکترونیک، تنظیم کرد. این امر با توجه به انواع پراکندگی فونون (مرزی، ناخالصی و فرایند واگردی) و محدودیت فونون در ابرلایه ها، که عامل اصلی انتقال دهنده گرما در چاه کوانتومی و نیم رساناها می باشند، قابل اجرا است.

### 2- مدل نظری

در ابرلایه های Si/Ge پیش بینی می کنیم که کاهش حرارت قابل ملاحظه ای در انتقال حرارتی عمودی وجود دارد. بازتاب داخلی حالت های فوق العاده را محدود می کند و به طور قابل توجهی سرعت متوسط گروه را در لحظه های غیر صفر در صفحه کاهش می دهد این عواقب عدم انطباق صوتی در درجه حرارت بالا موجب کاهش تقریبی نسبت

$u_z = q_t \left[ -(q_x^2 - q_t^2) \sin \frac{q_t a}{2} \sin q_t z + 2q_x^2 \sin \frac{q_t a}{2} \sin q_t z \right]$   
 پارامتر های  $q_t$ ,  $q_l$  از سیستم دو معادله جبری زیر پیروی می کنند:

$$\frac{\tan(q_t a/2)}{\tan(q_l a/2)} = -\frac{4q_x^2 q_l q_t}{(q_x^2 - q_t^2)^2}$$

$$s_t^2 (q_x^2 + q_t^2) = s_l^2 (q_x^2 + q_l^2) \quad (3)$$

معادلات (2) دارای پاسخ های بیشماری برای  $q_l$  و  $q_t$  بوده و هر مورد خاص  $q_x$  را با یک شاخص اضافی به صورت  $q_{l,n}$ ,  $q_{t,n}$  برچسب گذاری می کنیم. این راه حل ها مربوط  $q_x$  و  $n$  حقیقی یا موهومی است. از این توابع برای نشان دادن شاخه ها استفاده می کنیم. بسامدهای امواج انبساطی به صورت زیر داده می شوند [4].

$$\omega_n = s_l \sqrt{q_x^2 + q_{l,n}^2} = s_t \sqrt{q_x^2 + q_{t,n}^2} \quad (4)$$

معادلات (2) در شکل های 1 (الف و ب) محاسبه و رسم شده اند. تنها پارامتر های که روی راه حل ها تاثیر می گذارد نسبت  $s_l / s_t$  است، تجزیه و تحلیل عددی برای یک لایه GaAs انجام شده است [5].

### 3-2 امواج خمشی

آخرین نوع موج در چاه های کوانتومی امواج خمشی با دو مولفه غیر صفر  $(u_x, 0, u_z)$  می باشند که در آن:

$$u_x = q_x \left[ (q_x^2 - q_t^2) \cos \frac{q_t a}{2} \sin q_t z + 2q_l q_t \cos \frac{q_t a}{2} \sin q_t z \right]$$

$$u_z = i q_l \left[ (q_x^2 - q_t^2) \cos \frac{q_t a}{2} \sin q_t z + 2q_x^2 \cos \frac{q_t a}{2} \sin q_t z \right] \quad (5)$$

که در آن  $q_l$  و  $q_t$  توسط معادله زیر تعیین می شوند:

$$\frac{\tan(q_l a/2)}{\tan(q_t a/2)} = -\frac{4q_x^2 q_l q_t}{(q_x^2 - q_t^2)^2} \quad (6)$$

حالت انبساطی فونون دارای دو مولفه غیر صفر  $u = (u_x, 0, u_z)$  با رابطه پراکندگی داده شده توسط  $\omega_n = s_l (q_x^2 + q_t^2)^{1/2}$  هستند. جایی که مجموعه ای از پارامترهای  $q_l$  شعاع های مختلف قطبش مشابه را با [ نشان می دهیم. از آن جایی که این نوع امواج به جز در جهت انتشار محدود می

هدایت حرارتی در ابرلایه به زمان و اهلهش فونون می شود [3]. مساله ویژه مقدار را می توان از طریق معرفی عددی و برداری پتانسیل مکانیکی حل کرد که بردار جابجایی نسبی را تعریف می کند، راه حل این مشکل با معرفی ویژه مدهای اکوستیک حاصل می شود. آنچه که در این زمینه انجام نشده، بهنجارش ویژه مدها است. علاوه بر این تعامل حالت های محدود با الکترون ها مورد بررسی قرار نگرفته است. یک ویژگی مهم از ویژه مدها کوانتس بردار موج فونون است [4]، یعنی مولفه  $z$  در بردار موج حالت محدود  $q_z$  تنها چند مجموعه گسسته از مقادیر را در هر یک از بردارهای موج  $q_{||}$  به دست می آورند. سه نوع مختلف از مدهای اکوستیکی محصور شده وجود دارد: امواج برشی<sup>1</sup>، امواج انبساطی<sup>2</sup> و امواج خمشی<sup>3</sup>، که با تقارن متمایزشان مشخص می شوند [4،5].

### 1-2 امواج برشی

این امواج تنها یک مولفه غیر صفر دارند که عمود بر جهت انتشار موج است و در صفحه چاه کوانتومی قرار دارد:

$$u_n(q_{||}, z) = (0, u_y, 0) \quad \text{که در آن}$$

$$u_y = \begin{cases} \cos(q_{z,n}, z) & \text{if } n = 0, 2, 4 \dots \\ \sin(q_{z,n}, z) & \text{if } n = 1, 3, 5 \dots \end{cases}$$

(1)

رابطه پاشندگی برای موج برشی  $q_{z,n} = (\pi / a)$

است:  $\omega_n = s_t \sqrt{q_{z,n}^2 + q_x^2}$  این حالت ها مشابه با حالت های عرضی در رسانندگی ماده انبوه یا کوانتیده بر مبنای قانون ساده تعداد نیم طول موج های صحیح در یک تراشه نیم رسانا هستند [4].

### 2-2 امواج انبساطی

این امواج دارای دو جزء غیر صفر  $u_n(q_{||}, z) = (u_x, 0, u_z)$  هستند که در آن:

$$u_x = i q_l \left[ (q_x^2 - q_t^2) \sin \frac{q_t a}{2} \cos q_t z + 2q_l q_t \sin \frac{q_t a}{2} \cos q_t z \right] \quad (2)$$

<sup>1</sup> shear  
<sup>2</sup> dilatational  
<sup>3</sup> flexural

## 2-5-2. پراکندگی ناخالصی

زمان و اهلس فونون در اثر برهم کنش با اتم های با جرم های مختلف بصورت زیر داده می شود [2,5,8]:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{v_0 \omega^4}{4\pi v_g^3} \sum f_j [1 - (M_i/M)]^2 \quad (10)$$

که در آن  $V_0$  حجم هر اتم،  $\Gamma$  پارامتر پراکندگی فونون نوسان جرم،  $M_i$  جرم یک اتم و  $f_j$  کسر اتم های با جرم  $M_j$  که با  $M$  متفاوت است. بنابراین پراکندگی ایزوتوپ حالت های فونون به سرعت آن بستگی دارد [4]. قوانین تعیین بردار موج و قوانین حفاظت بسامد بدلیل محدودیت فضایی نیز باید در نظر گرفته شود،

## 2-5-3 پراکندگی مرزی فونون

پراکندگی مرزی فونون با رابطه نیمه تجربی زیر ارزیابی می شود [9,10]:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{V_g}{W} \quad (11)$$

ضخامت توده یا عرض یک چاه کوانتومی است. که در آن  $W$

## 3-نتایج و بحث

### 3-1 سرعت گروه

در این مقاله منحنی های مربوط به رسانندگی گرمایی و دیگر نمودارها را با لحاظ مقادیر ثابت و پارامترهای موجود در جدول 1 و با نوشتن کد متلب محاسبه و رسم شده است. سرعت گروه فونون بر حسب بردار موج  $q$  در امتداد جهت انتشار با استفاده از معادلات (2) در شکل های 1 (الف و ب) به ترتیب برای چاه های کوانتومی سیلیکن و ژرمانیوم به عرض 10 نانومتر محاسبه و رسم شده است.

(الف)

باشند می توان آن ها را به عنوان یک تغییر حالت طولی ( $L$ ) انبوهه مشاهده کرد و با حل عددی معادله الاستیکی، می توان حالت های فونون محصور شده را برای یک عرض مشخص به دست آورد و سپس با تفکیک عددی، سرعت گروه را تعیین کرد [5].

## 2-4 اساس انتقال فونون در چاه کوانتومی

فونون ها معمولا حامل های اساسی در انتقال گرما در مواد ترموالکتریک هستند. رسانندگی گرمایی فونون ها با رابطه زیر داده می شود [6,7]:

$$k_p = \sum_j \int C_j(\omega) v_j^2(\omega) \tau_j(\omega) d\omega \quad (7)$$

در این رابطه جمع بر روی شاخه های قطبیده است، که یکی مربوط به شاخه ی فونون صوتی طولی و دیگری مربوط به دوشاخه فونون عرضی،  $\tau_j(\omega)$  زمان و اهلس فونون

مربوط به شاخه  $j$  ام،  $v_j$  سرعت گروه فونون و ظرفیت گرمایی  $C_j = \hbar \omega_j \partial N_0(\hbar \omega_j / k_B T) / \partial T$  مربوط به شاخه  $j$  ام،  $N_0(\hbar \omega_j / k_B T) = [\exp(\hbar \omega_j / k_B T) - 1]^{-1}$  تابع توزیع تعادلی فونونی بوز- اینشتین می باشد [6].

## 2-5 میزان پراکندگی فونون در چاه کوانتومی

فرایندهای پراکندگی مقاومتی که در ژرمانیم و سیلیکن معنی دار هستند عبارتند از پراکندگی واگرد (برهم کنش فونون-فونون) فرایند (U)، پراکندگی نقص نقطه به علت وجود ایزوتوپ های جرم مختلف (I) و پراکندگی مرزی (B)، میزان پراکندگی مقاومتی ترکیبی می تواند به صورت زیر باشد [4,8]:

$$\frac{1}{\tau_C} = \frac{1}{\tau_U} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_I} \quad (8)$$

که هر کدام را به طور جداگانه در نظر می گیریم.

## 2-5-1 پراکندگی واگرد

میزان پراکندگی واگرد برای حالت  $L$  و حالت فونون اکوستیکی به صورت زیر داده می شود [2,4,8]:

$$\frac{1}{\tau_{U,i}} = \frac{\hbar v_i^2}{M v_i^2 \theta_i} \omega^2 T \exp\left(-\frac{\theta_i}{\alpha_i T}\right) \quad (9)$$

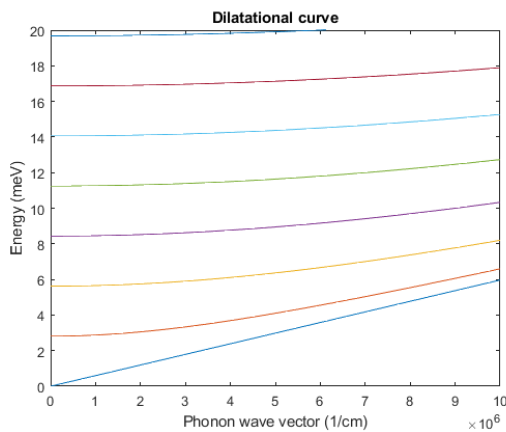
که در آن  $\gamma_i$  پارامتر غیر هارمونیک گرونایزن،  $M$  یک جرم متوسط یک تک اتم در جامد،  $v_i$  سرعت گروه فونون و  $\alpha_i$  پارامتر بدون بعد از مرتبه 2.

عکس دارد. گروه فونونی امواج انبساطی و برشی از نوع امواج متقارن می باشند.

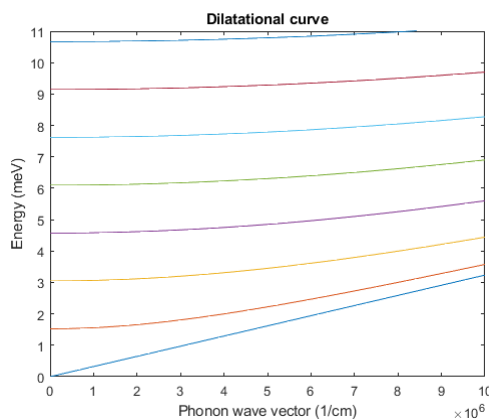
### 2-3 انرژی

تغییرات انرژی بر حسب بردار موج با استفاده از رابطه فرکانس فونونی حالت انبساطی موجود در یک چاه کوانتومی منفرد دو بعدی به عرض 10 نانومتر و به تعداد 8 شاخه به ترتیب از پایین به بالا برای سیلیکن شکل 2 (الف) و ژرمانیم شکل 2 (ب) محاسبه و رسم شده است. از این دو نمودار مشخص است که در اولین شاخه ها با افزایش بردار موج، انرژی بیشترین تحول را داشته ولی با افزایش تعداد شاخه ها در قسمت های بالا کمترین

(الف)

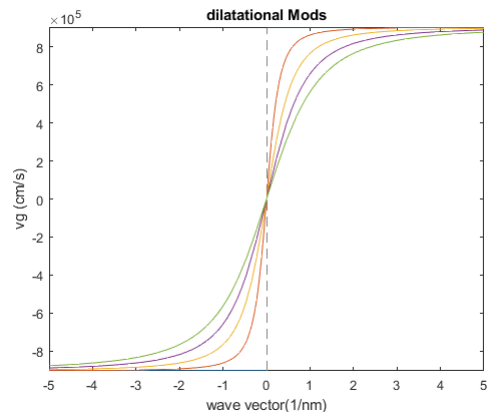


(ب)

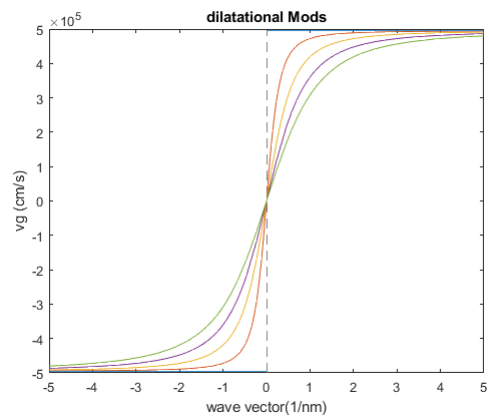


شکل 2 نمودار تغییرات انرژی فونون حالت انبساطی در یک چاه کوانتومی با عرض  $w=10\text{ nm}$  بر حسب بردار موج فونون به

ترتیب از پایین به بالا برای مدهای  $(n=1,2,\dots,8)$  برای (الف) سیلیکن و (ب) ژرمانیوم



(ب)



شکل ۱ نمودار تغییرات سرعت گروه در چاه کوانتومی

بر حسب بردار

موج فونون حالت انبساطی با عرض  $w=10\text{ nm}$  به ترتیب از بالا به

پایین برای مدهای  $(n=1, \dots, 4)$  برای (الف) سیلیکن و (ب) ژرمانیوم

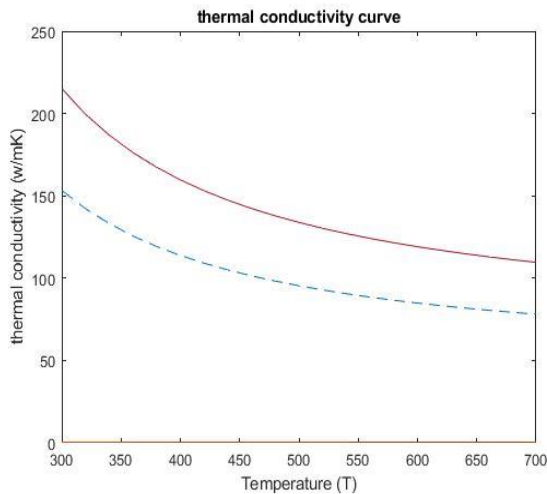
نتایج به دست آمده برای پایین ترین سطوح انبساطی برای مدهای 1 تا 4 بر حسب بردار موج به ترتیب از بالا به پایین را نشان می دهد. فونون ها و سرعت گروه آنها که در ماده حجیم و چاه کوانتومی دو بعدی نیم رسانا باعث انتقال گرما در این نوع ساختار می شود، به اندازه زیاد تابع بردار موج، تعداد مدها و عرض چاه کوانتوم می باشد. این شکل ها نواحی موجود از محور افقی به بالا حقیقی و از این محور به پایین موهومی را نشان می دهند. از مقایسه شکل های 1 (الف و ب) می توان نتیجه گرفت که سرعت گروه فونونی حالت انبساطی در چاه کوانتومی سیلیکن نسبت به چاه کوانتومی مشابه ژرمانیوم به مراتب بیشتر است. علاوه بر این سرعت گروه با عرض چاه رابطه مستقیم و با تعداد مدها رابطه

کوانتومی با عرض های مختلف بر حسب دما به صورت زیر داده می شود [2]:

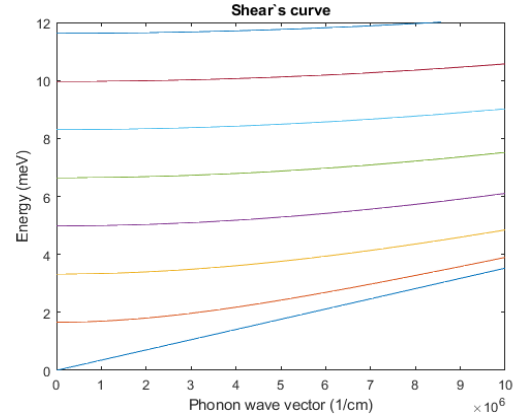
$$\kappa = \frac{k_B}{2\pi^2} \left(\frac{k_B}{\hbar}\right)^3 T^3 \int_0^{\theta/T} \frac{\tau_C(x)}{v_{g,x}} \frac{x^4 e^x}{(e^x-1)^2} dx \quad (11)$$

که در آن  $\tau_C$  توسط معادله (8) داده می شود. تحلیل عددی معادله فوق نشان می دهد که پراکندگی و سرعت گروه فونون که تابع تعداد مدها و عرض چاه است به رسانش گرمایی چاه کوانتومی و ماده انبوه وابسته است. شکل های 4 (الف و ب) به ترتیب تغییرات رسانش گرمایی ( $K_{ph}(w, T)$ ) پراکندگی واگرد و (توپر) و پراکندگی کلی (خط چین) مواد انبوه سیلیکن و ژرمانیوم را در گستره دمایی K (200-700) را نشان می دهد، که متناظر با چاه کوانتومی به عرض ( $w = 10nm$ ) است. شکل های 5 (الف و ب) به ترتیب شبیه شکل های 4 (الف و ب) بوده اما برای چاه های کوانتومی سیلیکن و ژرمانیوم به عرض ( $w = 10nm$ ) را نشان می دهند.

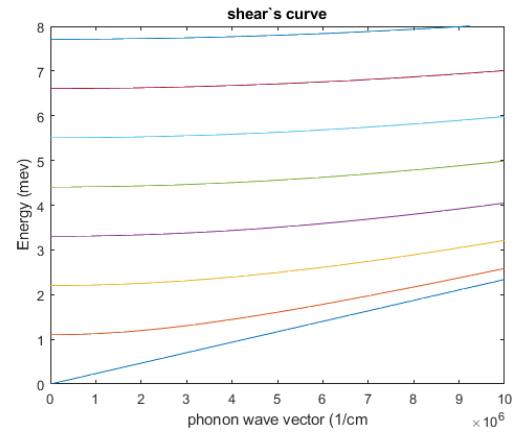
(الف)



(الف)



(ب)



شکل 3 نمودار تغییرات انرژی فونون حالت برشی در یک چاه کوانتومی با عرض ( $w = 10 nm$ ) بر حسب بردار موج فونون به ترتیب از پایین به بالا برای مدهای ( $n=1,2,\dots,8$ ) برای الف) سیلیکن و ب) ژرمانیوم

تحول در انرژی را نشان می دهد. این حالت مشابه حالت های طولی امواج فونون آکوستیک در رسانندگی ماده انبوه می باشد. همچنین بیشترین تغییرات انرژی حالت انبساطی بر حسب تابع بردار موج در چاه کوانتومی سیلیکن اتفاق می افتد. نمودار شکل های 3 (الف و ب) به ترتیب شبیه شکل های 2 (الف و ب) ولی با استفاده از رابطه فرکانس فونونی حالت برشی محاسبه و رسم شده اند.

### 3-3 رسانندگی گرمایی چاه کوانتومی

با فرض غالب بودن فرایندهای مقاومتی ناشی از فونونهای محصور، معادله تغییرات رسانش گرما در نانو ساختارهای دو بعدی نیمه هادی مانند چاه

شکل 5 نمودار تغییرات رسانش گرمایی برحسب دما برای همه

فرایندها (خط چین) و فرایند واگرد (توپر) چاه کوانتومی با عرض  $(w=10nm)$  برای الف) سیلیکن و ب) ژرمانیوم

از مقایسه این منحنی‌ها نتیجه می‌شود که رسانندگی گرمایی سیلیکن نسبت به ژرمانیم در حالت انبوه و در حالت چاه کوانتومی به مراتب بیشتر بوده و با عکس دما متناسب است، نیز تابع عرض چاه کوانتومی، تعداد مدها، پراکندگی های فونون و سرعت گروه فونون نیز می‌باشد و مشخصا با افزایش عرض چاه کوانتومی رسانش گرمایی بیشتر می‌شود، نتایج به دست آمده در این کار پژوهشی در توافق با داده های نظری و تجربی اخیر است [2,5,8,9].

جدول 1 ثابت‌های مورد استفاده در محاسبات این کار پژوهشی [2,5].

Ge	Si	واحد	علایم اختصاری	تعریف
7.3e-26	4.6e-26	kg		جرم اتم
50	50	K	M	دما
500	500	m/s	T	سرعت عرضی
3542	5340	m/s	vt	سرعت طولی
4900	9040	K	vl	دمای دبی
376	440	kgm <sup>-3</sup>	$\theta$	چگالی ثابت
5323	2420		$\rho$	گرونایزن
0.32	0.38		$\gamma$	ثابت
1.08	1.05		$\alpha$	

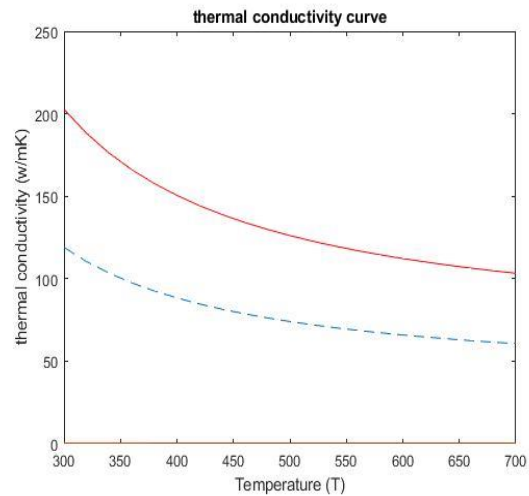
## 5. منابع

[1] DiSalvo FJ. Thermoelectric cooling and power generation. Science. 1999; 285: 703-706.

[doi: 10.1126/science.285.5428.703](https://doi.org/10.1126/science.285.5428.703)

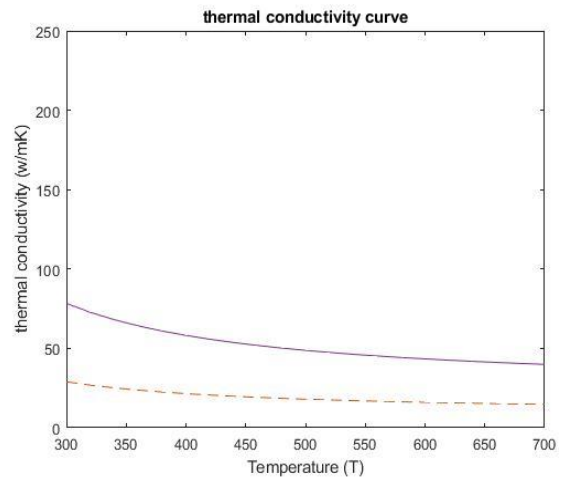
[2] Balandin A, and Wang KL. Effect of phonon confinement on the thermoelectric figure of merit of quantum wells. Journal of Applied Physics. 1998; 84: 6149-6153.

(ب)

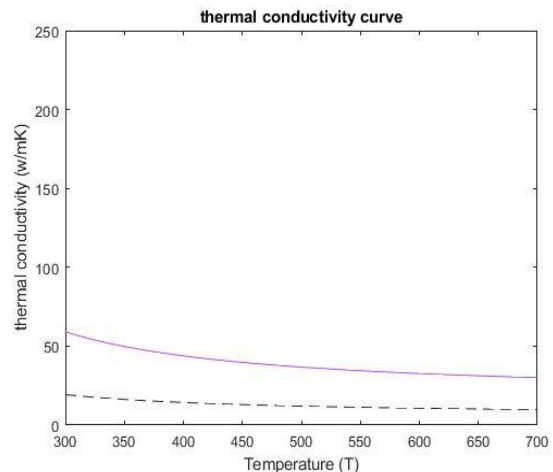


شکل 4 نمودار تغییرات رسانش گرمایی برحسب دما برای همه فرایندها (خط چین) و فرایند واگرد (توپر) برای الف) انبوه سیلیکن و ب) انبوه ژرمانیوم

(الف)



(ب)





[doi: 10.1063/1.368928](https://doi.org/10.1063/1.368928)

[3] Hyldgaard P, and Mahan GD. Phonon superlattice transport. *Physical Review B*. 1997; 56: 10754.

[doi: 10.1103/physrevb.56.10754](https://doi.org/10.1103/physrevb.56.10754)

[4] Bannov N, Aristov V. Electron relaxation times due to the deformation-potential interaction of electrons with confined acoustic phonons in a free-standing quantum well. *Physical Review B*. 1995; 51: 9930.

[doi: 10.1103/physrevb.51.9930](https://doi.org/10.1103/physrevb.51.9930)

[5] Balandin A. Thermal properties of semiconductor low-dimensional structures. *Physics Low-Dimensional Structures*. 2000; 1: 1-43.

[6] Ansaripour G, Azami SE. Study of thermal conductivity of Si and GaAs quantum nanowires. *Journal Applied Physics Alzahra*. 2020; 9: 17-30.

[doi: 10.22051/jap.2020.28469.1135](https://doi.org/10.22051/jap.2020.28469.1135)

[7] Ashcroft NW, Mermin ND. *Solid State Physics*, Saunders College Publishing, New York, 1976.

[8] Balandin A, and Wang KL. Significant decrease of the lattice thermal conductivity due to phonon confinement in a free-standing semiconductor quantum well. *Physical Review B*. 1998; 58: 1544-1549.

[doi: 10.1103/physrevb.58.1544](https://doi.org/10.1103/physrevb.58.1544)

[9] Lü X, and Chu J. Lattice thermal conductivity in a Si/Ge/Si heterostructure. *Journal of Applied Physics*. 2007; **101**:114323.

[doi: 10.1063/1.2745439](https://doi.org/10.1063/1.2745439)

[10] Huang MJ, Chong WY, and Chang TM. The lattice thermal conductivity of a semiconductor nanowire. *Journal of Applied Physics*. 2006; 99: 114318.

[doi: 10.1063/1.2203721](https://doi.org/10.1063/1.2203721)



## Study of thermal conduction in a semiconductor two-dimensional quantum well structure

G. Ansaripour\* and A. Anosh

Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan, Iran

### Abstract:

The thermal properties of semiconductor and superlattice nanostructures have recently gained more care for the following reasons. Firstly, the gradual shrink of the dimensions of devices and microelectronic circuits, which causes an increase in the semiconductor dissipative power per unit area. As a result, the thermal conductivity and reliability of the device would be important due to size effects. Secondly, the design and fabrication of two-dimensional heterostructure semiconductor quantum well devices leads to the reduction of heat conduction and improvement of their thermoelectric efficiency. In this work, the thermal properties of a two-dimensional semiconductor structures such as an Si and Ge quantum well is investigated regarding the phonon relaxation rates in the umklapp scattering processes, boundary scattering, mass difference scattering and the thermal conductivity is calculated and plotted. It is seen that the thermal conductivity can be tuned by adjusting the spacer layer. Also, the results of the calculations show that the thermal conductivity of the sample quantum well is about one order lower than its similar bulk. Our results agree with recent theoretical and experimental data.

**Keywords:** Phonon, Quantum well, Semiconductor, Umklapp process, Nanostructure

\*gansaripour@basu.ac.ir