لیزرپزشکی؛ ۱۳۹۱، دورهٔ ۹، شمارهٔ ۱، صفحات: ۳۴-۲۵.

مقاله پژوهشی

اثر عبور غیر عادی نور از لایهٔ فلزی حفره‌دار بر پاسخ‌دهی آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز جهت تشخیص آنزیم تروپونین I

حمزه نورالهی[۱]
سیامک محمودی[۲]
محمد آقابلوری‌زاده[۲و۱]

[۱]دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان
[۲]دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان
[۳]استاد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، پژوهشکدهٔ فوتونیک، مرکز بین‌المللی علوم و تکنولوژی پیشرفته و علوم محیطی، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان

نویسندهٔ مسئول: محمد آقابلوری‌زاده، تلفن ۰۹۱۹۶۴۳۱۲۶۹
پست الکترونیک:mabolori@uk.ac.ir

خلاصه

مقدمه: این تحقیق جهت بررسی پاسخ‌دهی آشکارساز چاه کوانتومی برای آشکارسازی طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS) از آنزیم تروپونین نوع I جهت تشخیص سکتهٔ قلبی یا انفارکتوس میوکارد صورت گرفته است.

روش بررسی: در این پژوهش با استفاده از روش تحلیلی تزویج مد، ابتدا با درنظر گرفتن تقریب رسانای کامل الکتریکی برای لایهٔ فلزی حفره‌دار، به‌وجود آمدن تشدیدهای عبوری را نشان می‌دهیم. سپس با وارد کردن شرط مرزی مقاومت ظاهری سطح در فرمول‌بندی، میزان تأثیر امواج پلاریتون پلاسمون سطحی در طیف عبوری لایهٔ حفره‌دار مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین تأثیر نوع ماده‌ای را که لایهٔ فلزی حفره‌دار روی آن قرار می‌گیرد، بر طیف عبوری به دست می‌آوریم. با درنظر گرفتن مدلی بر پایهٔ انعکاس‌های چندگانهٔ نور درون محیط کاواک تشدید فابری پرو که لایه‌های چاه کوانتومی درون آن قرار گرفته‌اند، افزایش پاسخ‌دهی آشکارساز چاه کوانتومی $Al_{0.45}Ga_{0.55}As/AlAs$ نسبت به طول موج نور فرودی نشان داده خواهد شد.

یافته‌ها: عبور غیر عادی نور از لایهٔ فلزی با آرایه‌ای دوبُعدی از نانوحفره‌های مربعی‌شکل و متناوب بیشینه‌های عبوری غیر عادی را از خود نشان می‌دهد که می‌توان جهت افزایش عمق نفوذ میدان الکترومغناطیسی به درون لایه‌های چاه کوانتومی استفاده نمود. در این تحقیق افزایش پاسخ‌دهی آشکارساز با افزودن لایهٔ فلزی حفره‌دار نشان داده شده است.

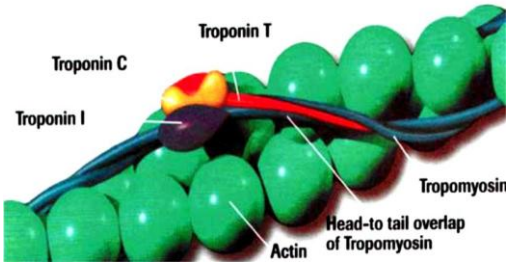
نتیجه‌گیری: آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز برای تشخیص بیماری‌ها با استفاده از تبدیل سیگنال اپتیکی به سیگنال الکترونی ابزاری مناسب است. بهبود پاسخ‌دهی آشکارساز موجب افزایش کارآیی و کیفیت آن جهت تشخیص بهتر آنزیم تروپونینI می‌شود.

واژه‌های کلیدی: آنزیم تروپونینI، پاسخ‌دهی، روش تحلیلی تزویج مد، عبور غیر عادی نور، چاه کوانتومی، طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS)

مقدمه

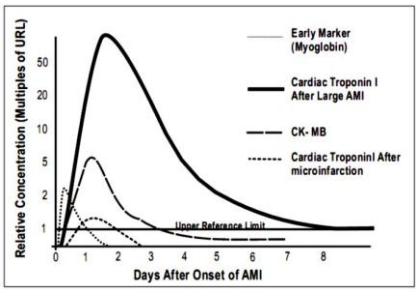
سکتهٔ قلبی یا انفارکتوس میوکارد نوعی عارضهٔ فراگیر است که یکی از علل مهم مرگ‌ومیر در جهان به‌شمار می‌رود. انفارکتوس میوکارد شامل انهدام قسمتی از عضلهٔ قلب(میوکارد) است که به‌علت قطع شدن جریان خون در آن قسمت از قلب روی می‌دهد. عروق کرونری که از سرخرگ آئورت منشعب می‌شوند خون غنی‌شده از اکسیژن را به بافت قلب می‌رسانند. در اثر تجمع کلسترول در عروق کرونری، انسداد عروق ایجاد می‌شود که به لخته شدن خون می‌انجامد و سکتهٔ قلبی رخ می‌دهد. سالیانه حدود هشت میلیون بیمار با درد قفسهٔ سینه در بخش فوریت‌ها تحت درمان قرار می‌گیرند. ارزیابی بیماران با درد قفسهٔ سینه شامل بررسی تاریخچهٔ خانوادگی بیمار، معاینات بالینی و الکتروکاردیوگرام است. امروزه علاوه بر این موارد، ابداع و استفاده از روش‌های نوین پیش‌آگهی‌دهنده در این بیماری مورد توجه متخصصان قرار گرفته است. تست‌های تشخیص آزمایشگاهی برروی خون در تشخیص سریع و به‌موقع بیمار و بررسی درمان و یا تعیین خطر حملهٔ قلبی مجدد در آینده از اهمیت خاصی برخوردار هستند. آنزیم قلبی تروپونینI (cTnI) یکی از مهم‌ترین شاخص‌ها است که در اثر آسیب عضلهٔ قلب در خون آزاد می‌شود. تروپونین‌ها مداخلهٔ میوزین با آکتین را طبق شکل۱ با واسطهٔ کلسیم در عضله تنظیم می‌کنند[۱].

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



شکل۱: اتصال تروپنین به میوزین[۱]

cTnI تنها درصورت بروز حملهٔ قلبی از ماهیچه‌های قلب آزاد می‌شود و میزان آن در خون بالا می‌رود. غلظت تروپونین در حدود ۶-۴ ساعت اول حملهٔ قلبی افزایش می‌یابد و بعد از ۲۴-۱۰ ساعت به حداکثر میزان خود ng/ml ۳-۱می‌رسد و تا ۱۰-۷ روز پس از سکتهٔ قلبی در خون قابل تشخیص است. شکل۲ وجود نشانگرهای قلبی را در خون بعد از سکتهٔ قلبی نشان می‌دهد[۲].



شکل۲: غلظت نشانگرهای قلبی در خون بر حسب زمان، بعد از حملهٔ قلبی[۲]

بنابراین انجمن ملی بیوشیمی بالینی، آنزیم تروپونین I را به‌عنوان شاخصی ایدئال برای تشخیص سکتهٔ میوکارد معرفی می‌کند[۲]. آشکارسازی تروپونین با روش بیوشیمیایی الیزا(ELISA) امکان‌پذیر است، اما با توجه به پایین بودن بهرهٔ برهمکنش آنتی‌بادی-آنتی‌ژن در این روش که همواره یک چالش برای کاربران است با روی‌آوردن به استراتژی آشکارسازی مبتنی بر اندرکنش بیونشان‌گر تروپونین با امواج پلاسمون سطحی، حساسیت و سرعت بالاتر درعین‌حال هزینهٔ کمتر نسبت به روش الیزا و سایر روش‌های تشخیص آزمایشگاهی امکان‌پذیر می‌شود و نیاز مراکز تشخیصی امروزی به داشتن سیستمی با اندازه و وزن پایین، پاسخ‌دهی بالا، مشخصه‌های سیستمی پایدار و روش ساخت و عملکرد ساده محقق می‌شود[۳].

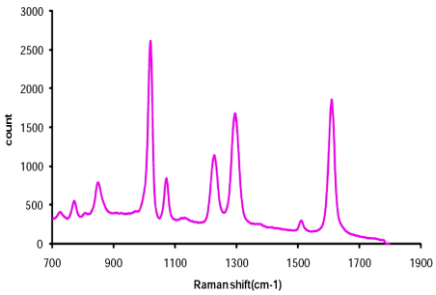
در این مقاله برای تشخیص تروپونین، طیف SERS مربوط به این آنزیم به آشکارساز نوری چاه کوانتومی که به این منظور طراحی شده وارد شده و کمّیت پاسخ‌دهی آشکارساز مورد بررسی قرار گرفته است.

پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی

اثر پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS) در سال ۱۹۷۴ توسط فلیشمن کشف شد[۴]. وی حین آزمایش‌های خود شدت بالایی از پراکندگی رامان توسط مولکول‌های پرایدین را که برروی سطح ناهموار الکترود نقره جذب شده‌بودند، مشاهده کرد. روش فلیشمن به این صورت بود که الکترود را زبر کند تا مساحت سطحش را افزایش دهد و به‌دنبال آن بتواند تعداد مولکول‌های جذبی بیشتری را مورد مطالعه قرار دهد. وی این افزایش شدت را به افزایش تعداد مولکول‌های جذبی برروی سطح نسبت داده بود. جین مایر و ون دین[۵] و آلبرخت و کریقتن[۶] به‌طور مستقل تشخیص دادند که شدت‌های بالای مشاهده‌شده نمی‌تواند در ارتباط با افزایش تعداد مولکول‌های پراکننده برروی سطح الکترود باشد و پیشنهاد دادند که این افزایش شدت پراکندگی به‌دلیل جذب مولکول‌ها برروی سطح ایجاد شده است. جینمایر و ون‌دوین به‌طور تجربی یک مکانیسم افزایش میدان الکتریکی را پیشنهاد دادند درحالی‌که آلبرت و کریقتن ابراز کردند که پراکندگی رامان تشدیدی از برهمکنش الکترونی مولکول با سطح فلزی ناشی می‌شود. همان‌طورکه بعداً مشخص شد این دو روش در مفهوم یکسان بودند و تنها جزئیات متفاوتی با هم داشتند. به‌طور کلی می‌توان گفت که SERS یک تکنیک برای افزایش پراکندگی رامان توسط مولکول‌های جذب‌شده در سطوح فلزی می‌باشد[۷]. فاکتور افزایش میدان که از رابطهٔ:

$$R=\frac{|E_{loc}|^4}{|E_{in}|^4} \qquad (۱)$$

پیروی می‌کند عموماً از مرتبهٔ $۱۰^{۱۰}$ تا $۱۰^{۱۱}$ می‌باشد. در این رابطه $|E_{loc}|^4$ میدان جایگزیدهٔ روی سطح فلزی و $|E_{in}|^4$ میدان فرودی است[۸]. در شکل ۳ زیرنمایی از طیف SERS مربوط به آنزیم تروپونین مشاهده می‌شود[۹].



شکل۳: شدت طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونین I برحسب جابه‌جایی رامان

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

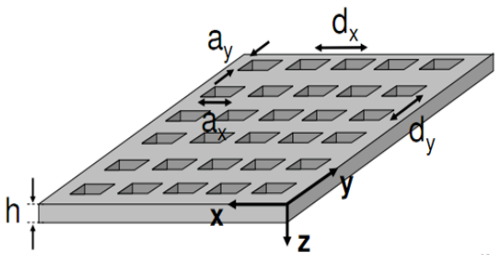
هدف از این مقاله آشکارسازی طول موج مربوط به این آنزیم است. به این منظور باید آشکارسازی طراحی شود که کارکرد قابل قبولی در این محدوده داشته باشد.

عبور غیر عادی نور از لایهٔ فلزی حفره‌دار

با کشف پدیدهٔ عبور اپتیکی غیر عادی(EOT) از لایه‌های فلزی با آرایه‌ای از نانوحفره‌های دوبُعدی تناوبی در آن[۱۰]، این ساختارها مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفت. برای بالابردن میزان بازدهی ادوات اپتوالکترونیکی مانند آشکارسازهای نوری نقطهٔ کوانتومی و چاه کوانتومی از این ساختارها استفاده شده است[۱۱]. بهره‌گرفتن از دو لایهٔ فلزی که ناحیهٔ فعال، بین آن‌ها قرار گرفته است نیز به‌منظور افزایش برهم‌کنش نور با لایه‌های چاه کوانتومی و نقطهٔ کوانتومی روشی مؤثر است که در طیف فاکتور کیفیت آن مشخص می‌شود[۱۲]. در تمام این موارد بررسی تقویت پاسخ‌دهی آشکارسازهای نوری بر پایهٔ برانگیخته شدن امواج پلاریتون پلاسمون سطحی بوده است[۱۳]. با درنظرگرفتن لایهٔ فلزی به‌صورت رسانای کامل الکتریکی(PEC) نیز بیشینه‌هایی در طیف عبوری لایه‌های فلزی با آرایه‌هایی از نانوحفره‌های دوبُعدی تناوبی مشاهده می‌شود[۱۴].

روش تحلیلی تزویج مد

روش تزویج مد بر تجزیهٔ میدان الکترومغناطیسی به مدهای معادلات ماکسول درون ناحیه‌های مختلفی که سیستم تحت مطالعه را دربرمی‌گیرند، مبتنی است. در این روش میدان‌ها برحسب ویژه مدها با یک ثابت انتشار خوش‌تعریف e^{ikz} در امتداد جهت Z بسط داده می‌شود که ما را قادر می‌کند فقط مؤلفه‌های عرضی E_t و H_t را برای ادامه کار ثبت کنیم. ابتدا فلز را رسانای کامل الکتریکی درنظر می‌گیریم تا از نفوذ میدان به داخل لایهٔ فلزی چشم پوشی کنیم و میدان درون حفره‌ها را برحسب مدهای موجبر بسط دهیم؛ مؤلفه‌های طولی E_z و H_z نیز از طریق معادلات واگرایی ماکسول به‌دست می‌آیند. برای فضای بالا و پایین لایهٔ فلزی حفره‌دار با درنظرگرفتن شکل۴ میدان را بر حسب امواج بلاخ بسط می‌دهیم. ناحیهٔ میانی با فیلم فلزی حفره‌دار متناظر است که میدان در آن برحسب مدهای موجبر حفره، $|\vec{q}_{l,s},\gamma\rangle$ بسط داده می‌شود. همچون امواج بلاخ، این مدها نیز با شاخص‌های سه‌تایی مشخص می‌شوند؛ قطبش γ، l و S بُردار موج عرضی را توصیف می‌کنند(ضمیمه A).



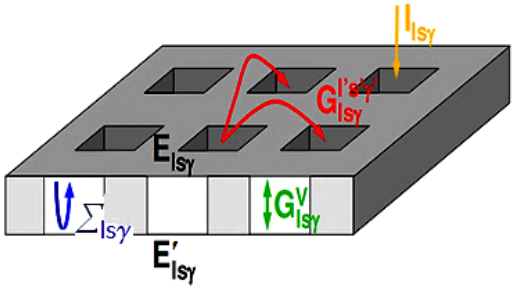
شکل۴: لایهٔ فلزی با آرایهٔ دوبُعدی از حفره‌های مربعی

با اعمال شرایط مرزی در مرزهای بین هر دو محیط دستگاه معادلات خطی زیر را خواهیم داشت:

(۲)

$$\begin{cases}\left(G_{ls\gamma}^{ls\gamma}-\Sigma_{ls\gamma}\right)E_{ls\gamma}+\sum_{(l's'\gamma')\neq(ls\gamma)}G_{ls\gamma}^{l's'\gamma'}E_{l's'\gamma'}-G_{ls\gamma}^{V}E'_{ls\gamma}=I_{ls\gamma}\\ \left(G_{ls\gamma}^{ls\gamma}-\Sigma_{ls\gamma}\right)E'_{ls\gamma}+\sum_{(l's'\gamma')\neq(ls\gamma)}G_{ls\gamma}^{l's'\gamma'}E'_{l's'\gamma'}-G_{ls\gamma}^{V}E_{ls\gamma}=0\end{cases}$$

که رفتار میدان‌ها را در دوطرف لایهٔ حفره‌دار شرح می‌دهد. جملهٔ $I_{ls\gamma}$ به انتگرال هم‌پوشانی بین موج تخت و مدهای موجبر حفره‌ها وابسته است و تابش اولیه را برروی حفره‌ها نشان می‌دهد. $\Sigma_{ls\gamma}$ به عقب و جلو پریدن میدان‌ها داخل حفره‌ها مربوط می‌شود و جملهٔ $G_{ls\gamma}^{V}$ به تزویج شدن میدان‌ها در دوطرف لایهٔ فلزی از میان حفره‌ها مربوط می‌شود. جملهٔ انتشارگر، $G_{ls\gamma}^{l's'\gamma'}$ تابشی را که مد موجبر $|\vec{q}_{l's'},\gamma'\rangle$ به داخل امواج پراشیده وارد می‌کند و درنهایت توسط مد $|\vec{q}_{ls},\gamma\rangle$ جمع می‌شود، نشان می‌دهد. در شکل۵ به طور نمادین مفهوم این جملات نشان داده شده است.



شکل۵: نمایش نمادین ضرایب دامنهٔ میدان در دستگاه معادلات(۲)

مدهای مقید

مدهای مقید پاسخ‌های مسئلهٔ ویژهٔ مقداری معادلات پیوستگی هستند وقتی‌که جملهٔ تابش حذف شود و آن‌ها را مدهای پلاریتون پلاسمون سطحی تقلیدی می‌نامند که با جواب‌های غیر صفر معادلات وقتی که همگن هستند، متناظرمی‌باشند:

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

$$\begin{cases}\left(G^{lsγ}_{lsγ}-\Sigma_{lsγ}\right)E_{lsγ}+\sum_{(l's'γ')\neq(lsγ)}G^{l's'γ'}_{lsγ}E_{l's'γ'}-G^{V}_{lsγ}E'_{lsγ}=0\\ \left(G^{lsγ}_{lsγ}-\Sigma_{lsγ}\right)E'_{lsγ}+\sum_{(l's'γ')\neq(lsγ)}G^{l's'γ'}_{lsγ}E'_{l's'γ'}-G^{V}_{lsγ}E_{lsγ}=0\end{cases} \quad (۳)$$

اگرچه در حالت کلی این مسئله باید به‌صورت عددی حل شود، تحلیل رابطهٔ پاشندگی پلاریتون پلاسمون سطحی تقلیدی با استفاده از دو تقریب زیر به‌دست می‌آید: اول اینکه فقط مد اصلی در بسط مدهای الکترومغناطیسی داخل حفره درنظر گرفته می‌شود که اجازهٔ کار کردن با حالت منفرد معادلات همگن(۳)را به ما می‌دهد و دوم این‌که فقط مد پراش مرتبهٔ صفر قطبش P در جملهٔ G را در نظر می‌گیریم که موجب می‌شود تا بیان ساده‌ای از تزویج شدن مدها داشته باشیم. برای لایه‌های PEC با آرایهٔ تناوبی از حفره‌های دوبُعدی، شرط وجود مدهای مقید در این ساختار عبارت است از:

$$\det\begin{vmatrix}G-\Sigma & -G^{V}\\ -G^{V} & G-\Sigma\end{vmatrix}=0 \quad (۴)$$

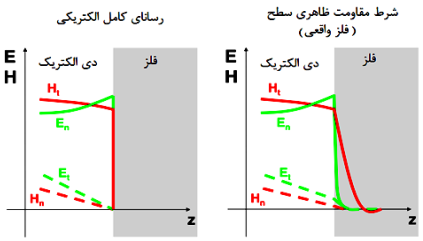
با حل این معادله و جای‌گذاری جملات آن، پاشندگی تحلیلی مدهای مقید به سطح می‌شود:

$$k=k_0\sqrt{1+\left(\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\frac{a}{d}\right)^{4}\frac{k_0^{2}}{\left(\pi/a\right)^{2}-k_0^{2}}\frac{\sinh^{2}\left(\sqrt{\left(\pi/a\right)^{2}-k_0^{2}}\,h\right)}{\cosh\left(\sqrt{\left(\pi/a\right)^{2}-k_0^{2}}\,h\pm 1\right)}} \quad (۵)$$

که علامت(-)برای مدهای متقارن و (+) برای مدهای پاد متقارن می‌باشد.

شرایط مرزی مقاومت ظاهری سطح

شرایط مرزی مقاومت ظاهری سطح براساس یک تقریب، ویژگی‌های دی‌الکتریکی فلزهای حقیقی را در فرمول‌بندی تزویج مد وارد می‌کند. از آن‌جاکه در سطوح رسانای کامل الکتریکی، معادله‌های ماکسول در داخل محیط فلز حل نمی‌شوند، در رهیافت مقاومت ظاهری سطح مطابق شکل۶ تأثیر نفوذ میدان‌ها در داخل فلز، خود را در میدان الکترومغناطیسی درست در سطح فلز نشان می‌دهند. این تعبیر را می‌توان با تعریف مقاومت ظاهری سطح(Z_s)که میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی مماسی را درست در سطح فلز به یکدیگر ارتباط می‌دهد، اعمال کرد. این تقریب بر این پایه استوار است که تغییر فضایی میدان‌های عمود بر سطح بسیار سریع‌تر از تغییرات موازی میدان‌هاست.



شکل۶: رفتار میدان‌های الکترومغناطیسی در سطح تماس فلز دی‌الکتریک برای دو حالت فلز PEC و فلز دارای مقاومت ظاهری سطح

با توجه به این فرض می‌توان از تغییرات موازی در معادله‌های ماکسول-فارادی ($\vec{\nabla}\times\vec{H}=-i\varepsilon k_0\vec{E}$) چشم‌پوشی کرد. بنابراین میدان‌های مماسی داخل فلز و نزدیک به سطح آن خواهند بود: $\vec{E}_t=\frac{i}{\varepsilon_m(\omega)k_0}\partial z\left(\hat{n}\times\vec{H}_t\right)$ که ε_m گذردهی الکتریکی فلز و $\hat{n}$ بردار عمود بر سطح فلز و به طرف بیرون از آن می‌باشد.

لایه‌های چاه کوانتومی درون کاواک تشدید فابری-پرو پلاسمونی

با وارد کردن مادهٔ فعال حساس به نور چاه کوانتومی به داخل کاواک تشدید فابری- پرو در نتیجهٔ انعکاس‌های چندگانهٔ نور بین آینه‌ها عمق جذب مادهٔ فعال بالا می‌رود و به این ترتیب بهرهٔ کوانتومی آن‌ها را می‌توان افزایش داد. بهرهٔ کوانتومی(η) آشکارسازها نسبت تعداد الکترون‌های جمع‌شده به تعداد فوتون‌های فرودی و پارامتری کلیدی برای انواع مختلف آشکارسازها می‌باشد که هم به جنس مادهٔ فعال و هم به ساختار آشکارساز وابسته است. به بیان دیگر میزان بازدهی تبدیل توان نوری به الکتریکی است. در این قسمت می‌خواهیم وابستگی میزان بهرهٔ کوانتومی به پارامترهای فیزیکی آشکارساز و آینه‌های پلاسمونی کاواک تشدید را بررسی کنیم. بهرهٔ کوانتومی کل شامل بهرهٔ کوانتومی اپتیکی(η_a)که جذب فوتون در مادهٔ فعال را درنظر می‌گیرد، بهرهٔ کوانتومی داخلی(η_b) که پراکندگی ناکشسان الکترون در یک چاه کوانتومی را درنظر می‌گیرد و بهرهٔ کوانتومی سد(η_c)که پراکندگی الکترون در سدها را به‌حساب می‌آورد، می‌باشد. لذا خواهیم داشت:

$$\eta=\eta_a\eta_b\eta_c \quad (۶)$$

شمای کلی آشکارساز نوری کاواک تشدید افزوده در شکل ۷ آورده شده است. مادهٔ فعال بین آینه‌های پلاسمونی قرارگرفته است و با ضخامت d و ضریب جذب α مشخص شده است. فاصلهٔ بین مادهٔ فعال و آینهٔ بالایی و پایینی به‌ترتیب L_1 و L_2 است که ضخامت لایه‌های جداساز را نشان می‌دهند. در اینجا مؤلفهٔ مماسی بُردار

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

الکتریکی فرودی برروی آشکارساز $\vec{E}_i = \left|\vec{k}_i, \sigma_i\right\rangle e^{ik_z z}$ است. میدان پیش‌روندهٔ $\vec{E}_f$ در نقطهٔ $z=0$ از شرط خودسازگاری به‌دست می‌آید یعنی؛ میدان کل گسیل‌شده از آینهٔ بالایی که در کل فضای ساختار کاواک تشدید رفت و برگشت می‌کند، $\vec{E}_f$ است:

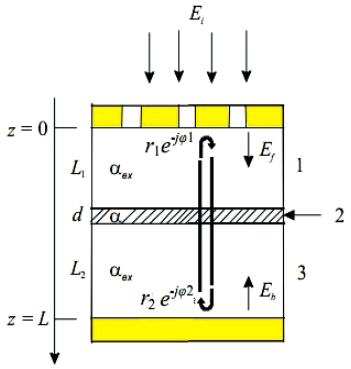
$$\vec{E}_f = t_1\vec{E}_i + r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1+L_2)} \times e^{-i(2\beta L+\varphi_1+\varphi_2)}\vec{E}_f \quad (۷)$$

که $t_1 = t_p^{m,n}$ ضریب عبور از آینهٔ بالایی، لایهٔ فلزی با حفره‌های زیر طول موجی را نشان می‌دهد. α ضریب جذب لایهٔ فعال، α_{ex} ضریب جذب لایهٔ جداساز و β ثابت انتشار است. بنابراین میدان پیش‌رونده به‌صورت:

$$\vec{E}_f = \frac{t_1}{1 - r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1+L_2)} \times e^{-i(2\beta L+\varphi_1+\varphi_2)}}\vec{E}_i \quad (۸)$$

تعریف می‌شود و میدان پس‌رونده $\vec{E}_b$ به‌صورت:

$$\vec{E}_b = r_2 e^{-\alpha d/2} e^{\frac{-\alpha_{ex}}{2}(L_1+L_2)} \times e^{-i(\beta L+\varphi_2)}\vec{E}_f \quad (۹)$$



شکل۷: طرح کلی آشکارساز چاه کوانتومی کاواک تشدید پلاسمونی افزوده،۱و۳ لایه‌های جداساز و ۲ مادهٔ فعال است. ضرایب جذب α و α_{ex} و انعکاس $r_1 e^{-i\varphi_1}$ و $r_2 e^{-i\varphi_2}$ و ضخامت لایه‌ها در آن مشخص شده‌است.

نوشته می‌شود. توان اپتیکی داخل کاواک تشدید عبارت از $P_s = n|\vec{E}_s|^2/2\eta_0 \,(s=f \text{ or } b)$ می‌باشدکه η_0 مقاومت ظاهری خلأ و n ضریب شکست مادهٔ فعال است[۱۵]. اکنون توان نوری جذب‌شده در لایهٔ فعال را با استفاده از توان اپتیکی فرودی P_i و به فرم مشابه آن به دست می‌آوریم:

$$P_l = (P_f e^{-\alpha_{ex}L_1} + P_b e^{-\alpha_{ex}L_2})(1-e^{-\alpha d}) = \frac{(1-r_1^2)(e^{-\alpha_{ex}L_1} + r_2^2 e^{-\alpha_{ex}L_2} e^{-\alpha d})}{1 - 2r_1 r_2 e^{-\alpha_c L} \cos(2\beta L+\varphi_1+\varphi_2) + (r_1 r_2)^2 e^{-2\alpha_c L}} P_i \quad (۱۰)$$

α_c ضریب جذب به‌هنجار شده است: $\alpha_c = (\alpha_{ex}L_1 + \alpha_{ex}L_2 + \alpha d)/L$. بهرهٔ کوانتومی اپتیکی $\eta_a = P_l/P_i$ می‌شود:

$$\eta_a = (1-R_1)(1-e^{-\alpha d})\frac{(e^{-\alpha_{ex}L_1} + R_2 e^{-\alpha_{ex}L_2} e^{-\alpha_c d})}{\left[1 - 2\sqrt{R_1 R_2}\, e^{-\alpha_c L}\cos(2\beta L+\varphi_1+\varphi_2) + R_1 R_2 e^{-2\alpha_c L}\right]} \quad (۱۱)$$

از رابطهٔ(۱۱) به‌راحتی می‌توان دید که بهرهٔ کوانتومی طیفی تناوبی دارد. بیشینهٔ آن در طول موج تشدید رخ خواهد داد. در حالت تشدید $\cos(2\beta L+\varphi_1+\varphi_2) = 2m\pi \quad (m=1,2,3,\ldots)$ بیشینهٔ بهرهٔ کوانتومی خواهد شد.

توجه داشته باشید که در رابطهٔ (۱۱) از انعکاس‌ها در سطوح مرزی بین لایهٔ فعال و لایه‌های جداساز چشم‌پوشی شده است. هنگامی‌که ماده از ساختارهای نامتجانس تشکیل شده است و اختلاف ثابت‌های دی‌الکتریک آن‌ها پایین است، این تقریب درست است[۱۶].

بهرهٔ کوانتومی داخلی هنگامی که لایه‌های آشکارساز فوتونی دارای ابعاد کوانتومی هستند درنظر گرفته می‌شود لذا برای چاه‌های کوانتومی اثر داده می‌شود. الکترون‌هایی که در ناحیهٔ فعال در نتیجهٔ جذب فوتون برانگیخته می‌شوند یک پراکندگی ناکشسان را تجربه می‌کنند و به‌همین دلیل از انرژی‌شان کاسته می‌شود به این ترتیب احتمال گریز آن‌ها از چاه پتانسیل کاهش می‌یابد. برای این حالت بهرهٔ کوانتومی داخلی:

$$\eta_c = \exp(-d/L_z) \quad (۱۲)$$

می‌شود که در آن L_z مسافت پویش آزاد الکترون است و مطابق رابطهٔ $L_z = \sqrt{D_n \tau_n}$ به‌دست می‌آید. D_n ضریب پخش در چاه پتانسیل و τ_n زمان بازترکیب الکترون است. فرآیند پخش ناشی از تغییر فضایی تراکم حامل‌ها است که در آن حامل‌ها از ناحیهٔ با تراکم بیشتر بار به ناحیهٔ با تراکم کمتر بار جابه‌جا می‌شوند. بهرهٔ کوانتومی سد عبارت است از احتمال این‌که الکترون فاصلهٔ x_0 در نزدیکی سد پتانسیل را بدون پراکندگی طی کند :

$$\eta_b = \exp(-x_0/L_s) \quad (۱۳)$$

که L_s مسافت پویش آزاد در چاه پتانسیل است و از رابطهٔ $L_s = \sqrt{D_n(F)\tau_n}$ به‌دست می‌آید که در آن ضریب پخش به‌وسیلهٔ تحرک‌پذیری وابسته به میدان $\mu = \mu(F)$ تعریف می‌شود [۱۷]. x_0 فاصلهٔ بین بیشینهٔ سد پتانسیل از چاه است[۱۸]:

$$x_0 = \left(\frac{q}{16\pi\varepsilon_0\varepsilon_a F}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (۱۴)$$

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

که در آن q بار الکتریکی، ε_0 ثابت دی‌الکتریک خلأ، ε_a گذردهی الکتریکی لایهٔ فعال، $F=(V_b-V_0)/d$ میدان الکتریکی در ناحیهٔ فعال، V_b ولتاژ پیش ولت و V_0 انرژی ناحیهٔ مسطح است.

جذب فرود عمودی در درهٔ X سیستم Al_xGa_{1-x} As/AlAs

در این پایان‌نامه فراشبکهٔ Al_xGa_{1-x} As/AlAs درنظر گرفته شده است که هم مواد سدی مناسب برای آشکارسازی مادون قرمز دارد و هم درهٔ X آن جهت‌های رشد دیگر مانند[۰۰۱]، [۱۱۵]، [۱۱۳]، [۱۱۲]، [۱۱۱]و[۱۱۰] را ممکن می‌سازد و به این ترتیب جذب فرود عمودی امکان‌پذیر می‌شود. جذب فرود عمودی در ساختارهای با جهت‌های[۱۱۵] و [۱۱۳] بیشتر از دیگر جهت‌ها است[۲۳]. مادهٔ Al_xGa_{1-x} As یک نیمه‌هادی گاف مستقیم است برای $x<x_c$ و گاف غیر مستقیم است برای $x>x_c$. در حالت گاف غیر مستقیم نوار هدایت شش کمینهٔ یکسان در نقاط X منطقهٔ بریلوئن دارا است. مقدار دقیق x_c در تقاطع Γ و X قابل بحث است به‌علاوه مقدار x_c =۰/۳۶ در دمای اتاق به‌طور عمومی پذیرفته شده است.

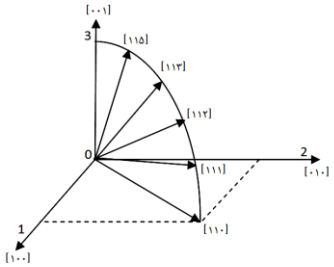
تحلیل نظری تانسور جرم مؤثر

محور Z سیستم مختصات راست‌گرد (X,Y,Z) را جهت رشد فراشبکه درنظر می‌گیریم. در تقریب جرم مؤثر، ساختار نوار هدایت $E(\vec{k})$ مواد حجمی را که از فراشبکه ساخته‌شده این گونه است:

$$E(\vec{k})=\sum_{i,j}\hbar^2 k_i k_j/2m^*_{i,j} \quad \text{و} \quad i,j=x,y,z \qquad (۱۴)$$

که $(1/m^*_{i,j})$ تانسور جرم مؤثر وارون است و معمولاً در نیمه‌هادی‌های گاف غیر مستقیم ناهمسانگرد است. مقادیر مؤلفه‌های $(1/m^*_{i,j})$ برحسب جرم‌های مؤثر عرضی و طولی (m_t,m_l) به‌دست می‌آیند که در امتداد محورهای اصلی دره‌های نوار هدایت تعریف می‌شود.

برای یک مادهٔ درهٔ X شش کمینهٔ یکسان نوار هدایت در نقاط X ناحیهٔ بریلوئن قرار دارد. اگر محورهای اصلی(۳و۲و۱) این دره‌های بیضوی را متناظر با جهت‌های[۱۰۰]، [۰۱۰] و [۰۰۱] قرار دهیم و زاویهٔ بین محور Z را θ قرار دهیم که بین ۰ و $\pi/2$ تغیر کند، آن‌گاه جهت رشد فراشبکه از[۰۰۱] به[۱۱۵]، [۱۱۳]، [۱۱۲]، [۱۱۱] و درنهایت[۱۱۰] تغییر می‌کند(شکل ۸).



شکل۸: نمایش محورهای اصلی و جهت‌های رشد مختلف روی کمان دایره‌ای

با اعمال تبدیل سیستم مختصات از محورهای اصلی(۳و۲و۱) به سیستم مختصات(X,Y,Z) که محور ۳ با جهت رشد فراشبکه (محور Z) هم‌راستا و هم‌جهت است، ما می‌توانیم تانسور جرم مؤثر وارون مواد درهٔ X فراشبکه‌ها را برای جهت‌های رشد مختلف به‌دست آوریم(ضمیمهٔ B). اکنون جذب نوری در فراشبکه را که ناشی از گذارهای الکترونی بین اولین(c_1) و دومین(c_2) زیرباند هدایت می‌باشد، محاسبه می‌کنیم[۱۹]:

$$\alpha(\omega)=\frac{4\pi^2e^2}{n_0m_0^2c\omega}\int\frac{2d^2k}{(2\pi)^2}|\langle\psi_{c_2}|\hat{e}.\vec{P}|\psi_{c_1}\rangle|^2\left[f(E_{c_1})-f(E_{c_2})\right]\delta(E_{c_2}-E_{c_1}-\hbar\omega) \qquad (۱۵)$$

که در آن m_0 جرم آزاد الکترون، n_0 ضریب شکست در طول موج نور فرودی، ψ_i تابع موج کل حالت زیرباند iام، و $f(E)$ تابع توزیع فرمی- دیراک است. بُردار $\hat{e}$ قطبش نور فرودی و $\vec{P}$ عملگر تکانهٔ خطی را نشان می‌دهد. عناصر ماتریس انتقال عبارت‌اند از:

$$\langle\psi_{c_2}(\vec{r})|\hat{e}.\vec{P}|\psi_{c_1}\rangle=-i\hbar m_0\left(\frac{\hat{e}_x}{m^*_{zx}}+\frac{\hat{e}_y}{m^*_{zy}}+\frac{\hat{e}_z}{m^*_{zz}}\right)\times\langle F_{c_2}(z)|\nabla_z|F_{c_1}(z)\rangle \qquad (۱۶)$$

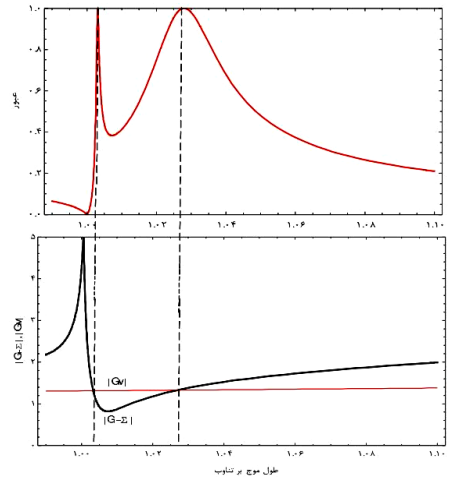
که نشان می‌دهد عناصر غیر صفر ماتریس برای گذارهای نوری در فرود عمودی نور($\hat{e}_x\neq$۰ و/یا $\hat{e}_y$) آن‌گاه به‌دست می‌آیند که جملهٔ ضرب‌شده($1/m^*_{zx}$ یا $1/m^*_{zy}$) غیر صفر باشند. این حالت زمانی رخ می‌دهد که جهت رشد در حداقل یکی از دره‌های بیضوی نسبت به محورهای اصلی ناهم‌راستا شده باشد.

نتایج

شکل۹ طیف عبوری از تابش عمودی را برای آرایه‌ای مربعی از حفره‌های ایجادشده در یک فیلم رسانای کامل الکتریکی نشان

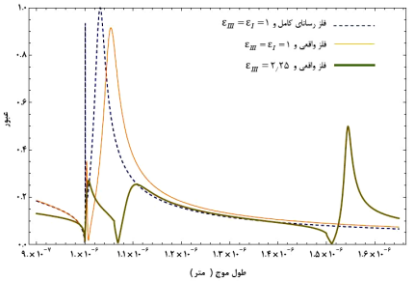
[Downloaded from icml.ir on 2026-10-31]

می‌دهد. طول موج قطع مد اصلی موجبر $\lambda_c = ۲a$ است. بنابراین برای $\lambda > ۰/۸d$ مدهای موجبر در داخل حفره‌ها میرا خواهند شد. این نتیجه برای تقریب تک‌مد موجبر می‌باشد که در آن تنها مد اصلی $TE_{۰۱}$ در بسط مدها در داخل موجبر درنظر گرفته شده است. قسمت پایین شکل۹ وابستگی طیفی $|G-\Sigma|$ و $|G^V|$ را نشان می‌دهد که با توجه به معادلهٔ(۴) $(G-\Sigma) \pm G^V = 0$ همان‌طورکه مشاهده می‌شود یک هم‌خوانی خوبی بین موقعیت‌های طیفی بیشینهٔ عبور و طول موج‌های با کمینهٔ فاصلهٔ بین $|G-\Sigma|$ و $|G^V|$ وجود دارد درواقع، این مدهای سطحی هنگامی‌که به دهانهٔ حفره‌ها می‌رسند موجب تشدید میدان‌های میرای موجبر درون حفره‌ها و درنتیجه تشدید در میدان عبوری از حفره‌ها می‌شوند.



شکل۹: (بالا)، طیف عبور از میان آرایه‌ای دوبُعدی از حفره‌های مربعی ایجادشده در فیلم PEC با ضخامت $h = ۰/۲d$ و $a = ۰/۴d$ و محیط‌های $\varepsilon_{III} = \varepsilon_I = ۱$ را نشان می‌دهد که در آن دو بیشینه بوجود آمده‌است. (پایین): طول موج‌هایی را که در آن مدهای سطحی برانگیخته می‌شوند(محل تلاقی $|G-\Sigma|$ و $|G^V|$) را نشان می‌دهد.

در شکل۱۰ منحنی عبور تشدیدی برای سه حالت مختلف نشان داده‌شده‌است. منحنی خط‌چین مربوط به فلز رسانای کامل الکتریکی و $\varepsilon_{III} = \varepsilon_I = ۱$ است، منحنی ممتد نازک مربوط به فلز واقعی و $\varepsilon_{III} = \varepsilon_I = ۱$ و منحنی ممتد ضخیم مربوط به فلز واقعی و $\varepsilon_{III} = ۲/۲۵$ است. پاسخ‌دهی در یک آشکارساز نسبت جریان خروجی($\varphi \cdot q \cdot \eta(\lambda)$) به توان تابشی($\varphi \cdot h\upsilon$) می‌باشد و عبارت است از: $R(\lambda) = q \cdot \eta(\lambda) / h$ [۲۰] که q بار الکترون، $h\upsilon$ انرژی نور تابشی، φ شار تابشی و $\eta(\lambda)$ بهرهٔ کوانتومی است.



شکل۱۰: منحنی خط‌چین مربوط به فلز رسانای کامل الکتریکی و $\varepsilon_{III} = \varepsilon_I = ۱$، منحنی ممتد نازک مربوط به فلز واقعی و $\varepsilon_{III} = \varepsilon_I = ۱$ و منحنی ممتد ضخیم مربوط به فلز واقعی و $\varepsilon_{III} = ۲/۲۵$ است.

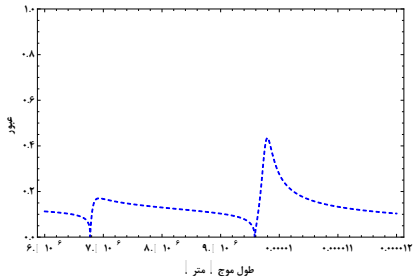
کمیت بهرهٔ کوانتومی در کارآیی یک آشکارساز عاملی تعیین‌کننده به‌شمار می‌رود و تابعی از مؤلفه‌های ساختاری کاواک تشدید و ناحیهٔ فعال، تعداد چاه‌ها و ضریب جذب می‌باشد. چگونگی وابستگی این کمیت‌ها به مؤلفه‌های مذکور در محاسبات مربوط به مدل‌سازی آشکارسازهای چاه کوانتومی چالش اصلی می‌باشد. بهرهٔ کوانتومی کل آشکارساز هنگامی‌که ناحیهٔ فعال آن متشکل از N چاه کوانتومی می‌باشد بنابر رابطهٔ(۱۱) به‌صورت زیر تعریف می‌شود که $\alpha(\lambda)$ ضریب جذب و d ضخامت یک چاه کوانتومی است:

$$\eta_a = (۱-R_۱)(۱-e^{-N\alpha d}) \frac{\left(e^{-\alpha_{ex}L_۱} + R_۲ e^{-\alpha_{ex}L_۲} e^{-\alpha_c d}\right)}{\left[۱-۲\sqrt{R_۱R_۲}\,e^{-\alpha_c L} + R_۱R_۲ e^{-۲\alpha_c L}\right]} \quad (۱۷)$$

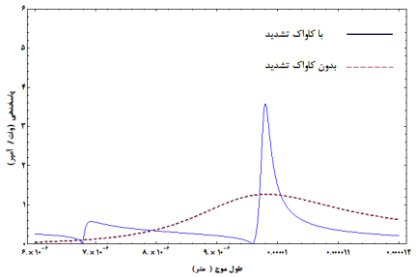
براساس مدل نظری تزویج مد که ما برای تفسیر نحوهٔ عملکرد فیلم فلزی حفره‌دار در برابر تابش نور در نظر گرفتیم و همچنین مدل انعکاس‌های چندگانهٔ نور که درون محیط کاواک تشدید ارائه دادیم، پاسخ‌دهی آشکارساز افزایش یافت و همچنین مشاهده می‌شود که بیشینهٔ پاسخ‌دهی متناظر است با بیشینهٔ عبور غیرعادی نور از فیلم فلزی حفره‌دار.

شکل۱۱ منحنی عبور از لایهٔ فلزی حفره‌دار با ضخامت $h = ۹۰nm$، اندازهٔ حفره $a = ۱/۴۸\mu m$ و تناوب آرایه‌های $l = ۲/۹۷\mu m$ را نشان می‌دهد. در شکل۱۲ افزایش پاسخ‌دهی درنتیجهٔ قراردادن آشکارساز درون کاواک پلاسمونی به‌وضوح مشخص شده است.

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



شکل۱۱: منحنی عبور از لایهٔ فلزی حفره‌دار با ضخامت $h=۹۰nm$، اندازهٔ حفره $a=۱/۴۸\mu m$ و تناوب آرایه‌های $l=۲/۹۷\mu m$



شکل۱۱: مقایسهٔ پاسخ‌دهی آشکارساز با کاواک تشدید پلاسمونی و بدون کاواک تشدید

مشخصات سیستم چاه کوانتومی و کاواک پلاسمونی و جداسازها عبارت‌انداز: عرض سد $L_b=۴۰nm$، عرض چاه $L_w=۱۰nm$، آلایش چاه $N_s=۱\times۱۰^{۱۸}cm^{-۳}$، برای تعداد $N=۳۰$ چاه کوانتومی در دمای $T=۳۰۰^{\circ}K$ و در پیش‌ولت اعمالی $V_b=۲/۵V$ با درصد مولار آلومینیوم $x=۰/۴۵$. جرم مؤثر نوار هدایت و گاف نواری سدهای $Al_xGa_{۱-x}As$ عبارت‌انداز: $m^*=(۰/۰۶۶۵+۰/۰۸۳۵x)m_0$ و $E_g=\left(۱/۹۸۵+۱/۱۴۷\left(x-۰/۴۵\right)^۲\right)$ جرم $m_0=۹/۱\times۱۰^{-۳۱}kg$ که آزاد الکترون است. برای فلز طلا در محدودهٔ مادون قرمز میانی($۸\mu m-۱۰\mu m$)ضریب گذردهی الکتریکی برابر است با $\varepsilon_{Au}=-۱۷۳۶+۱۷۴i$ و ضریب گذردهی الکتریکی جداسازهای $Al_{۰/۹}Ga_{۰/۱}As$ برابر است با $\varepsilon=۱۰/۴\varepsilon_0$ و ضریب انعکاس از لایهٔ مسطح فلزی برای فرود عمودی برروی آن $R_s=۰/۹۵$ می‌باشد [۲۱].

بحث و نتیجه‌گیری

استفاده از ساختارهای چاه کوانتومی به‌منظور کاربرد در تصویربرداری و طیف‌نگاری زیستی در حال گسترش است و به‌طور عمده آشکارسازی طول موج‌های مادون قرمز میانی بسیار مورد توجه قرار دارد. ساخت آرایه‌های صفحهٔ کانونی از آشکارسازهای چاه کوانتومی در محدودهٔ طیفی مادون قرمز نیازمند حساسیت بالا و پاسخ‌دهی مناسب آن است که این امر به عمق نفوذ نور به داخل لایه‌های زیرین چاه‌های کوانتومی وابسته است. کمیت پاسخ‌دهی آشکارساز، سرعت تبدیل سیگنال اپتیکی به سیگنال الکتریکی را نشان می‌دهد و هرچه میزان آن بیشتر باشد، کارآیی و حساسیت آشکارساز که در تکنولوژی تصویربرداری با دقت بالا پارامتری اساسی به‌شمار می‌آید، بیشتر خواهد بود.

در این مقاله جهت شبیه‌سازی آشکارسازهای چاه کوانتومی که روی آن لایهٔ فلزی حفره‌دار و روی زیرلایهٔ گالیوم آرسناید نیز لایهٔ فلزی مسطح نشانده شده است، مدلی ارائه دادیم که براساس آن پاسخ‌دهی آشکارساز افزایش می‌یابد و همچنین بیشینه‌های به‌وجودآمده در طیف پاسخ‌دهی بر بیشینه‌های طیف عبوری از لایهٔ فلزی حفره‌دار منطبق است.

نتیجهٔ کار تجربی کریشنا و همکاران در دانشگاه نیومکزیکو که با استفادهٔ لایهٔ فلزی طلا با حفره‌های دایره‌ای‌شکل برروی چاه‌های کوانتومی $In_{۰/۱۵}Ga_{۰/۸۵}As$ که در آن نقاط کوانتومی $InAs$ نشانده شده است، افزایش پاسخ‌دهی متناسب با میزان عبور از حفره‌های فلزی را گزارش کرده است[۲۲]. لذا نتایج تجربی گزارش‌شده نیز افزایش حساسیت سیستم آشکارساز چاه کوانتومی در طول موج‌های مادون قرمز میانی با بهره‌گیری از نانو لایهٔ فلزی حفره‌دار برای آشکارسازی مؤثرتر آنزیم تروپونین I را امکان‌پذیر می‌داند.

در این پژوهش شبیه‌سازی اثر عبور غیرعادی نور از لایهٔ فلزی حفره‌دار با درنظر گرفتن تک‌مد اصلی موجبر که کمترین میزان میرایی و بیشترین سهم در میزان عبور نور از حفره‌ها را دارا است صورت گرفته است، لذا درنظر گرفتن مدهای موجبر مراتب بالاتر که در طیف عبور نور از حفره‌ها سهیم هستند هرچند میرایی بالاتری دارند، به‌عنوان ایده‌ای برای طرح‌های آتی پیشنهاد می‌شود.

ضمیمه A

در روش تزویج مد بُردارهای موج بلاخ برای دو ناحیهٔ بالا و پایین لایهٔ فلزی حفره‌دار به‌صورت:

(۱)

$$\vec{K}_{mn}=\vec{K}_i+m\frac{۲\pi}{d_x}\hat{u}_x+n\frac{۲\pi}{d_y}\hat{u}_y$$

بسط داده می‌شوند که در آن $\vec{K}_i$ مؤلفهٔ عرضی بُردار موج تخت فرودی برروی لایهٔ فلزی است. بُردارهای این امواج بلاخ در فضای حقیقی $r=x\hat{u}_x+y\hat{u}_y$ برای قطبش S عبارت‌انداز:

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

$$\langle \vec{r} \mid \vec{K}_{mn}, \sigma=1 \rangle = \frac{e^{i\vec{K}_{mn}.\vec{r}}}{|\vec{K}_{mn}|\sqrt{d_x d_y}} \begin{pmatrix} -K_y^{(n)} \\ K_x^{(m)} \end{pmatrix} \quad (۲)$$

و برای امواج با قطبش P:

$$\langle \vec{r} \mid \vec{K}_{mn}, \sigma=2 \rangle = \frac{e^{i\vec{K}_{mn}.\vec{r}}}{|\vec{K}_{mn}|\sqrt{d_x d_y}} \begin{pmatrix} K_x^{(m)} \\ K_y^{(n)} \end{pmatrix} \quad (۳)$$

می‌باشد. ناحیهٔ میانی متناظر است با فیلم فلزی حفره‌دار که میدان در آن برحسب مدهای موجبر حفره $\langle \vec{q}_{l,s}, \gamma \mid$ بسط داده می‌شود. همچون امواج بلاخ این مدها نیز با شاخص‌های سه‌تایی مشخص می‌شوند: قطبش γ، l و S که بُردار موج عرضی را به‌صورت:

$$\vec{q}_{l,s} = l\frac{\pi}{a_x}\hat{u}_x + s\frac{\pi}{a_y}\hat{u}_y \quad (۴)$$

توصیف می‌کند. بردارهای مدTE ($\gamma=1$) و مد TM ($\gamma=2$) عبارت‌انداز:

$$\langle \vec{r} | \vec{q}_{l,s}, \gamma=1 \rangle = \begin{pmatrix} \frac{s\pi}{a_y |q_{l,s}|}\sqrt{\frac{2(2-\delta_{l,0})}{a_x a_y}}\cos\frac{l\pi}{a_x}(x+\frac{a_x}{2})\sin\frac{s\pi}{a_y}(y+\frac{a_y}{2}) \\ -\frac{l\pi}{a_x |q_{l,s}|}\sqrt{\frac{2(2-\delta_{s,0})}{a_x a_y}}\sin\frac{l\pi}{a_x}(x+\frac{a_x}{2})\cos\frac{s\pi}{a_y}(y+\frac{a_y}{2}) \end{pmatrix} \quad (۵ \text{ الف})$$

$$\langle \vec{r} | \vec{q}_{l,s}, \gamma=2 \rangle = \begin{pmatrix} \frac{l\pi}{a_x |q_{l,s}|}\sqrt{\frac{2(2-\delta_{l,0})}{a_x a_y}}\cos\frac{l\pi}{a_x}(x+\frac{a_x}{2})\sin\frac{s\pi}{a_y}(y+\frac{a_y}{2}) \\ \frac{s\pi}{a_y |q_{l,s}|}\sqrt{\frac{2(2-\delta_{s,0})}{a_x a_y}}\sin\frac{l\pi}{a_x}(x+\frac{a_x}{2})\cos\frac{s\pi}{a_y}(y+\frac{a_y}{2}) \end{pmatrix} \quad (۵ \text{ ب})$$

ضمیمه B

مؤلفه‌های تانسور جرم مؤثر وارون مواد درهٔ X در فراشبکه‌های با شش جهت رشد متفاوت در جدول۱ آمده است. در این جدول برای فراشبکه‌هایی که در شش جهت مختلف جهت‌دهی شده‌اند، حالت‌های پایهٔ بیضوی را که بیشترین مقدار وارون جرم مؤثر را دارند محاسبه شده است که در آن $m_t = ۰/۱۹m_0$ و $m_l = ۱/۱m_0$ می‌باشد.

جدول۱: مؤلفه‌های تانسور جرم مؤثر وارون مواد درهٔ X در فراشبکه‌های با شش جهت رشد متفاوت

جهت رشد	$\left(\frac{۱}{m^*_{zx}}\right)$	$\left(\frac{۱}{m^*_{zy}}\right)$	$\left(\frac{۱}{m^*_{zz}}\right)$
[۰۰۱]	۰	۰	$۱/m_l$
[۱۱۵]	$\frac{\sqrt{۵۰}(m_l-m_t)}{۲۷m_t m_l}$	۰	$\frac{۲۵m_t+۲m_l}{۲۷m_t m_l}$
[۱۱۳]	$\frac{\sqrt{۱۸}(m_l-m_t)}{۱۱m_t m_l}$	۰	$\frac{۹m_t+۲m_l}{۱۱m_t m_l}$
[۱۱۲]	$\frac{\sqrt{۲}(m_l-m_t)}{۳m_t m_l}$	۰	$\frac{۲m_t+m_l}{۳m_t m_l}$
[۱۱۱]	$\frac{\sqrt{۲}(m_l-m_t)}{۳m_t m_l}$	۰	$\frac{m_t+۲m_l}{۳m_t m_l}$
[۱۱۰]	۰	$\frac{(m_l-m_t)}{۲m_t m_l}$	$\frac{m_t+m_l}{۳m_t m_l}$

References

1. McLaurin MD, Apple FS, Voss EM, Herzog CA, Sharkey SW. Cardiac troponin I, cardiac troponin T, and creatine kinase MB in dialysis patients without ischemic heart disease: evidence of cardiac troponin T expression in skeletal muscle. Clin. Chem. 1997; 43: 976-82.
2. Bagh ADR. Cardiac Troponin I (cTnI): New generation cardiac marker of choice, Technical Series by Tulip Group, India. http://www.tulipgroup.com/Common_New/Tech_Pubs_PDF/CKTech.pdf Sighted on March 12, 2012.
3. Wen YW, Zhi-Ping B, Wei W, Jun-Jie Z. PDMS gold nanoparticle composite film-based silver enhanced colorimetric detection of cardiac troponin I. Sensors and Actuators B. 2010; 147: 298-303.
4. Fleischmann M, Hendra PJ, McQuillan AJ. Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode. Chem. Phys. Lett. 1974; 26: 163–6.
5. Jeanmaire DL, Van Duyne RP. Surface Raman spectroelectrochemistry part I. Heterocyclic, aromatic, and Aliphatic Amines adsorbed on the anodized silver electrode. J. Electroanal. Chem. 1977; 84: 1-20.
6. Albrecht MG, Creighton JA. Anomalously intense Raman spectra of pyridine at a silver electrode. J. Amer. Chem. Soc. 1977; 99: 5215–7.

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

7. Maier SA. Plasmonics: Fundamentals and applications. 2007; Springer, New York.
8. Kerker M, Wang DS, Chew H. Surface enhanced Raman scattering (SERS) by molecules adsorbed at spherical particles: errata. Appl. Opt. 1980; 19(24): 4159–74.
9. Kumarswami N. Multiplexing immunoassay with SERS, A talk presented at NPL, London, UK. http:// www.npl.co.uk/upload/pdf/sers.pdf Sighted on March 12, 2012.
10. Ebbesen TW, Lezec HJ, Ghaemi HF, Thio T, Wolff PA. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. Nature 1998; 391: 667-9.
11. Lee SC, Krishna S, Brueck SR. Quantum dot infrared photodetector enhanced by surface plasma wave excitation. Opt Express 2009: 17(25): 23160-8.
12. Rosenberg J, Shenoi RV, Krishna S, Painter O. Design of plasmonic photonic crystal resonant cavities for polarization sensitive infrared photodetectors. Optics Express, 2010; 18(4): 3672-86.
13. Yu Z, Veronis G, Fan S, Brongersma ML. Opt .Lett. 2006; 89: 151116-1-3.
14. GarciaVidal FJ, Martin-Moreno L, Ebbesen TW, Kuipers L. Light passing through subwavelength apertures. Rev. Mod. Phys. 2010; 82(1): 729-87.
15. Selim U, Strite S. Resonant cavity enhanced photonic devices. J. Appl. Phys. 1995; 78: 230-4.
16. Xie K, Zhao JH, Shi Y. Resonant Cavity Enhanced GaInAsSb-AlAsSb Photodetector Grown by MBE for Mid-IR Applications. IEEE Photonics. Lett. 1996; 8: 1230-5.
17. Singh J. Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures. 2003; Cambridge University Press, New York.
18. Strikha VI, Vyshsaya S. Contact phenomena in semiconductors. J. Appl. Phys. 1982; 224: 1749-62.
19. Xie H, Katz J, Wang WI. Orientation of intersubband absorption in AlAs/GaAIAs X valley superlattices. J. Appl. Phys. 1992; 72(8): 3681-6.
20. Rhods WT. Quantum well infrared photodetectors. 2007; Springer, Berlin.
21. Marvin JW. Handbook of Optical Materials. 2003; CRC Press, Florida.
22. Lee SC, Krishna S, Brueck SRJ. Plasmonic-Enhanced Photodetetors for Focal Plane Arrays. IEEE Photonics Technology 2011; 23(14): 935-7.

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