

# اثر عبور غیر عادی نور از لایه فلزی حفره دار بر پاسخدهی آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز جهت تشخیص آنزیم تروپونین I

حمزه نورالهی<sup>۱</sup>  
سیامک محمودی<sup>۲</sup>  
محمد آقابوری زاده<sup>۱\*</sup>

<sup>۱</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان  
<sup>۲</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان  
آستاذ فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، پژوهشکده فوتونیک، مرکز بین المللی علوم و تکنولوژی پیشرفته و علوم محیطی، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان

## خلاصه

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

**روش بررسی:** در این پژوهش با استفاده از روش تحلیلی ترویج مد، ابتدا با در نظر گرفتن تقریب رسانای کامل الکتریکی برای لایه فلزی حفره دار، به وجود آمدن تشدیدهای عبوری را نشان می دهیم. سپس با وارد کردن شرط مرزی مقاومت ظاهری سطح در فرمول بندی، میزان تأثیر امواج پلاریتون پلاسمون سطحی در طیف عبوری لایه حفره دار مورد بررسی قرار می گیرد. همچنین تأثیر نوع ماده ای را که لایه فلزی حفره دار روی آن قرار می گیرد، بر طیف عبوری به دست می آوریم. با در نظر گرفتن مدلی بر پایه انعکاس های چندگانه نور درون محیط کاواک تشدید فابری پرو که لایه های چاه کوانتومی درون آن قرار گرفته اند، افزایش پاسخدهی آشکارساز چاه کوانتومی  $Al_{0.45}Ga_{0.55}As/AlAs$  نسبت به طول موج نور فرودی نشان داده خواهد شد.

**یافته ها:** عبور غیر عادی نور از لایه فلزی با آرایه ای دو بُعدی از نانوحفره های مربعی شکل و متناوب بیشینه های عبوری غیر عادی را از خود نشان می دهد که می توان جهت افزایش عمق نفوذ میدان الکترومغناطیسی به درون لایه های چاه کوانتومی استفاده نمود. در این تحقیق افزایش پاسخدهی آشکارساز با افزودن لایه فلزی حفره دار نشان داده شده است.

**نتیجه گیری:** آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز برای تشخیص بیماری ها با استفاده از تبدیل سیگنال اپتیکی به سیگنال الکترونی ایزاری مناسب است. بهبود پاسخدهی آشکارساز موجب افزایش کارایی و کیفیت آن جهت تشخیص بهتر آنزیم تروپونین I می شود.

**واژه های کلیدی:** آنزیم تروپونین I، پاسخدهی، روش تحلیلی ترویج مد، عبور غیر عادی نور، چاه کوانتومی، طیف پراکندگی رامان ارتقاء یافته سطحی (SERS)

نویسنده مسئول: محمد آقابوری زاده، تلفن ۰۹۱۹۶۴۳۱۲۶۹  
پست الکترونیک: mabolori@uk.ac.ir

## مقدمه

سکنه قلبی یا انفارکتوس میوکارد نوعی عارضه فراگیر است که یکی از علل مهم مرگ و میر در جهان به شمار می رود. انفارکتوس میوکارد شامل انهدام قسمتی از عضله قلب (میوکارد) است که به علت قطع شدن جریان خون در آن قسمت از قلب روی می دهد. عروق کرونری که از سرخرگ آئورت منشعب می شوند خون غنی شده از اکسیژن را به بافت قلب می رسانند. در اثر تجمع کلسترول در عروق کرونری، انسداد عروق ایجاد می شود که به لخته شدن خون می انجامد و سکنه قلبی رخ می دهد. سالیانه حدود هشت میلیون بیمار با درد قفسه سینه در بخش فوریت ها تحت درمان قرار می گیرند. ارزیابی بیماران با درد قفسه سینه

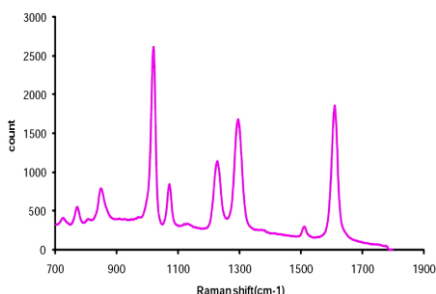
شامل بررسی تاریخچه خانوادگی بیمار، معاینات بالینی و الکتروکاردیوگرام است. امروزه علاوه بر این موارد، ابداع و استفاده از روش های نوین پیش آگهی دهنده در این بیماری مورد توجه متخصصان قرار گرفته است. تست های تشخیص آزمایشگاهی بر روی خون در تشخیص سریع و به موقع بیمار و بررسی درمان و یا تعیین خطر حمله قلبی مجدد در آینده از اهمیت خاصی برخوردار هستند. آنزیم قلبی تروپونین I (cTnI) یکی از مهم ترین شاخص ها است که در اثر آسیب عضله قلب در خون آزاد می شود. تروپونین ها مداخله میوزین با آکتین را طبق شکل ۱ با واسطه کلسیم در عضله تنظیم می کنند [۱].

پراکندگی رامان ارتقاء یافته سطحی

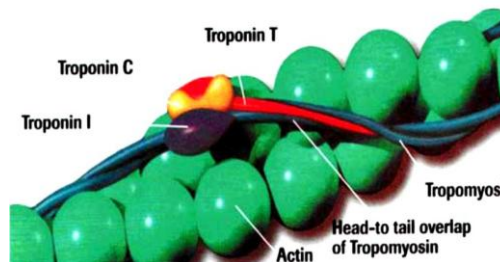
اثر پراکندگی رامان ارتقاء یافته سطحی (SERS) در سال ۱۹۷۴ توسط فلیشمن کشف شد [۴]. وی حین آزمایش‌های خود شدت بالایی از پراکندگی رامان توسط مولکول‌های پرایدین را که بر روی سطح ناهموار الکتروود نقره جذب شده بودند، مشاهده کرد. روش فلیشمن به این صورت بود که الکتروود را زبر کند تا مساحت سطحش را افزایش دهد و به دنبال آن بتواند تعداد مولکول‌های جذبی بیشتری را مورد مطالعه قرار دهد. وی این افزایش شدت را به افزایش تعداد مولکول‌های جذبی بر روی سطح نسبت داده بود. جین مایر و ون دین [۵] و آلبرخت و کریقتن [۶] به‌طور مستقل تشخیص دادند که شدت‌های بالای مشاهده شده نمی‌تواند در ارتباط با افزایش تعداد مولکول‌های پراکننده بر روی سطح الکتروود باشد و پیشنهاد دادند که این افزایش شدت پراکندگی به دلیل جذب مولکول‌ها بر روی 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 تشدید از برهمکنش الکترونی مولکول با سطح فلزی ناشی می‌شود. همان‌طور که 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 جذب شده در سطوح فلزی می‌باشد [۷]. فاکتور افزایش میدان که از رابطه:

$$R = \frac{|E_{loc}|^4}{|E_{in}|^4} \quad (1)$$

پیروی می‌کند عموماً از مرتبه  $10^{10}$  تا  $10^{11}$  می‌باشد. در این رابطه  $|E_{loc}|^4$  میدان جایگزیده 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].

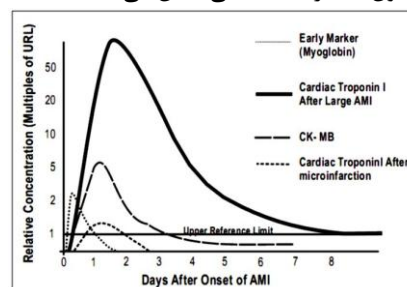


شکل ۳: شدت طیف پراکندگی رامان ارتقاء یافته سطحی آنزیم تروپونین I بر حسب جابه‌جایی رامان



شکل ۱: اتصال تروپونین به میوزین [۱]

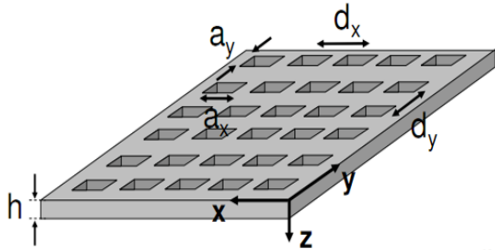
cTnI تنها در صورت بروز حمله قلبی از ماهیچه‌های قلب آزاد می‌شود و میزان آن در خون بالا می‌رود. غلظت تروپونین در حدود ۴-۶ ساعت اول حمله قلبی افزایش می‌یابد و بعد از ۱۰-۲۴ ساعت به حداکثر میزان خود ۱-۳ ng/ml می‌رسد و تا ۷-۱۰ روز پس از سکتة قلبی در خون قابل تشخیص است. شکل ۲ وجود نشانگرهای قلبی را در خون بعد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



شکل ۲: غلظت نشانگرهای قلبی در خون بر حسب زمان، بعد از حمله قلبی [۲]

بنابراین انجمن ملی بیوشیمی بالینی، آنزیم تروپونین I را به‌عنوان شاخصی ایدئال برای تشخیص سکتة میوکارد معرفی می‌کند [۲]. آشکارسازی تروپونین با روش بیوشیمیایی الیزا (ELISA) امکان‌پذیر است، اما با توجه به پایین بودن بهره برهمکنش آنتی‌بادی-آنتی‌ژن در این روش که همواره یک چالش برای کاربران است با روی آوردن به استراتژی آشکارسازی مبتنی بر اندرکنش بیونشان‌گر تروپونین با امواج پلاسمون سطحی، حساسیت و سرعت بالاتر درعین حال هزینه 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 کمیت پاسخدهی آشکارساز مورد بررسی قرار گرفته است.



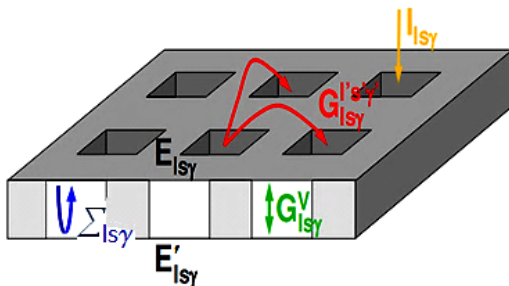
شکل ۴: لایه فلزی با آرایه دو بُعدی از حفره‌های مربعی

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

(۲)

$$\begin{cases} (G_{Isy}^{Isy} - \Sigma_{Isy}) E_{Isy} + \sum_{(l's'y') \neq (Isy)} G_{Isy}^{l's'y'} E_{l's'y'} - G_{Isy}^V E_{Isy}' = I_{Isy} \\ (G_{Isy}^{Isy} - \Sigma_{Isy}) E_{Isy}' + \sum_{(l's'y') \neq (Isy)} G_{Isy}^{l's'y'} E_{l's'y'}' - G_{Isy}^V E_{Isy} = 0 \end{cases}$$

که رفتار میدان‌ها را در دوطرف لایه حفره‌دار شرح می‌دهد. جمله  $I_{Isy}$  به انتگرال هم‌پوشانی بین موج تخت و مدهای موجبر حفره‌ها وابسته است و تابش اولیه را بر روی حفره‌ها نشان می‌دهد.  $\Sigma_{Isy}$  به عقب و جلو پریدن میدان‌ها داخل حفره‌ها مربوط می‌شود و جمله  $G_{Isy}^V$  به تزویج شدن میدان‌ها در دوطرف لایه فلزی از میان حفره‌ها مربوط می‌شود. جمله انتشارگر،  $G_{Isy}^{l's'y'}$  تابشی را که مد موجبر  $|\vec{q}_{l's'y'}, \gamma\rangle$  به داخل امواج پراشیده وارد می‌کند و در نهایت توسط مد  $|\vec{q}_{Isy}, \gamma\rangle$  جمع می‌شود، نشان می‌دهد. در شکل ۵ به طور نمادین مفهوم این جملات نشان داده شده است.



شکل ۵: نمایش نمادین ضرایب دامنه میدان در دستگاه معادلات (۲)

#### مدهای مقید

مدهای مقید پاسخ‌های مسئله ویژه مقدری معادلات پیوستگی هستند وقتی که جمله تابش حذف شود و آن‌ها را مدهای پلاریتون پلاسمون سطحی تقلیدی می‌نامند که با جواب‌های غیر صفر معادلات وقتی که همگن هستند، متناظر می‌باشند:

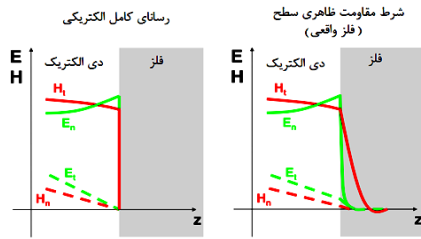
هدف از این مقاله آشکارسازی طول موج مربوط به این آنزیم است. به این منظور باید آشکارسازی طراحی شود که کارکرد قابل قبولی در این محدوده داشته باشد.

#### عبور غیر عادی نور از لایه فلزی حفره‌دار

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

#### روش تحلیلی تزویج مد

روش تزویج مد بر تجزیه میدان الکترومغناطیسی به مدهای معادلات ماکسول درون ناحیه‌های مختلفی که سیستم تحت مطالعه را در بر می‌گیرند، مبتنی است. در این روش میدان‌ها بر حسب ویژه مدها با یک ثابت انتشار خوش‌تعریف  $e^{ikz}$  در امتداد جهت  $Z$  بسط داده می‌شود که ما را قادر می‌کند فقط مؤلفه‌های عرضی  $E_x$  و  $H_x$  را برای ادامه کار ثبت کنیم. ابتدا فلز را رسانای کامل الکتریکی در نظر می‌گیریم تا از نفوذ میدان به داخل لایه فلزی چشم‌پوشی کنیم و میدان درون حفره‌ها را بر حسب مدهای موجبر بسط دهیم؛ مؤلفه‌های طولی  $E_z$  و  $H_z$  نیز از طریق معادلات واگرایی ماکسول به دست می‌آیند. برای فضای بالا و پایین لایه فلزی حفره‌دار با در نظر گرفتن شکل ۴ میدان را بر حسب امواج بلاخ بسط می‌دهیم. ناحیه میانی با فیلم فلزی حفره‌دار متناظر است که میدان در آن بر حسب مدهای موجبر حفره،  $|\vec{q}_{l's'y'}, \gamma\rangle$  بسط داده می‌شود. همچون امواج بلاخ، این مدها نیز با شاخص‌های سه‌تایی مشخص می‌شوند؛ قطبش  $\gamma$ ،  $l$  و  $S$  بردار موج عرضی را توصیف می‌کنند (ضمیمه A).



شکل ۶: 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  $(\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i\epsilon k_0 \vec{E})$  چشم‌پوشی کرد. بنابراین میدان‌های مماسی داخل فلز و نزدیک به سطح آن خواهند بود:  $\vec{E}_t = \frac{i}{\epsilon_m(\omega) k_0} \partial_z (\hat{n} \times \vec{H}_t)$  که  $\square_m$  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 پلاسومونی با وارد کردن ماده فعال حساس به نور چاه کوانتومی به داخل کاواک تشدید فابری-پرو در نتیجه انعکاس‌های چندگانه نور بین آینه‌ها عمق جذب ماده فعال بالا می‌رود و به این ترتیب بهره کوانتومی آن‌ها را می‌توان افزایش داد. بهره کوانتومی ( $\eta$ ) آشکارسازها نسبت تعداد الکترون‌های جمع شده به تعداد فوتون‌های فرودی و پارامتری کلیدی برای انواع مختلف آشکارسازها می‌باشد که هم به جنس ماده 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 بهره کوانتومی به پارامترهای فیزیکی آشکارساز و آینه‌های پلاسومونی کاواک تشدید را بررسی کنیم. بهره کوانتومی کل شامل بهره کوانتومی اپتیکی ( $\eta_a$ ) که جذب فوتون در ماده فعال را در نظر می‌گیرد، بهره کوانتومی داخلی ( $\eta_b$ ) که پراکندگی ناکشسان الکترون در یک چاه کوانتومی را در نظر می‌گیرد و بهره کوانتومی سد ( $\eta_c$ ) که پراکندگی الکترون در سدها را به حساب می‌آورد، می‌باشد. لذا خواهیم داشت:

$$\eta = \eta_a \eta_b \eta_c \quad (6)$$

شمای کلی آشکارساز نوری کاواک تشدید افزوده در شکل ۷ آورده شده است. ماده فعال بین آینه‌های پلاسومونی قرار گرفته است و با ضخامت  $d$  و ضریب جذب  $\alpha$  مشخص شده است. فاصله بین ماده فعال و آینه بالایی و پایینی به ترتیب  $L_1$  و  $L_2$  است که ضخامت لایه‌های جداساز را نشان می‌دهند. در اینجا مؤلفه مماسی بردار

$$\begin{cases} (G_{Isy}^{Isy} - \Sigma_{Isy}) E_{Isy} + \sum_{(l's'\gamma') \neq (Isy)} G_{Isy}^{l's'\gamma'} E_{l's'\gamma'} - G_{Isy}^V E_{Isy} = 0 \\ (G_{Isy}^{Isy} - \Sigma_{Isy}) E'_{Isy} + \sum_{(l's'\gamma') \neq (Isy)} G_{Isy}^{l's'\gamma'} E'_{l's'\gamma'} - G_{Isy}^V E'_{Isy} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

اگرچه در حالت کلی این مسئله باید به صورت عددی حل شود، تحلیل رابطه پاشندگی پلاریتون پلاسومون سطحی تقلیدی با استفاده از دو تقریب زیر به دست می‌آید: اول اینکه فقط مد اصلی در بسط مدهای الکترومغناطیسی داخل حفره در نظر گرفته می‌شود که اجازه کار کردن با حالت منفرد معادلات همگن (۳) را به ما می‌دهد و دوم این که فقط مد پراش مرتبه صفر قطبش P در جمله  $G$  را در نظر می‌گیریم که موجب می‌شود تا بیان ساده‌ای از تزویج شدن مدها داشته باشیم. برای لایه‌های PEC با آرایه تناوبی از حفره‌های دو بُعدی، شرط وجود مدهای مقید در این ساختار عبارت است از:

$$\det \begin{vmatrix} G - \Sigma & -G^V \\ -G^V & G - \Sigma \end{vmatrix} = 0 \quad (4)$$

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

$$k = k_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\gamma \sqrt{\epsilon} a}{\pi d} \right)^2 \frac{k_0^y \sin h^{\gamma} \left( \sqrt{\left( \frac{\pi}{a} \right)^{\gamma} - k_0^y h} \right)}{\left( \frac{\pi}{a} \right)^{\gamma} - k_0^y \cosh \left( \sqrt{\left( \frac{\pi}{a} \right)^{\gamma} - k_0^y h \pm 1} \right)} \quad (5)$$

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 دی‌الکتریک فلزهای حقیقی را در فرمول‌بندی تزویج مد وارد می‌کند. از آن جاکه در سطوح رسانای کامل الکتریکی، معادله‌های ماکسول در داخل محیط فلز حل نمی‌شوند، در رهیافت مقاومت ظاهری سطح مطابق شکل ۶ 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.

$\alpha_c$  ضریب جذب بهنجار شده است:  $\alpha_c = (\alpha_{ex} L_1 + \alpha_{ex} L_2 + \alpha d) / L$  بهره کوانتومی اپتیکی  $\eta_a = P_1 / P_i$  می شود:

$$\eta_a = (1-R)(1-e^{-\alpha d}) \frac{(e^{-\alpha_{ex} L_1} + R_1 e^{-\alpha_{ex} L_1} e^{-\alpha d})}{[1 - r_1 r_2 e^{-\alpha_{ex} L_1} \cos(\gamma \beta L + \varphi_1 + \varphi_2) + R_1 R_2 e^{-\alpha_{ex} L_1}]} \quad (11)$$

از رابطه (۱۱) به راحتی می توان دید که بهره کوانتومی طیفی تناوبی دارد. بیشینه آن در طول موج تشدید رخ خواهد داد. در حالت تشدید  $\cos(\gamma \beta L + \varphi_1 + \varphi_2) = \pm \pi m$  ( $m=1, 2, 3, \dots$ ) تشدید بیشینه بهره کوانتومی خواهد شد.

توجه داشته باشید که در رابطه (۱۱) از انعکاسها در سطوح مرزی بین لایه فعال و لایه های جداساز چشم پوشی شده است. هنگامی که ماده از ساختارهای نامتجانس تشکیل شده است و اختلاف ثابت های دی الکتریک آنها پایین است، این تقریب درست است [۱۶].

بهره کوانتومی داخلی هنگامی که لایه های آشکارساز فوتونی دارای ابعاد کوانتومی هستند در نظر گرفته می شود لذا برای چاه های کوانتومی اثر داده می شود. الکترون هایی که در ناحیه فعال در نتیجه جذب فوتون برانگیخته می شوند یک پراکندگی ناکشسان را تجربه می کنند و به همین دلیل از انرژی شان کاسته می شود به این ترتیب احتمال گریز آنها از چاه پتانسیل کاهش می یابد. برای این حالت بهره کوانتومی داخلی:

$$\eta_c = \exp(-d/L_z) \quad (12)$$

می شود که در آن  $L_z$  مسافت پویس آزاد الکترون است و مطابق رابطه  $L_z = \sqrt{D_n \tau_n}$  به دست می آید.  $D_n$  ضریب پخش در چاه پتانسیل و  $\tau_n$  زمان باز ترکیب الکترون است. فرآیند پخش ناشی از تغییر فضایی تراکم حامل ها است که در آن حامل ها از ناحیه با تراکم بیشتر بار به ناحیه با تراکم کمتر بار جابه جا می شوند. بهره کوانتومی سد عبارت است از احتمال این که الکترون فاصله  $X_0$  در نزدیکی سد پتانسیل را بدون پراکندگی طی کند:

$$\eta_b = \exp(-X_0/L_s) \quad (13)$$

که  $L_s$  مسافت پویس آزاد در چاه پتانسیل است و از رابطه  $L_s = \sqrt{D_n(F) \tau_n}$  به دست می آید که در آن ضریب پخش به وسیله  $\mu = \mu(F)$  و ابسته به میدان  $\mu = \mu(F)$  تعریف می شود [۱۷].  $X_0$  فاصله بین بیشینه سد پتانسیل از چاه است [۱۸]:

$$X_0 = \left( \frac{q}{16 \pi \epsilon_0 \epsilon_a F} \right)^{1/2} \quad (14)$$

الکتریکی فرودی بر روی آشکارساز  $\vec{E}_i = |\vec{k}_i, \sigma_i\rangle e^{ik_z z}$  است. میدان پیش رونده  $\vec{E}_f$  در نقطه  $z=0$  از شرط خودسازگاری به دست می آید یعنی؛ میدان کل گسیل شده از آینه بالایی که در کل فضای ساختار کاواک تشدید رفت و برگشت می کند، است:

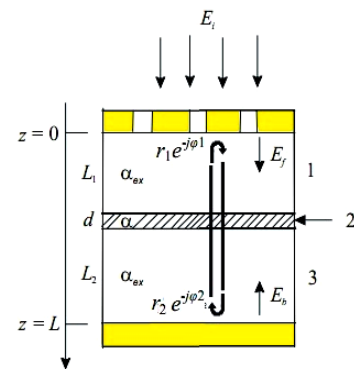
$$\vec{E}_f = t_1 \vec{E}_i + r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1 + L_2)} \times e^{-i(\gamma \beta L + \varphi_1 + \varphi_2)} \vec{E}_f \quad (7)$$

که  $t_1 = t_p^{m,n}$  ضریب عبور از آینه بالایی، لایه فلزی با حفره های زیر طول موجی را نشان می دهد.  $\alpha$  ضریب جذب لایه فعال،  $\alpha_{ex}$  ضریب جذب لایه جداساز و  $\beta$  ثابت انتشار است. بنابراین میدان پیش رونده به صورت:

$$\vec{E}_f = \frac{t_1}{1 - r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1 + L_2)} \times e^{-i(\gamma \beta L + \varphi_1 + \varphi_2)}} \vec{E}_i \quad (8)$$

تعریف می شود و میدان پس رونده  $\vec{E}_b$  به صورت:

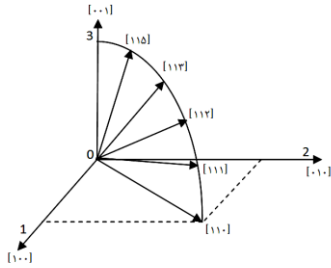
$$\vec{E}_b = r_2 e^{-\alpha d/2} e^{-\frac{\alpha_{ex}(L_1 + L_2)}{2}} \times e^{-i(\beta L + \varphi_2)} \vec{E}_f \quad (9)$$



شکل ۷: طرح کلی آشکارساز چاه کوانتومی کاواک تشدید پلاسما افزوده، ۱ لایه های جداساز و ۲ ماده فعال است. ضرایب جذب  $\alpha$  و  $\alpha_{ex}$  و انعکاس  $r_1 e^{-i\varphi_1}$  و  $r_2 e^{-i\varphi_2}$  و ضخامت لایه ها در آن مشخص شده است.

نوشته می شود. توان اپتیکی داخل کاواک تشدید عبارت از  $P_s = n |\vec{E}_s|^2 / 2 \eta_0$  ( $s=f$  or  $b$ ) می باشد که  $\eta_0$  مقاومت ظاهری خلأ و  $n$  ضریب شکست ماده فعال است [۱۵]. اکنون توان نوری جذب شده در لایه فعال را با استفاده از توان اپتیکی فرودی  $P_i$  و به فرم مشابه آن به دست می آوریم:

$$P_i = (P_f e^{-\alpha_{ex} L_1} + P_b e^{-\alpha_{ex} L_1}) (1 - e^{-\alpha d}) = \frac{(1 - r_1^2) (e^{-\alpha_{ex} L_1} + r_1^2 e^{-\alpha_{ex} L_1} e^{-\alpha d})}{1 - r_1 r_2 e^{-\alpha_{ex} L_1} \cos(\gamma \beta L + \varphi_1 + \varphi_2) + (r_1 r_2)^2 e^{-\alpha_{ex} L_1}} P_i \quad (10)$$



شکل ۸: نمایش محورهای اصلی و جهت‌های رشد مختلف روی کمان دایره‌ای

با اعمال تبدیل سیستم مختصات از محورهای اصلی (۳ و ۲ و ۱) به سیستم مختصات  $(X, Y, Z)$  که محور ۳ با جهت رشد فراشیکه (محور  $Z$ ) هم‌راستا و هم‌جهت است، ما می‌توانیم تانسور جرم مؤثر وارون مواد دره  $X$  فراشیکه‌ها را برای جهت‌های رشد مختلف به دست آوریم (ضمیمه B). اکنون جذب نوری در فراشیکه را که ناشی از گذارهای الکترونی بین اولین  $(C_1)$  و دومین  $(C_2)$  زیرباند هدایت می‌باشد، محاسبه می‌کنیم [۱۹]:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{n_0 m_0^2 c \omega} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} |\langle \psi_{c_2} | \hat{e} \cdot \hat{p} | \psi_{c_1} \rangle|^2 [f(E_{c_1}) - f(E_{c_2})] \delta(E_{c_2} - E_{c_1} - \hbar\omega) \quad (15)$$

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

$$\langle \psi_{c_2} | \vec{P} | \psi_{c_1} \rangle = -i\hbar m_0 \left( \frac{\hat{e}_x}{m_x^*} + \frac{\hat{e}_y}{m_y^*} + \frac{\hat{e}_z}{m_z^*} \right) \times \langle F_{c_2}(z) | \nabla_z | F_{c_1}(z) \rangle \quad (16)$$

که نشان می‌دهد عناصر غیر صفر ماتریس برای گذارهای نوری در فرود عمودی نور ( $\hat{e}_x$  و یا  $\hat{e}_y \neq 0$ ) آن‌گاه به دست می‌آیند که جمله ضرب شده  $(1/m_{zy}^* \text{ یا } 1/m_{zx}^*)$  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

شکل ۹ طیف عبوری از تابش عمودی را برای آرایه‌ای مربعی از حفره‌های ایجادشده در یک فیلم رسانای کامل الکترونیکی نشان

که در آن  $q$  بار الکترونیکی،  $\epsilon_0$  ثابت دی‌الکتریک خلأ،  $\epsilon_a$  گذردهی الکترونیکی لایه فعال،  $F = (V_b - V_0)/d$  میدان الکترونیکی در ناحیه فعال،  $V_b$  ولتاژ پیش ولت و  $V_0$  انرژی ناحیه مسطح است.

**جذب فرود عمودی در دره  $X$  سیستم  $Al_xGa_{1-x}As/AlAs$**   
در این پایان‌نامه فراشیکه  $Al_xGa_{1-x}As/AlAs$  در نظر گرفته شده است که هم مواد سدی مناسب برای آشکارسازی مادون قرمز دارد و هم دره  $X$  آن جهت‌های رشد دیگر مانند  $[001]$ ،  $[115]$ ،  $[113]$ ،  $[112]$ ،  $[111]$  و  $[110]$  را ممکن می‌سازد و به این ترتیب جذب فرود عمودی امکان‌پذیر می‌شود. جذب فرود عمودی در ساختارهای با جهت‌های  $[115]$  و  $[113]$  بیشتر از دیگر جهت‌ها است [۲۳]. ماده  $Al_xGa_{1-x}As$  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 کمینه یکسان در نقاط  $X$  منطقه بریلوئن دارا است. مقدار دقیق  $x_c$  در تقاطع  $\Gamma$  و  $X$  قابل بحث است به علاوه مقدار  $x_c = 0.36$  در دمای اتاق به طور عمومی پذیرفته شده است.

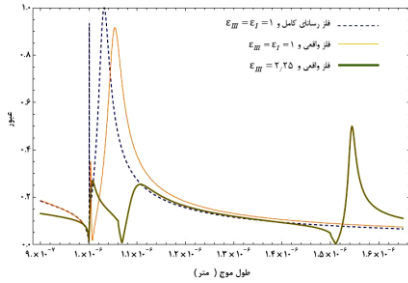
### تحلیل نظری تانسور جرم مؤثر

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

$$E(\vec{k}) = \sum_{ij} \hbar^2 k_i k_j / 2m_{ij}^* \quad i, j = x, y, z \quad (14)$$

که  $(1/m_{ij}^*)$  تانسور جرم مؤثر وارون است و معمولاً در نیمه‌هادی‌های گاف غیر مستقیم ناهمسانگرد است. مقادیر مؤلفه‌های  $(1/m_{ij}^*)$  برحسب جرم‌های مؤثر عرضی و طولی  $(m_x, m_y, m_z)$  به دست می‌آیند که در امتداد محورهای اصلی دره‌های نوار هدایت تعریف می‌شود.

برای یک ماده دره  $X$  شش کمینه یکسان نوار هدایت در نقاط  $X$  ناحیه بریلوئن قرار دارد. اگر محورهای اصلی (۳ و ۲ و ۱) این دره‌های بیضوی را متناظر با جهت‌های  $[100]$ ،  $[010]$  و  $[001]$  قرار دهیم و زاویه بین محور  $Z$  را  $\theta$  قرار دهیم که بین  $0$  و  $\pi/2$  تغییر کند، آن‌گاه جهت رشد فراشیکه از  $[001]$  به  $[115]$ ،  $[113]$ ،  $[112]$ ،  $[111]$  و در نهایت  $[110]$  تغییر می‌کند (شکل ۸).



شکل ۱۰: منحنی خطچین مربوط به فلز رسانای کامل الکتریکی و  $\epsilon_{III} = \epsilon_I = 1$ ، منحنی ممتد نازک مربوط به فلز واقعی و  $\epsilon_{III} = \epsilon_I = 1$  و منحنی ممتد ضخیم مربوط به فلز واقعی و  $\epsilon_{III} = 2.25$  است.

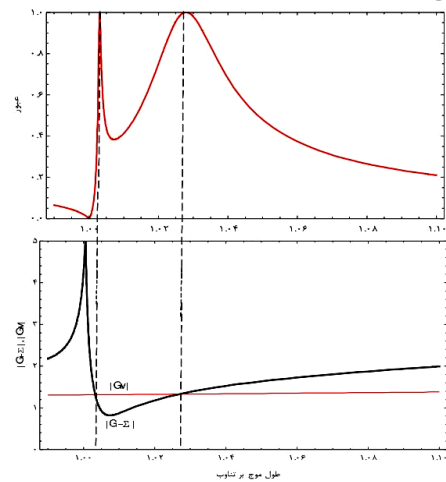
کمیت بهره کوانتومی در کارایی یک آشکارساز عاملی تعیین کننده به شمار می رود و تابعی از مؤلفه های ساختاری کاواک تشدید و ناحیه فعال، تعداد چاهها و ضریب جذب می باشد. چگونگی وابستگی این کمیت ها به مؤلفه های مذکور در محاسبات مربوط به مدل سازی آشکارسازهای چاه کوانتومی چالش اصلی می باشد. بهره کوانتومی کل آشکارساز هنگامی که ناحیه فعال آن متشکل از  $N$  چاه کوانتومی می باشد بنابر رابطه (۱۱) به صورت زیر تعریف می شود که  $\alpha(\lambda)$  ضریب جذب و  $d$  ضخامت یک چاه کوانتومی است:

$$\eta_a = (1-R) \left(1 - e^{-N\alpha d}\right) \frac{\left(e^{-\alpha_{ex} L} + R_{\tau} e^{-\alpha_{ex} L} e^{-\alpha_c d}\right)}{\left[1 - 2\sqrt{R_{\tau} R_{\tau}} e^{-\alpha_c L} + R_{\tau} e^{-2\alpha_c L}\right]} \quad (17)$$

بر اساس مدل نظری تزویج مد که ما برای تفسیر نحوه عملکرد فیلم فلزی حفره دار در برابر تابش نور در نظر گرفتیم و همچنین مدل انعکاس های چندگانه نور که درون محیط کاواک تشدید ارائه دادیم، پاسخدهی آشکارساز افزایش یافت و همچنین مشاهده می شود که بیشینه پاسخدهی متناظر است با بیشینه عبور غیرعادی نور از فیلم فلزی حفره دار.

شکل ۱۱ منحنی عبور از لایه فلزی حفره دار با ضخامت  $h = 90 \text{ nm}$ ، اندازه حفره  $a = 1/4 \mu\text{m}$  و تناوب آرایه های  $l = 2/97 \mu\text{m}$  را نشان می دهد. در شکل ۱۲ افزایش پاسخدهی در نتیجه قرارداد آشکارساز درون کاواک پلاسمونی به وضوح مشخص شده است.

می دهد. طول موج قطع مد اصلی موجبر  $\lambda_c = 2a$  است. بنابراین برای  $\lambda > 0.78d$  مدهای موجبر در داخل حفره ها میرا خواهند شد. این نتیجه برای تقریب تک مد موجبر می باشد که در آن تنها مد اصلی  $TE_{01}$  در بسط مدها در داخل موجبر در نظر گرفته شده است. قسمت پایین شکل ۹ وابستگی طیفی  $|G - \Sigma|$  و  $|G^V|$  را نشان می دهد که با توجه به معادله (۴)  $(G - \Sigma) \pm G^V = 0$  همان طور که مشاهده می شود یک هم خوانی خوبی بین موقعیت های طیفی بیشینه عبور و طول موج های با کمینه فاصله بین  $|G - \Sigma|$  و  $|G^V|$  وجود دارد در واقع، این مدهای سطحی هنگامی که به دهانه حفره ها می رسند موجب تشدید میدان های میرای موجبر درون حفره ها و در نتیجه تشدید در میدان عبوری از حفره ها می شوند.



شکل ۹: (بالا)، طیف عبور از میان آرایه ای دو بُعدی از حفره های مربعی ایجاد شده در فیلم PEC با ضخامت  $h = 0.72d$  و  $a = 0.4d$  و محیط های  $\epsilon_{III} = \epsilon_I = 1$  را نشان می دهد که در آن دو بیشینه به وجود آمده است. (پایین): طول موج هایی را که در آن مدهای سطحی برانگیخته می شوند (محل تلاقی  $|G - \Sigma|$  و  $|G^V|$ ) را نشان می دهد.

در شکل ۱۰ منحنی عبور تشدید برای سه حالت مختلف نشان داده شده است. منحنی خطچین مربوط به فلز رسانای کامل الکتریکی و  $\epsilon_{III} = \epsilon_I = 1$  است، منحنی ممتد نازک مربوط به فلز واقعی و  $\epsilon_{III} = \epsilon_I = 1$  و منحنی ممتد ضخیم مربوط به فلز واقعی و  $\epsilon_{III} = 2.25$  است. پاسخدهی در یک آشکارساز نسبت جریان خروجی  $(\lambda) \cdot q \cdot \eta(\lambda)$  به توان تابشی  $(\varphi \cdot hu)$  می باشد و عبارت است از:  $R(\lambda) = q \cdot \eta(\lambda) / h$  که  $q$  بار الکترون،  $hu$  انرژی نور تابشی،  $\varphi$  شار تابشی و  $\eta(\lambda)$  بهره کوانتومی است.

چاه کوانتومی در محدوده 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، کارایی 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 لایه فلزی حفره‌دار و روی زیرلایه گالیوم آرسناید نیز لایه 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 لایه فلزی حفره‌دار منطبق است.

نتیجه کار تجربی کریشنا و همکاران در دانشگاه نیومکزیکو که با استفاده از لایه فلزی طلا با حفره‌های دایره‌ای شکل بر روی چاه‌های کوانتومی  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  که در آن نقاط کوانتومی  $\text{InAs}$  نشانده شده است، افزایش پاسخدهی متناسب با میزان عبور از حفره‌های فلزی را گزارش کرده است [۲۲]. لذا نتایج تجربی گزارش شده نیز افزایش حساسیت سیستم آشکارساز چاه کوانتومی در طول موج‌های مادون قرمز میانی با بهره‌گیری از نانو لایه فلزی حفره‌دار برای آشکارسازی مؤثرتر آنزیم تروپونین I را امکان‌پذیر می‌داند.

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

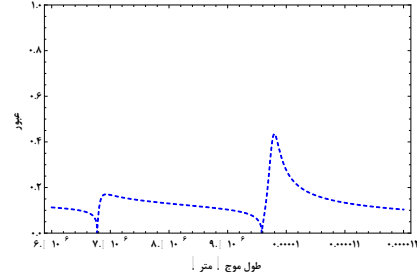
#### ضمیمه A

در روش تزویج مد بردارهای موج بلاخ برای دو ناحیه بالا و پایین لایه فلزی حفره‌دار به‌صورت:

(۱)

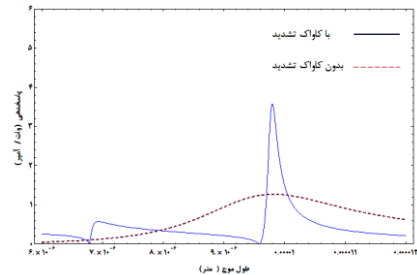
$$\vec{K}_{mm} = \vec{K}_i + m \frac{\gamma\pi}{d_x} \hat{u}_x + n \frac{\gamma\pi}{d_y} \hat{u}_y$$

بسط داده می‌شوند که در آن  $\vec{K}_i$  مؤلفه عرضی بردار موج تخت فرودی بر روی لایه فلزی است. بردارهای این امواج بلاخ در فضای حقیقی  $\mathbf{r} = x\hat{u}_x + y\hat{u}_y$  برای قطبش S عبارت‌انداز:



شکل ۱۱: منحنی عبور از لایه فلزی حفره‌دار با ضخامت  $h = 9.0 \text{ nm}$

اندازه حفره  $a = 1.4 \mu\text{m}$  و تناوب آرایه‌های  $L = 2.97 \mu\text{m}$



شکل ۱۱: مقایسه پاسخدهی آشکارساز با کواک تشدید پلاسمونی و بدون کواک تشدید

مشخصات سیستم چاه کوانتومی و کواک پلاسمونی و جداسازها عبارت‌انداز: عرض سد  $L_b = 4.0 \text{ nm}$ ، عرض چاه  $L_w = 1.0 \text{ nm}$ ، آرایش چاه  $N_s = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ ، برای تعداد  $N = 30$  چاه کوانتومی در دمای  $T = 300^\circ \text{ K}$  و در پیش‌ولت اعمالی  $V_b = 2.5 \text{ V}$  با درصد مولار آلومینیوم  $x = 0.45$ . جرم مؤثر نوار هدایت و گاف نواری سدهای  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  عبارت‌انداز:  $m^* = (0.0665 + 0.825x)m_0$  که  $E_g = (1/985 + 1/147(x-0.45)^2)$  جرم آزاد الکترون است. برای فلز طلا در محدوده مادون قرمز میانی ( $1.0 \mu\text{m} - 8 \mu\text{m}$ ) ضریب گذردهی الکتریکی برابر است با  $\epsilon_{Au} = -1736 + 174i$  و ضریب انعکاس از لایه مسطح فلزی برای فرود عمودی بر روی آن  $R_p = 0.95$  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 صفحه کانونی از آشکارسازهای

**ضمیمه B**

مؤلفه‌های تانسور جرم مؤثر وارون ماده دره X در فراشبکه‌های با شش جهت رشد متفاوت در جدول ۱ آمده است. در این جدول برای فراشبکه‌هایی که در شش جهت مختلف جهت‌دهی شده‌اند، حالت‌های پایه بیضوی را که بیشترین مقدار وارون جرم مؤثر را دارند محاسبه شده است که در آن  $m_1 = 0.19m_0$  و  $m_1 = 1.1m_0$  می‌باشد.

جدول ۱: مؤلفه‌های تانسور جرم مؤثر وارون ماده دره X در فراشبکه‌های با شش جهت رشد متفاوت

$\left(\frac{1}{m_{zz}^*}\right)$	$\left(\frac{1}{m_{zy}^*}\right)$	$\left(\frac{1}{m_{zx}^*}\right)$	جهت رشد
$1/m_1$	o	o	[001]
$\frac{2\delta m_1 + 2m_1}{27m_1m_1}$	o	$\frac{\sqrt{\delta}(m_1 - m_1)}{27m_1m_1}$	[115]
$\frac{9m_1 + 2m_1}{11m_1m_1}$	o	$\frac{\sqrt{18}(m_1 - m_1)}{11m_1m_1}$	[113]
$\frac{2m_1 + m_1}{3m_1m_1}$	o	$\frac{\sqrt{2}(m_1 - m_1)}{3m_1m_1}$	[112]
$\frac{m_1 + 2m_1}{3m_1m_1}$	o	$\frac{\sqrt{2}(m_1 - m_1)}{3m_1m_1}$	[111]
$\frac{m_1 + m_1}{3m_1m_1}$	$\frac{(m_1 - m_1)}{2m_1m_1}$	o	[110]

$$\langle \vec{r} | \vec{K}_{mn}, \sigma=1 \rangle = \frac{e^{i\vec{K}_{mn} \cdot \vec{r}}}{|\vec{K}_{mn}| \sqrt{d_x d_y}} \begin{pmatrix} -K_y^{(n)} \\ K_x^{(m)} \end{pmatrix} \quad (2)$$

و برای امواج با قطبش P:

$$\langle \vec{r} | \vec{K}_{mn}, \sigma=2 \rangle = \frac{e^{i\vec{K}_{mn} \cdot \vec{r}}}{|\vec{K}_{mn}| \sqrt{d_x d_y}} \begin{pmatrix} K_x^{(m)} \\ K_y^{(n)} \end{pmatrix} \quad (3)$$

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

$$\vec{q}_{l,s} = l \frac{\pi}{a_x} \hat{u}_x + s \frac{\pi}{a_y} \hat{u}_y \quad (4)$$

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

$$\langle \vec{r} | \vec{q}_{l,s}, \gamma=1 \rangle = \begin{pmatrix} \frac{s\pi}{a_y |q_{l,s}|} \sqrt{\frac{\gamma(\gamma-\delta_{l,0})}{a_x a_y}} \cos \frac{l\pi}{a_x} (x + \frac{a_x}{\gamma}) \sin \frac{s\pi}{a_y} (y + \frac{a_y}{\gamma}) \\ -\frac{l\pi}{a_x |q_{l,s}|} \sqrt{\frac{\gamma(\gamma-\delta_{s,0})}{a_x a_y}} \sin \frac{l\pi}{a_x} (x + \frac{a_x}{\gamma}) \cos \frac{s\pi}{a_y} (y + \frac{a_y}{\gamma}) \end{pmatrix} \quad (5 \text{ الف})$$

$$\langle \vec{r} | \vec{q}_{l,s}, \gamma=2 \rangle = \begin{pmatrix} \frac{l\pi}{a_x |q_{l,s}|} \sqrt{\frac{\gamma(\gamma-\delta_{l,0})}{a_x a_y}} \cos \frac{l\pi}{a_x} (x + \frac{a_x}{\gamma}) \sin \frac{s\pi}{a_y} (y + \frac{a_y}{\gamma}) \\ \frac{s\pi}{a_y |q_{l,s}|} \sqrt{\frac{\gamma(\gamma-\delta_{s,0})}{a_x a_y}} \sin \frac{l\pi}{a_x} (x + \frac{a_x}{\gamma}) \cos \frac{s\pi}{a_y} (y + \frac{a_y}{\gamma}) \end{pmatrix} \quad (5 \text{ ب})$$

**References**

- 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.
- 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](http://www.tulipgroup.com/Common_New/Tech_Pubs_PDF/CKTech.pdf) Sighted on March 12, 2012.
- 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.
- Fleischmann M, Hendra PJ, McQuillan AJ. Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode. Chem. Phys. Lett. 1974; 26: 163-6.
- 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.
- Albrecht MG, Creighton JA. Anomalously intense Raman spectra of pyridine at a silver electrode. J. Amer. Chem. Soc. 1977; 99: 5215-7.

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, Sheno 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/GaAlAs 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 Photodetectors for Focal Plane Arrays. *IEEE Photonics Technology* 2011; 23(14): 935-7.