

# طراحی آشکارساز مادون قرمز - میانی چاه کوانتومی دو طول موج مبتنی بر ساختار آبشاری

علی رستمی<sup>۱</sup> آیتک مطمئن<sup>۲</sup> حامد باغبان<sup>۲</sup> حسن رسولی سقایی<sup>۴</sup>

۱- استاد دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر و استاد دانشکده مهندسی فناوریهای نوین - دانشگاه تبریز - تبریز - ایران

[rostami@tabrizu.ac.ir](mailto:rostami@tabrizu.ac.ir)

۲- کارشناسی ارشد - دانشکده مهندسی برق - دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز - تبریز - ایران

[aytak.motmaen@yahoo.com](mailto:aytak.motmaen@yahoo.com)

۳- کارشناسی ارشد - دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه تبریز - تبریز - ایران

[h-baghban@tabrizu.ac.ir](mailto:h-baghban@tabrizu.ac.ir)

۴- دکتری - دانشکده مهندسی فناوریهای نوین، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

[hrasooli@tabriz.ac.ir](mailto:hrasooli@tabriz.ac.ir)

چکیده: در این مقاله یک آشکارساز مادون قرمز چاه کوانتومی مبتنی بر ساختار آبشاری ارائه می‌شود که می‌تواند به طور همزمان دو طول موج را در دو بازه مختلف مادون قرمز - میانی آشکارسازی نماید. ناحیه فعال در این آشکارساز به طور یک پارچه به هر دو طول موج حساسیت نشان می‌دهد و سیستم ترابرد الکترون طوری طراحی شده است که امکان انتقال الکترون تحریک شده توسط دو طول موج را همزمان فراهم می‌سازد. وجود چاه شکار حامل الحاق شده به ناحیه فعال به امر ترابرد همزمان الکترون تحریک شده توسط دو طول موج کمک می‌کند. مقادیر پاسخ و آشکارکنندگی برای این دو طول موج در دمای  $120^\circ K$  به ترتیب  $D_1^*(\lambda = 6.85) = 6.89 \times 10^7 J$  و  $R_2(\lambda = 12.35 \mu m) = 118.5 mA/W$  و  $R_1(\lambda = 6.85 \mu m) = 67.5 mA/W$  و  $D_2^*(\lambda = 12.35) = 1.2 \times 10^8 J$  محاسبه شده است.

کلمات کلیدی: آشکارساز مادون قرمز میانی چاه کوانتومی دو طول موج، ساختار آبشاری، چاه شکار حامل

تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۸۸/۵/۱۸

نام نویسنده‌ی مسئول: علی رستمی

نشانی نویسنده‌ی مسئول: آزمایشگاه تحقیقاتی فتونیک و نانوکریستال، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

حالت الکترونیکی دو بعدی (2D) و سه بعدی (3D) به ترتیب در چاه کوانتومی و پیوستار است. انتشار الکترون ها از حالت سه بعدی به حالت دو بعدی و بر عکس مشکلات تئوریک خاص خود را در مدل سازی دارد [۵ و ۶]. بیشتر مدل ها از پارامترهای قابل تنظیم [۷] شامل زمان شکار، احتمال شکار و اثر بهره نورسانا استفاده می کنند. نوع دوم آشکارسازها یعنی نورولتایی ها (مد نظر این مقاله)، با بایاس خارجی کار نمی کنند و بنابراین جریان تاریکی در این قطعات یا بسیار کم است یا اصلاً وجود ندارد. در نتیجه نویز جریان تولید-بازترکیب در شرایط تاریکی وجود نخواهد داشت (بنابراین خازن های موجود در آرایه های آشکارسازی توسط جریان تاریکی پر نمی شود). گین در این آشکارسازها معمولاً کوچکتر از آشکارسازهای نورسانا است. این آشکارسازها برای کار در دماهای بالا، طول موج بلند و ناحیه پیکسل کوچک توصیه می شوند [۸]. در این ساختارها انتقال الکترونیکی پیچیده تر بوده و عملکردشان با بعضی از مشکلات فیزیکی روبروست

یک تصویر مفهومی از ساختار آشکارساز نورولتایی در شکل (a-1) آورده شده است که توسط Kastalasky و همکارانش ساخته شده اند [۹]. عملکرد این قطعه بر اساس جذب الکترون از مینی باند موجود در یک ابر شبکه است که به یک لایه سد منتهی می شود. از آنجایی که جریان الکترون در مینی باند پایین توسط این سد مسدود شده است، تنها الکترون های برانگیخته شده نوری در بالاترین مینی باند، انرژی کافی برای عبور از این سد را خواهند داشت، بنابراین جریان نوری تقریباً بدون نیاز به ولتاژ بایاس ایجاد خواهد شد. Goossen ساختار متفاوتی را معرفی کرده (شکل (b-1)) که ظرفیت الکترونیکی خازن قطعه تحت تأثیر حامل های منتشر شده در لایه تهی (بین چاه کوانتومی نوع n و سطح فلزی) است [۱۰]. در این ساختار اثر نورولتایی ac ایجاد می شود که باعث ایجاد جریان متناوب (البته بدون نیاز به ولتاژ بایاس خارجی) می گردد.

ساختاری بر اساس یک چاه کوانتومی با دو سد که بصورت نامتقارن ناخالصی دار شده (GaAs/AlAs/AlGaAs) در شکل (c-1) آورده شده است [۱۱]. الکترون ها بعد از برانگیخته شدن از پایین ترین زیرباند به بالاترین زیرباند با یک احتمال محدودی از میان سد AlAs به بیرون چاه کوانتومی (قبل از اینکه به پایین ترین زیرباند چاه واهلش یابند) تونل می زنند. احتمال اینکه الکترون برانگیخته شده، به طرف چپ یا راست برود وجود دارد. میدان فضایی بار ایجاد شده در عرض لایه های AlGaAs جریان الکترونی به طرف راست ایجاد می کند و اکثر حامل های خارج شده در مسیر برگشت به چاه کوانتومی که در طرف راست لایه  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  قرار دارد، واهلش می یابند. مفهوم کلی این مکانیزم انتقال در شکل (d-1) آورده شده است. ساختار دیگر مشابه ساختار (c-1) ارائه شده با این تفاوت که در این ساختار از ارتفاع سد کاسته شده است (شکل (e-1)). این ایده به یک ساختار

اهمیت و وسعت کاربرد آشکارسازهای مادون قرمز بر کسی پوشیده نیست. اهمیت اساسی این آشکارسازها در آشکارسازی طیفی از نور است که بیشتر اجسام از خود تابش می کنند که در طیف غیر مرئی قرار دارد. معمولاً از پنجره مادون قرمز ( $3-5 \mu m$ ) در صنایع نظامی، از پنجره مادون قرمز ( $8-15 \mu m$ ) در تصویر برداری حرارتی و از پنجره مادون قرمز ( $20 \mu m$ ) در کاربردهای THz استفاده می شود. در زمینه آشکارسازها تلاش های زیادی برای حصول به نتایج و کیفیت بالای محصول از مدت ها صورت گرفته است و کامکان ادامه دارد. برای بهبود پارامترهای آشکارسازی، قابلیت تجمع این عنصر با سایر ادوات نوری، بهینه سازی مصالحه موجود بین پاسخ و آشکارکنندگی، مهندسی طیفی و نهایتاً رسیدن به پارامترهای آشکارسازی مناسب در دمای اتاق، ساختارهایی مبتنی بر چاه های کوانتومی توسعه داده شده اند. در مقابل آشکارسازهای مادون قرمز مرسوم مشکل دار نظیر HgCdTe که بهبودی در عملکرد آنها معمولاً به کیفیت ماده و نه طراحی آن بستگی دارد، وضعیت برای آشکارسازهای نوری مادون قرمز مبتنی بر چاه کوانتومی کاملاً متفاوت است. این آشکارسازها براساس گذارهای نوری در داخل یک نوار انرژی عمل کرده و بنابراین عملکرد آنها مستقل از گاف ماده آشکارساز است [۱].

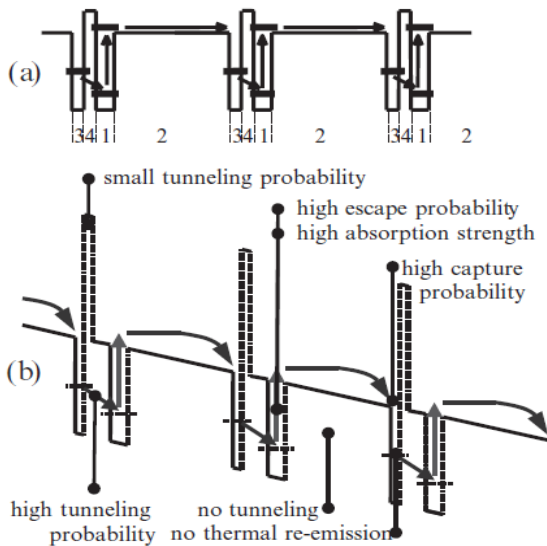
اساساً آشکارسازهای مادون قرمز چاه کوانتومی (QWIP) در دو مدل انتقال الکترونیکی کار می کنند [۴-۲]:

۱. مد نورسانائی (Photoconductive)

۲. مد نورولتایی (Photovoltaic)

در مدل اول (مطالعه بیشتر آشکارسازهای چاه کوانتومی مادون قرمز، روی این مدل صورت گرفته است)، برای برقراری جریان الکترون ها، نیاز به بایاس خارجی داریم. الکترون های برانگیخته شده نوری معمولاً به کمک میدان الکترونیکی خارجی به بیرون از چاه کوانتومی تونل زده و سپس جمع آوری می شوند و به این ترتیب جریانی در مدار برقرار می گردد. عملکرد این آشکارسازها عموماً توسط جریان تاریکی (جریان آشکارساز در عدم حضور نور) محدود می شود که باعث می گردد از این آشکارسازها فقط بتوانیم در دماهای پایین استفاده کنیم. در مدل نورسانا میدان الکترونیکی در حدود چند ده  $KV/cm$  است. این مقدار نتیجه مصالحه ای است که بین بازده کوانتومی (احتمال گریز الکترونی که به صورت نوری از چاه کوانتومی برانگیخته شده است) بالا و نویز پایین صورت می گیرد. این میدان الکترونیکی باعث ایجاد جریان تاریکی قابل توجهی می شود. به همین خاطر لازم دیده می شود که ساختارهایی با جریان تاریکی کم و بازده کوانتومی خوب پیشنهاد شود (مد دوم).

در آشکارسازهای نور رسانای استاندارد، انتقال حامل ها مستلزم هر دو



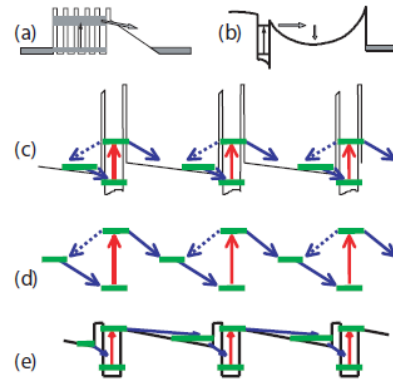
شکل (۲): (a) شماتیکی از Four-zone برای آشکارساز نوری بین زیر باندهای نورولتایی می باشد. توزیع پتانسیل آن شامل ناحیه تحریک، ناحیه رانشی، ناحیه شکار، ناحیه تونل زنی و پایه عملکرد آن با فلش نشان داده شده است. (b) توزیع لبه باند در QWIP Four-zone با میدان الکتریکی و با توجه به بهینه سازی آن

در ادامه ساختارهایی به نام ساختارهای آبشاری که برای انجام مؤثر مکانیزم انتقال معرفی شده‌اند را مطالعه می‌نمایم. در مرجع [۱۶]، یک آشکارساز نورولتایی بین زیر باندهای بر پایه انتقال الکترون از میان چاه‌های کوانتومی آبشاری (QCD) معرفی شده است. این آشکارساز بدون هیچ ولتاژ اعمالی در مد نورولتایی کار می‌کند و بنابراین هیچ گونه جریان تاریکی ندارد. ترابرد و خواص نوری مورد بررسی قرار گرفته در این ساختار نشان می‌دهد که این نوع ساختارها برای پیکسل‌های کوچک و آرایه‌های بزرگ بسیار مناسب هستند. Hofstetter و همکارانش رفتار نورولتایی یک ساختار لیزر کوانتومی آبشاری را در حضور نور مادون قرمز [۱۷] و به دنبال آنها Graf و همکارانش همان ساختار را در محدوده ترا هرتز مورد مطالعه قرار داده‌اند [۱۶]. در ساختار پیشنهادی Hofstetter و همکارانش، چون ساختار باند لیزر برای آشکارسازی طراحی نشده و به خاطر کوچک بودن احتمال فرار، پاسخ کوچک و در حدود کمتر از چند ده  $\mu A/W$  حاصل شده است.

اساساً هدف از طراحی ساختار QCD، تولید یک جابجایی الکترون تحت روشنایی، بدون اعمال ولتاژ از میان ساختار آبشاری سطوح کوانتومی است. به علت رفتار نورولتایی QCD ها آنها می‌توانند با

بالاترین سطوح دوپینگ نسبت به QWIP ها کار کنند و بنابراین می‌توانند به بازده کوانتومی بالاتر و زمان انتگرال گیری بلندتر دست یابند. همچنین QCD ها می‌توانند در ولتاژ پایین استفاده شوند و جریان های تاریکی پایین‌تری را معرفی کنند. برای بهینه‌سازی

چاه کوانتومی تک سدی شبیه‌تر است. عملکرد نورولتایی در این ساختار با قرار دادن یک سد تونل در یک طرف چاه کوانتومی و همچنین با ایجاد یک میدان الکتریکی داخلی با استفاده از ناخالصی مدولاسیونی برقرار می‌شود [۱۳-۱۲]. آشکارکنندگی در این ساختار سه برابر کمتر از آشکارکنندگی آشکارساز مادون قرمز نورسانا گزارش شده است که در همان طول موج قطع  $(10.5 \mu m)$  کار می‌کند. پایین بودن آشکارکنندگی در این ساختار می‌تواند به این علت باشد که میدان الکتریکی داخلی بهینه نشده است.



شکل (۱): مکانیزم انتقال در آشکارسازهای مادون قرمز نورولتایی که شامل انتقالات بین زیرباندهای است: (a) ابر شبکه ای با سدی انسداد شده (b) تک چاه کوانتومی با سطح لایه تخلیه شده (c) چاه کوانتومی با دو سد که به طور نامتقارن ناخالصی دار شده‌اند، (d) شکل کلی از آشکارساز نورولتایی و (e) چاه کوانتومی با تک سد که به طور مدولاسیونی ناخالصی دار شده است

ساختار جدیدی تحت عنوان آشکارساز کوانتومی مادون قرمز چهار ناحیه‌ای (Four-Zone) توسط Schneider و همکاران طراحی و پیشنهاد شده است (شکل (۲)) [۱۵-۱۴]. در این ساختار، هر پریود از ناحیه فعال از چهار ناحیه مستقل از هم تشکیل شده است: (۱) ناحیه تحریک (۲) ناحیه رانشی (۳) ناحیه شکار (۴) ناحیه تونل زنی. حامل‌هایی که به صورت نوری در ناحیه تحریک برانگیخته شده‌اند، در شبه پیوستار بالای لبه باند در ناحیه رانشی انتشار می‌یابند. حامل‌ها به ناحیه شکار واهلش یافته و بالاخره از طریق تونل زنی از میان ناحیه تونل زنی، چاه کوانتومی مجاور عبور را پر می‌کنند. به این ترتیب به یک جریان نوری بدون اعمال بایاس خارجی نائل می‌شویم. وظیفه دیگر ناحیه تونل زنی این است که مانع نشت دوباره حامل‌ها به سمت چپ ناحیه تحریک بشود. در ساختار پیشنهادی Schneider دوباره پاسخ نورولتایی، به خاطر ناکافی بودن انحمال اینکه الکترون‌های تحریک شده نوری بتوانند به ساختار بعدی نفوذ کنند در مقایسه با احتمال واهلش غیر نوری آنها به حالت اولیه پایین  $(10 mA/W)$  برای ۲۰ پریود است، کم است.

به چاه دوم توسط سد- دوتائی بلند بلوکه شده و با گسیل فونون نوری در چاه دوم شکار خواهد شد و سپس همراه با الکترون‌های گذار اول از همان مسیر ترابرد مشترک ایجاد شده توسط ساختار فراشبکه انتقال خواهد یافت. تابع موج حالت تحریک شده دوم به علت تزویج شدن دو چاه کوانتومی در این دو چاه پخش شده است. دوقطبی مؤثر بین حالت تحریک شده دوم و دیگر سطوح انرژی این الکترون‌های برانگیخته شده را به کمک فرار فونونی به سطوح پایین تر که روی چاه‌های کوانتومی مجاور متمرکز شده اند، منتقل می‌کند. الکترون‌ها در سطوح انرژی چاه کوانتومی آبخاری پایین می‌روند. بالاخره الکترون‌ها به سطوح انرژی پایین تر در چاه کوانتومی اول در پیروید بعدی منتقل می‌شوند و به این ترتیب یک اختلاف پتانسیل ظاهر می‌شود. با بستن مدار یک جریان نوری در پاسخ به جذب تشعشات مادون قرمز خواهیم داشت.

### ۳- مدل ترابرد الکترونیکی

در آشکارساز نورولتایی مقاومت ولتاژ صفر (که معمولاً به صورت  $R_0 A$  معرفی می‌شود، که در آن  $R_0$  مقاومت پیکسل و  $A$  مساحت ناحیه پیکسل می‌باشد)، یکی از ضرایب شایستگی مناسب برای تعیین جریان تاریکی اندازه‌گیری شده در عدم حضور نور است.  $R_0 A$  را معمولاً می‌توان با انرژی فعال‌سازی  $E_a$  (معادل با انرژی مسئول گذار برای انتقال الکترون از یک اتصال به اتصال دیگر) توصیف کرد [۲۰]. برای تعیین  $R_0 A$ ، فرضیاتی در رابطه با گذارهای الکترونیکی بین سطوح انرژی مختلف انجام می‌گیرد. با توجه به اندازه عرض چاه‌ها و سدها فقط اندرکنش بین الکترون‌ها و فونون‌های نوری در نظر گرفته می‌شود. فاصله سطوح انرژی به اندازه کافی بالا است که بتوان از اثر اندرکنش الکترون‌ها و فونون‌های صوتی صرف نظر کرد [۲۱]. در ادامه، ابتدا نرخ گذارهای ناشی از اندرکنش بین الکترون‌ها و فونون‌های نوری بر اساس کار ارائه شده توسط آقایان Bastard و Ferreira [۲۲] محاسبه می‌شود. نرخ پراکندگی از حالت اولیه  $|i, k_i\rangle$  به کل حالت‌های نهایی  $|f, k_f\rangle$  به علت گسیل فونون نوری طولی در دمای  $T = 0^\circ K$  با توجه به روابط زیر بدست می‌آید

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{m^* e^2 \omega_{LO}}{2\hbar^2 \varepsilon_p} \sum_f \int_0^{2\pi} d\theta \frac{I^{ij}(Q)}{Q} \quad (1)$$

$$Q = (k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta)^{1/2} \quad (2)$$

که

$$k_f^2 = k_i^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2} (\varepsilon_i - \varepsilon_f - \hbar\omega_{LO}) \quad (3)$$

عملکرد QCD ها درک عمیقی از انتقال در این ساختارهای مجتمع غیرمتجانس مورد نیاز است.

علاوه بر نقاط ضعف و قوت هر کدام از ساختارهای اشاره شده، آشکارسازی همزمان چند طول موج ویژگی منحصر بفردی برای یک ساختار به شمار می‌آید. از آشکارسازی گسیل چند طول موج مادون قرمز یک شئی می‌توان در کاهش تعداد false positive ها استفاده کرد [۱۸]. امکان داشتن عملکرد دو (یا چند) طول موج در محدوده تراهرتز و مادون قرمز- میانی برای کاربردهایی نظیر تصویربرداری دو طول موج می‌تواند بسیار جذاب است [۱۹].

در این مقاله یک آشکارساز مادون قرمز چاه کوانتومی مبتنی بر ساختار آبخاری که قابلیت آشکارسازی همزمان دو طول موج در دو ناحیه مختلف مادون قرمز- میانی ( $9.94 \mu\text{m}$  و  $5.88 \mu\text{m}$ ) را دارد، ارائه می‌شود. ناحیه فعال در این ساختار از دو چاه کوانتومی تزویج شده به هم تشکیل شده است. الکترون‌هایی که به حالت پایه در چاه کوانتومی اول تزریق می‌شوند، می‌توانند در اثر تابش دو طول موج مختلف تحریک شوند و سپس به کمک فرآیند پراکنش فونونی به سطوح انرژی پایین‌تر چاه‌های کوانتومی دیگر انتقال می‌یابد. برای شبیه‌سازی عملکرد آشکارساز پیشنهاد شده، معادله شرودینگر- پواسون بصورت خودسازگار حل شده و سپس نرخ‌های انتقال برای تعیین مشخصه  $R_0 A$  و عنصر ماتریس گذار برای تعیین ضریب جذب در ناحیه فعال محاسبه می‌شوند.

### ۲- طرح ساختار پیشنهادی

QCD پیشنهادی، شامل ۴۰ پیروید از چاه‌های کوانتومی از نوع AlGaAs/GaAs می‌باشد. به منظور اینکه سطح انرژی اول  $E_1$  در باند هدایت پر از الکترون شود، چاه کوانتومی اول دارای ناخالصی نوع  $n$  خواهد بود. چاه دوم در این ساختار به عنوان چاه شکار کننده الکترون به چاه فعال اصلی (چاه اول) الحاق شده است. ضخامت لایه‌ها در اینجا به ترتیب از چپ به راست در ساختار ارائه شده  $22, 22, 65, 50, 22, 22, 42, 10, 5, 36, 10, 10, 40, 5$  هستند. عددی که زیر آن خط کشیده شده چاه‌هایی هستند که به اندازه  $5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  ناخالصی دار شده‌اند. اعدادی که به حروف ضخیم نوشته شده، ضخامت مربوط به چاه‌ها را نشان می‌دهند. در شکل (۳) ساختار انرژی باند هدایت و توابع موج مربوط به هر سطح انرژی در یک پیروید نشان داده شده است.

جذب فوتون در انرژی‌های  $h\nu = E_7 - E_1$  و  $h\nu = E_6 - E_1$

باعث انتقال الکترون از سطح انرژی اول به سطوح انرژی ۶ و ۷ می‌شود. گذار اول بعد از تونل‌زنی به چاه دوم از مسیر ترابرد ایجاد شده توسط ساختار فراشبکه انتقال خواهد یافت. گذار دوم بعد از تونل‌زنی

(4)

$$\varepsilon_p^{-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_s^{-1}$$

که  $\varepsilon_s$  و  $\varepsilon_\infty$  به ترتیب ثابت گذردهی فرکانس بالا و ساکن در لایه نامتجانس می باشند.  $I^{ij}(Q)$  به صورت زیر بدست می آید:

$$I^{ij}(Q) = \int dz \int dz' \chi_i(z) \chi_j(z) e^{-Q|z-z'|} \chi_i(z') \chi_j(z') \quad (5)$$

که اگر  $Q=0$  باشد، حاصل برابر  $\delta_{ij}$  خواهد بود. نرخ گذار برای گسیل فونون در دمای غیر صفر با ضرب نتیجه رابطه (1) در دمای صفر در عبارت  $(1+n)$  که  $n$  جمعیت دمائی فونون های نوری است، بدست می آید:

$$n = \left[ \exp \left[ \frac{\hbar \omega_{LO}}{kT} \right] - 1 \right]^{-1} \quad (6)$$

انتگرال گیری فوق شامل همه حالت های نهایی ممکن انرژی  $E \pm \hbar \omega_{LO}$  در زیر باند  $j$  خواهد بود که در آن انرژی فونون های نوری طولی بوده و علامت مثبت یا منفی برای بیان جذب یا انتشار فونون ها که به ترتیب مطابق با بالانویس های  $a$  یا  $e$  است، آورده شده است.

بالاخره نرخ انتقال کلی  $G_{ij}$  بین زیر باند  $i$  و  $j$  مجموع دو نرخ گذار مربوط به جذب فونون های نوری طولی ( $G_{ij}^a$ ) و گسیل فونون های

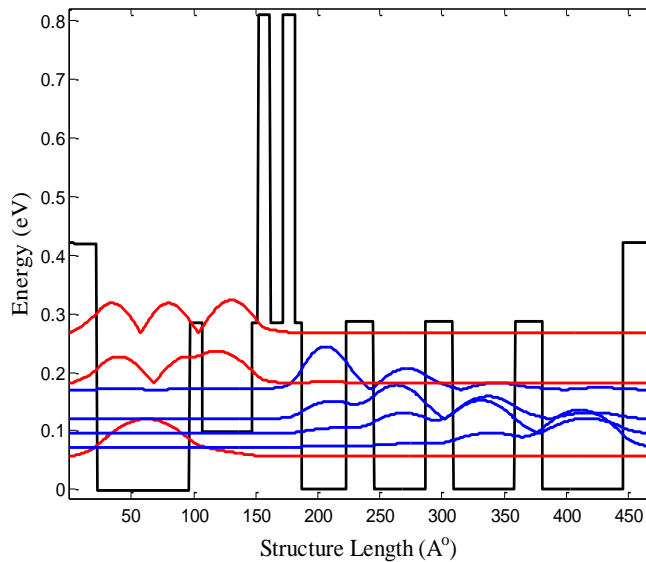
نوری طولی ( $G_{ji}^e$ ) خواهد بود. به منظور محاسبه نرخ های انتقال کلی، کلیه حالت های اولیه انرژی  $E$  پراز الکترون فرض شده اند، در تعادل حرارتی با فاکتور فرمی-دیراک  $f$  می باشند. ابتدا فرض شده است که الکترون ها از زیرباند  $i$  ام به زیرباند بالاتر  $j$  ام می روند ( $j > i$ ). مجموعه ای از کلیه حالت ها که در زیرباند  $i$  شکل گرفته به صورت زیر است:

$$G_{ij}^a = \int_{\varepsilon_j - \hbar \omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) f(E) [1 - f(E + \hbar \omega_{LO})] n_{opt} D(E) dE \quad (7)$$

$$G_{ij}^e = \int_{\varepsilon_j + \hbar \omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^e(E) f(E) [1 - f(E + \hbar \omega_{LO})] (1 + n_{opt}) D(E) dE \quad (8)$$

که در آن  $n_{opt}$  تابع استاتیکی بوز- انیشتن است که برای محاسبه جمعیت فونون ها بکار می رود،  $D(E)$  چگالی دوبعدی حالت در زیر باند  $i$  ام و  $\varepsilon_j$  مینیمم انرژی زیرباند  $j$  ام می باشد.

جدول (1) نرخ گذارهای کلی  $G_{1j}$  مربوط به ساختار QCD پیشنهاد شده را نشان می دهد که بیانگر گذارهای از سطح پایه 1 به سطوح  $j$ ، با  $j = \{2, \dots, 7\}$  در ساختار آبخاری مجاور است. این محاسبات در دماهای  $80, 120, 250^\circ K$  انجام شده است.



شکل (3): دیاگرام ساختار باند انرژی و توابع موج مربوط به هر یک از سطوح انرژی یک پیروید از QCD

#### ۴- استخراج روابط مربوط به ساختار QCD

جدول (۱): مقادیر تعدادی از نرخ های انتقال مربوط به انتقال الکترونیکی اصلی که در شکل (۳) معرفی شده است.

| $G_{ij}(m^{-2}s^{-1})$ | 80° K      | 120° K     | 250° K     |
|------------------------|------------|------------|------------|
| 1 → 2                  | 5.793e+015 | 3.897e+017 | 3.561e+019 |
| 1 → 3                  | 3.850e+017 | 2.590e+019 | 2.363e+021 |
| 1 → 4                  | 4.356e+018 | 2.930e+020 | 2.681e+022 |
| 1 → 5                  | 1.396e+021 | 9.396e+022 | 8.642e+024 |
| 1 → 6                  | 1.400e+024 | 9.428e+025 | 8.677e+027 |
| 1 → 7                  | 2.247e+024 | 1.511e+026 | 1.373e+028 |

در این جا یادآور می‌شویم که در مورد آشکارسازی نورولتائی مادون قرمز، بایاس‌های اعمالی بسیار کوچک هستند. نویز جانسون مربوط به مقاومت در صفر ولت  $R_0$  خواهد بود. در این محاسبات رابطه زیر توصیه می‌شود:

$$1 - \gamma(E) \approx \frac{q}{k_b T} V \quad (17)$$

این رابطه مستقیماً منجر به رفتار خطی  $I(V)$  ساختار در بایاس کم (با ضرب در ثابت محاسبه شده در شرایط بدون اعمال ولتاژ  $a^{eq}$ ) می‌شود. برای تغییرات کم در ولتاژ، تفاضل نرخ‌ها را می‌توان توسط رابطه زیر تخمین زد:

$$G_{ij}^a(V) - G_{ji}^e(V) \approx \int_{\epsilon_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) a^{eq} \frac{qV}{k_b T} dE \quad (18)$$

$$\approx G_{ij}^a(V=0) \frac{qV}{k_b T}$$

بالاخره چگالی جریان اصلی توسط رابطه زیر بدست می‌آید:

$$J = q \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} G_{ij} \frac{qV}{k_b T} \quad (19)$$

که در این رابطه  $G_{ij}$  با جمع دو مقدار  $G_{ij}^a$  و  $G_{ij}^e$ ، که بدون حضور ولتاژ اعمالی محاسبه شده‌اند، تعیین می‌شود. بالاخره می‌توان  $R_0 A$  را توسط رابطه زیر بدست آورد:

$$R_0 A = \frac{k_b T}{q^2 \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} G_{ij}} \quad (20)$$

در ادامه برای تعیین پاسخ آشکارساز نیاز به محاسبه جذب بین زیر باندهی داریم. ضریب جذب،  $\alpha(\omega)$ ، توسط رابطه زیر قابل محاسبه است [۲۳]:

در این قسمت هدف ارزیابی چگالی جریان کلی با در نظر گرفتن گذارهای الکترونیکی بین دو ساختار آبخاری متوالی است. از یک طرف حالت‌های موجود در هر ساختار آبخاری در تعادل ترمودینامیکی با یکدیگر هستند و از طرف دیگر تعادل بین دو ساختار آبخاری متوالی از بین رفته است در نتیجه نرخ گذار از ساختار آبخاری A به ساختار آبخاری B معادل با نرخ انتقال معکوس از ساختار آبخاری B به ساختار آبخاری A نخواهد بود. بنابراین یک چگالی جریان کلی به صورت زیر وجود خواهد داشت:

$$J = q \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} [G_{ij}(V) - G_{ji}(V)] \quad (9)$$

اجازه دهید فرض کنیم دو زیرباند  $i$  و  $j$  به ترتیب مربوط به ساختارهای آبخاری A و B می‌باشند. معرفی دو تراز شبه فرمی به معنی فرق قائل شدن بین دو ضریب اشغال فرمی در روابط (۱) و (۳) است.  $G_{ji}^e$  و  $G_{ij}^a$  را می‌توان توسط روابط زیر محاسبه کرد:

$$G_{ij}^a(V) = \int_{\epsilon_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) f_A(E) [1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})] n_{opt} D(E) dE \quad (10)$$

$$G_{ij}^e(V) = \int_{\epsilon_j}^{+\infty} S_{ij}^e(E) f_B(E) [1 - f_A(E + \hbar\omega_{LO})] (1 + n_{opt}) D(E) dE \quad (11)$$

که  $f_A$  و  $f_B$  ضرایب اشغال فرمی-دیراک مربوط به سطوح شبه فرمی  $E_F^A$  و  $E_F^B$  هستند. با استفاده از رابطه  $S_{ij}^a(E) = S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO})$  تفاضل دورابطه برابر خواهد بود با:

$$G_{ij}^a(V) - G_{ji}^e(V) = \int_{\epsilon_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) \alpha(E) [1 - \gamma(E)] dE \quad (12)$$

که در آن:

$$\alpha(E) = n_{opt} f(E) [1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})] D(E) \quad (13)$$

و

$$\gamma(E) = \frac{f_B(E + \hbar\omega_{LO}) [1 - f_A(E)] (1 + n_{opt})}{f_A(E) [1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})] n_{opt}} \quad (14)$$

بدون هیچ گونه ولتاژ اعمالی، عبارت  $\alpha(E)$  معادل با  $\alpha^{eq}(E)$  خواهد بود که توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$\alpha^{eq}(E) = n_{opt} f(E) [1 - f(E + \hbar\omega_{LO})] D(E) \quad (15)$$

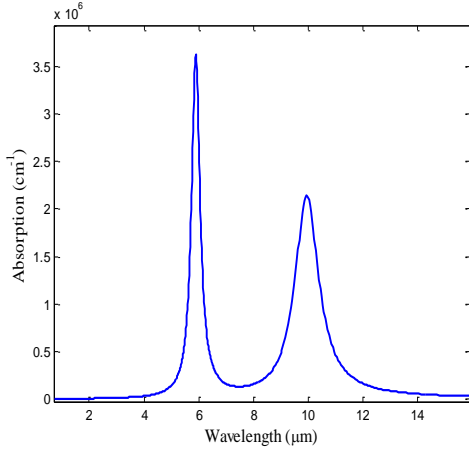
با بیان توابع فرمی-دیراک، رابطه  $\gamma(E)$  به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\gamma(E) = \exp\left(\frac{E_F^B - E_F^A}{k_b T}\right) = \exp\left(\frac{-qV}{k_b T}\right) \quad (16)$$

که در این رابطه  $T$  دمای نمونه و  $k_b$  ثابت بولتزمن می‌باشند.



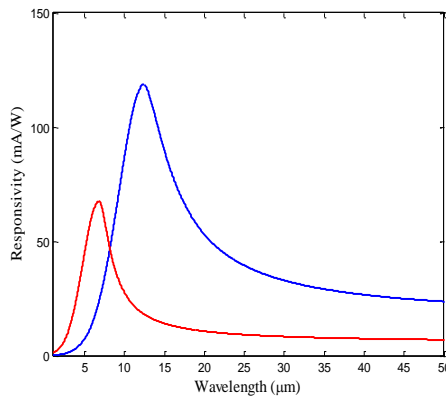
در شکل (۵) طیف جذبی ناحیه فعال آشکارساز در دمای  $120^\circ K$  نشان داده شده است. دو پیک موجود در طیف جذب در طول موج ها  $9.94\mu m$  و  $5.88\mu m$ ، مربوط به گذارهای از سطح انرژی اول  $E_1$  به سطوح انرژی به ترتیب  $E_6$  و  $E_7$  می‌شوند. این طول موجها از طریق مهندسی نانو ساختار قابل تنظیم است.



شکل(۵): طیف جذبی در دمای  $120^\circ K$

طیف پاسخ مربوط به این آشکارساز دو طول موج در دمای  $120^\circ K$  در شکل (۶) نشان داده شده است. دو پاسخ نسبتاً متفاوت برای این دو طول موج مختلف مشاهده شده که این پاسخ ها برای طول موج های  $\lambda = 6.82\mu m$  و  $\lambda = 12.35\mu m$ ، به ترتیب عبارتند از:

$$R_{peak,2} = 118.5 \text{ mA/W} \text{ و } R_{peak,1} = 67.5 \text{ mA/W}$$



شکل(۶): طیف پاسخ در دمای  $120^\circ K$  مربوط به دو طول موج آشکارسازی

لازم به ذکر است مقدار پاسخ دهی به دلیل فاصله طول موجها از همديگر کمی متفاوت است و هر چند که به تنظیم دقیق پارامترها حتی پاسخ دهی یکسان نیز دور از انتظار نخواهد بود. مقدار آشکارکنندگی های محاسبه شده مربوط به دو طول موج آشکارسازی در دمای  $120^\circ K$ ، (مقدار محاسبه شده  $R_0 A$  در این دما  $70 \Omega cm^2$  است).

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega \mu c e^2}{n_r} |M_{fi}|^2 \frac{m^* k_B T}{L_{eff} \pi \hbar^2} \text{Ln} \left\{ \frac{1 + \exp[(E_f - E_i)/k_B T]}{1 + \exp[(E_f - E_f)/k_B T]} \right\} \times \frac{\hbar/\tau_{in}}{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} \quad (21)$$

که در آن،  $E_{fi} (= \Delta E) = E_f - E_i$ ، است و  $E_f$ ،  $E_i$  و به ترتیب سطوح انرژی مربوط به حالت های اولیه و نهایی را نشان می‌دهند.  $M_{fi}$ ،  $\mu$ ،  $L_{eff}$  و  $n_r$  به ترتیب عنصر ماتریس دوقطبی بین حالت های اولیه و نهایی، قابلیت نفوذ مغناطیسی، اندازه مکانی الکترون ها در زیر باندها، ضریب شکست نوری و زمان به آرامش رسیدن در بین زیر باندها را نشان می‌دهند. برای تمامی آشکارسازهای کوانتومی پاسخ از رابطه زیر بدست می آید [۲۴]:

$$R = \eta \frac{\lambda e}{hc} \quad (22)$$

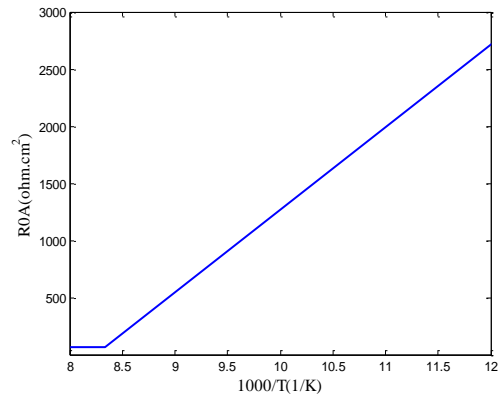
که در این رابطه  $\eta$  بازده کوانتومی کل (احتمال جذب فوتونی و احتمال انتقال الکترون برانگیخته شده) و  $\lambda$  طول موج را نشان می دهد. با استفاده از مقادیر پاسخ و مقاومت صفر ولت در دماهای مختلف، مقدار آشکارکنندگی به کمک رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$D^* = R(\lambda) \sqrt{\frac{R_0 A}{4kT}} \quad (23)$$

که  $R(\lambda)$  پیک پاسخ،  $R_0$  مقاومت قطعه در بایاس صفر،  $A$  مساحت ناحیه مورد نظر و  $T$  دمای نمونه است.

## ۵- نتایج محاسبات

با توجه به هدف آشکار سازی چندین طول موج همزمان که بحث اصلی این مقاله میباشد، در این بخش میخواهیم طرح ارائه شده را از جنبه های مختلف ارزیابی نمائیم. ابتدا به مشخصه پاسخ دهی می پردازیم. با توجه به نتایج محاسبات تئوری ارائه شده در بخش قبل، شکل (۴) نتیجه محاسبات مربوط به  $R_0 A$  را بر حسب دما نشان می‌دهد که شبیه نمودار QCD های نوعی است.



شکل(۴): مقادیر  $R_0 A$  بعنوان تابعی از  $1000/T$

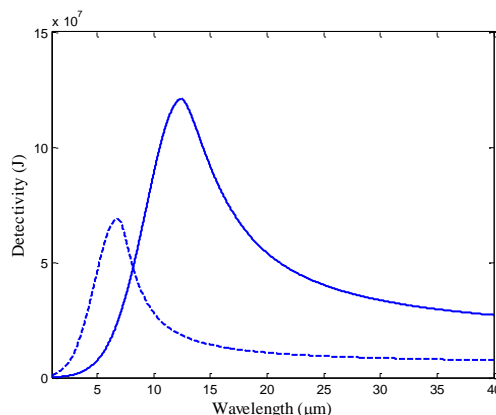
## ۶- نتیجه گیری

در این مقاله یک آشکارساز مادون قرمز چاه کوانتومی مبتنی بر ساختار آبشاری طراحی و پیشنهاد شد که می‌تواند به طور همزمان و در یک بایاس، دو طول موج در دو بازه متفاوت مادون قرمز-میانی را آشکارسازی نماید. الحاق چاه شکارکننده به ناحیه فعال آشکارساز، امکان ایجاد مسیر مشترک برای ترابرد الکترون‌های تحریک شده با دو طول موج متفاوت را فراهم نمود. محاسبات و شبیه‌سازی، پاسخ-دهی و آشکارکنندگی مناسب برای دو طول موج را نشان داد. مقادیر و نتایج عددی ارائه شده به صورت گراف‌ها نمایش دهنده قابلیت آشکارسازی بیش از یک طول موج را در طول موجهای مادون قرمز حتی با فاصله نسبتاً زیاد نشان میدهد.

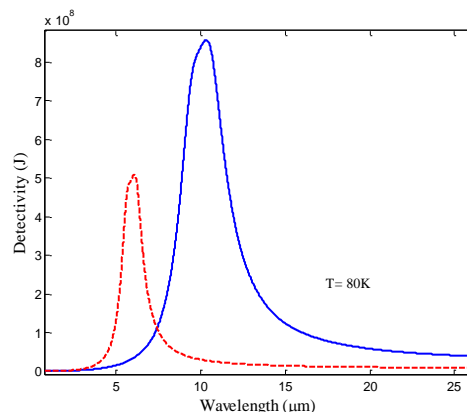
## مراجع

- [1] Choi K. K., The Physics of Quantum Well Infrared Photodetectors, World Scientific, USA, 1997.
- [2] Levine B.F., Quantum-well infrared photodetectors Journal of Applied Physics, Vol. 74, No. 8, 1993.
- [3] Koeninguer C., Gendron L., Berger V., Analysis of performances of quantum cascade detectors proc. of SPIE, Vol. 5957, 595704, 2005.
- [4] Sarusi, G., Carbone, A., Gunapala, S.D., Liu, H.C., (Ed.), in: Proc. of the Workshop on Quantum Well Infrared Photodetectors QWIP, Castello di Pavone, Italy, 2002.
- [5] Bastard, G., Resonant carrier capture by semiconductor QW, Phys. Rev. B, Vol. 33, 1420, 1986.
- [6] Brum, J. A., and Weil, T., Calculation of capture time of QW in graded-index separate-confinement heterostructures, Phys. Rev. B, Vol. 34, 2381, 1986.
- [7] Rosencher, E., Vinter, B., Luc, F., Thibaudeau, L., Bois, P., and Nagle, J., Emission and capture of electrons in multi-quantum-well structures, IEEE J. Quantum Electron., Vol. 30, 2875, 1994.
- [8] Graf, M., Scaliari, G., Hofstetter, D., Faist, J., Beere, H., Linfield, E., Ritchie, D., and Davies, G., THz ring QWIP, Appl. Phys. Lett. Vol. 84, 475, 2004.
- [9] Kastalsky, A., Photovoltaic in GaAs/AlGaAs, Appl. Phys. Lett. Vol. 52, 1320, 1988.
- [10] Goossen, K.W., and Lyon, S.A., Performance aspects of a QW detectors, J. Appl. Phys. Vol. 63, 5149, 1988.
- [11] Schneider, H., and Larkins, E.C., Space-charge effects in photovoltaic double barrier quantum well infrared detectors, Appl. Phys. Lett. Vol. 63, 782, 1993.
- [12] Schonbein, C., A GaAs/AlGaAs intersubband photodetector operating at zero bias voltage, Appl. Phys. Lett. Vol. 68, 973, 1996.
- [13] Schneider H., Koidl P., Schönbein C., Ehret S., Larkins E. C., and Bihlmann G., Capture dynamics and far-infrared response in photovoltaic quantum well intersubband photodetectors, Superlatt. Microstruct. Vol. 19, 347, 1996.
- [14] Schneider, H., Schonbein, C., Walther, M., Schwarz, K., Fleissner, J., and Koidl, P., Photovoltaic QWIP the four-zone, Appl. Phys. Lett. Vol. 71, 246, 1997.

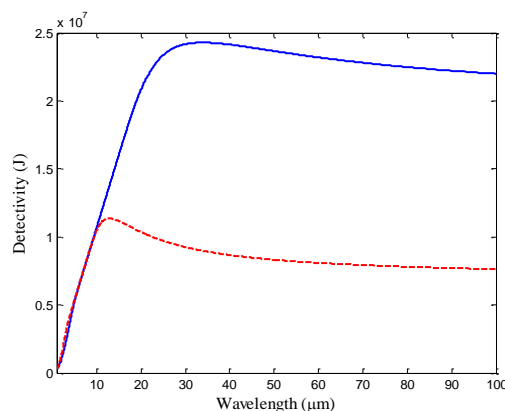
شکل (۷) نشان داده شده است. البته برای دماهای  $250^\circ K$ ,  $80^\circ K$  آشکارکنندگی محاسبه شده و به ترتیب در شکل‌های (۸) و (۹) نشان داده شده است.



شکل (۷): طیف آشکارکنندگی برای دو طول موج مختلف در دمای  $120^\circ K$



شکل (۸): طیف آشکارکنندگی برای دو طول موج مختلف در دمای  $80^\circ K$



شکل (۹): طیف آشکارکنندگی برای دو طول موج مختلف در دمای  $250^\circ K$

به نظر میرسد ایده آشکار سازی همزمان چندین طول موج دور از دسترس نیست. نتایج عددی و گراف‌های ارائه شده گویای موفقیت طرح ارائه شده است.





- [15] Schneider, H., Koidl, P., Walther, M., Fleissner, J., Rehm, R., Diwo, E., Schwarz, K., and Weimann, G., Proc. of the workshop on Quantum Well Infrared photodetectors QWIP, 283, 2000.
- [16] Berger, V., Detecteurs a cascade quantique, National reference number 0109754, 2001.
- [17] Hofstetter, D., Beck, M., and Faist, J., Quantum Cascade Laser, Appl. Phys. Lett. Vol. 81, 2683, 2002.
- [18] Ariyawansa, G., Perera, A.G.U., Su, X.H., Chakrabarti, S., Bhattacharya, Multi-color tunneling quantum dot infrared photodetectors operation at room temperature, Infrared Phys. Techn., 2006.
- [19] Chamberlin, D., Robrish, P., Trutna, W., Scaliari, G., Giovannini, M., Ajili, L., Faist, J., Beere, H., Ritchie, D., Dual-wavelength THz imaging with quantum cascade lasers, Proc. SPIE, Vol. 5727, 107, 2005.
- [20] Gomez, A., Dark current analysis of quantum cascade detectors by magnetoresistance measurements, Phys. Rev. B, Vol. 77, 085307, 2008.
- [21] Radovanovic, J., Milanovic, V., Ilkonic, Z., Indjin, D., and Harrison, P., Electron-phonon relaxation rate, J. Appl. Phys. Vol. 97, 103109, 2005.
- [22] Ferreira, R., and Bastard, G., Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased signal-and multiple quantum well structures, Phys. Rev. B, Vol.40,1074,1989.
- [23] Ozturk, E., Sokmen, I., Intersubband Transitions in Quantum Wells, Appl. Phys. Vol. 36, 2457, 2003.
- [24] Rosencher, E., and Vinter, B., Optoelectronics, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.



