لیزرپزشکی؛ ۱۳۹۰، دورهٔ ۸، شمارهٔ ۴، صفحات: ۳۸-۳۲.

مقاله پژوهشی

طراحی آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز جهت تشخیص طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونینI

حمزه نورالهی[۱]
سیامک محمودی[۲]
محمد آقابلوری‌زاده[۳]

[۱]دانشجوی کارشناس ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان
[۲]دانشجوی کارشناس ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان
[۳]استاد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، پژوهشکده فوتونیک، مرکز بین المللی علوم و تکنولوژی پیشرفته و علوم محیطی، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان

نویسنده* مسئول: محمد آقا بلوری‌زاده، تلفن ۰۹۱۹۶۴۳۱۲۶۹
پست الکترونیک:mabolori@uk.ac.ir

خلاصه

مقدمه: این تحقیق جهت بررسی آشکارکنندگی طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS) آنزیم تروپونین نوع I جهت تشخیص سکتهٔ قلبی یا انفارکتوس میوکارد صورت گرفته است.

روش بررسی: در این مقاله با داشتن طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی تروپونین I، آشکارسازی برای تشخیص این آنزیم طراحی شده است. برای این منظور آشکارساز نوری چاه کوانتومی$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ مورد استفاده قرار گرفته است. با بهینه کردن درصد مولار آلومینیوم (x) در مادهٔ سدی $Al_xGa_{1-x}As$ و تعیین دقیق پهنای چاه GaAs آشکارسازی برای آشکارکنندگی مناسب در محدوده‌ای که بیشینهٔ طیف SERS تروپونین قرار می‌گیرد، شبیه‌سازی شده است.

یافته‌ها: در این تحقیق با شبیه‌سازی سیستم آشکارساز نوری چاه کوانتومی و بهینه کردن پارامترهای اساسی آن جذب اپتیکی و آشکارکنندگی مناسب برای طیف SERS تروپونینI به دست آمده است.

نتیجه‌گیری: آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز با استفاده از تبدیل سیگنال اپتیکی به سیگنال الکترونی، ابزاری مناسب برای تشخیص بیماری‌ها است. طراحی مناسب و بهینهٔ آشکارساز، طیف جذب اپتیکی و آشکارکنندگی قوی‌تری را نتیجه می‌دهد که در نتیجهٔ آن سرعت و دقت فرآیند آشکارکنندگی را بهبود می‌بخشد.

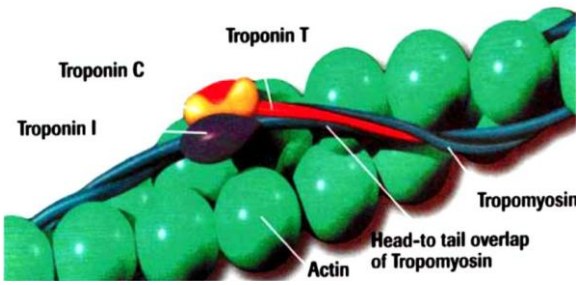
واژه‌های کلیدی: آشکارکنندگی، آنزیم تروپونین I، جذب اپتیکی، چاه کوانتومی، طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS)

مقدمه

سکتهٔ قلبی یا انفارکتوس میوکارد نوعی عارضهٔ فراگیر است که یکی از علل مهم مرگ و میر در جهان به‌شمار می‌رود. انفارکتوس میوکارد، 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 غنی شده از اکسیژن را به بافت قلب می‌رسانند. در اثر تجمع کلسترول در عروق کرونری، انسداد عروق ایجاد می‌شود که به لخته شدن خون منجر می‌گردد، درنتیجه خون به بافت قلب نمی‌رسد و سکتهٔ قلبی رخ می‌دهد. سالیانه حدود هشت میلیون بیمار با درد قفسهٔ سینه در بخش فوریت‌ها تحت درمان قرار می‌گیرند. برای حدود ۳۰ درصد این بیماران عارضهٔ کرونری حاد تشخیص داده می‌شود. ارزیابی بیماران با درد قفسهٔ سینه شامل بررسی ۱- تاریخچهٔ خانوادگی بیمار، ۲- معاینات بالینی و ۳- الکتروکاردیوگرام است.

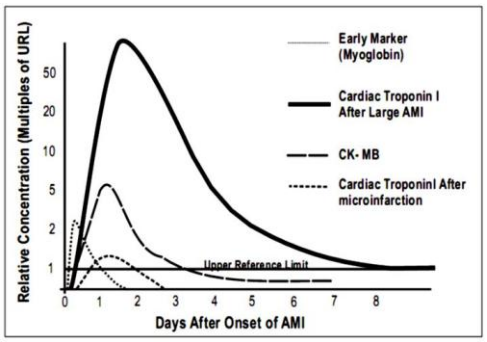
امروزه علاوه بر این موارد، ابداع و استفاده از روش‌های نوین پیش‌آگاهی‌دهنده در این بیماری مورد توجه متخصصان قرار گرفته است. تست‌های تشخیص آزمایشگاهی برروی خون در تشخیص سریع و به‌موقع بیماری و بررسی درمان و یا تعیین خطر حملهٔ قلبی مجدد در آینده از اهمیت خاصی برخوردار هستند. آنزیم قلبی تروپونینI (cTnI) یکی از مهم‌ترین شاخص‌ها است که در اثر آسیب عضلهٔ قلب در خون آزاد می‌شود. تروپونین‌ها شامل سه‌نوع cTnC, cTnT, cTnI از ترکیب‌های پروتئینی واحد انقباضی ماهیچه‌های مختلط هستند که طبق شکل۱ مداخلهٔ میوزین با آکتین را با واسطهٔ کلسیم در عضله تنظیم می‌کنند[۱]. cTnC در هر دوی بافت قلبی و اسکلتی ساختار یکسانی دارد، اما تروپونین‌های قلبی cTnI و cTnT نسبت به تروپونین‌های اسکلتی محصول ژن‌های متفاوتی هستند.

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-18]



شکل ۱: اتصال تروپونین به میوزین[**Error! Bookmark not defined.**]

مطالعات بالینی نشان داده‌اند که در اثر آسیب عضلهٔ قلب، اجزای درون سلولی از جمله آنزیم قلبی کراتین‌کیناز(Ck)، میوگلوبین(MB) و ایزوآنزیم آن (CK-MB)، cTnI و cTnT در خون آزاد می‌شوند[۲]. CK و CK-MB در هر دوی عضلهٔ قلبی و اسکلتی یافت می‌شوند، درنتیجه درصورت صدمه به عضلهٔ اسکلتی افزایش آن‌ها روی خواهد داد که می‌تواند تشخیص سکتهٔ قلبی را با مشکل روبه‌رو کند. برخلاف CK و CK-MB درصورت بروز حملهٔ قلبی از ماهیچه‌های قلب cTnI 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. شکل ۲ وجود نشانگرهای قلبی را بعد از سکتهٔ قلبی در خون نشان می‌دهد[۳].

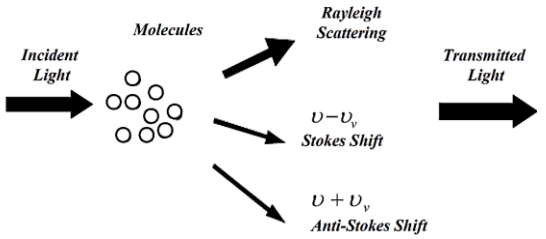


شکل ۲: غلظت نشانگرهای قلبی در خون برحسب زمان، بعد از حملهٔ قلبی[**Error! Bookmark not defined.**]

بنابراین انجمن ملی بیوشیمی بالینی آنزیم تروپونینI را به‌عنوان شاخصی ایدئال برای تشخیص سکتهٔ میوکارد معرفی می‌کند[**Error! Bookmark not defined.**]. آشکارسازی تروپونین با روش بیوشیمیایی الیزا (ELISA) امکان‌پذیر است، اما باتوجه به وقت‌گیر بودن این روش، اهمیت دست‌یابی به آشکارساز یا حسگری فوق حساس که بتواند با سرعت و حساسیت بالا در دستیابی به تشخیص و درمان زودرس سکتهٔ میوکارد جایگزین تست‌های تشخیص آزمایشگاهی شود، بیش از پیش روشن می‌شود. در این مقاله برای تشخیص تروپونین، طیف SERS مربوط به این آنزیم به آشکارساز نوری چاه کوانتومی که به این منظور طراحی شده‌است وارد شده و کمّیت آشکارکنندگی مورد بررسی قرار گرفته است.

پراکندگی رامان

اثر رامان در سال ۱۹۲۸ میلادی[۴] کشف شد. برای مشاهدهٔ این اثر یک باریکهٔ نور به یک نمونه از ماده‌ای که می‌تواند جامد، مایع و یا گاز باشد تابیده می‌شود و نور پراکنده‌شده همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده شده است، با سه دسته فرکانس ظاهر می‌شود یعنی؛ دو فرکانس غیر از فرکانس نور تابیده‌شده دارد. به آن دسته از فرکانس‌های جدیدی که به مقادیر کمتر از فرکانس سطحی تابیده‌شده جابه‌جا شده‌اند، فرکانس‌های استوکس و به آن‌هایی که به فرکانس‌های بالاتر تغییر یافته‌اند، پاداستوکس می‌گویند و آن دسته از نور پراکنده‌شده که همان فرکانس نور اولیه را دارد، مربوط به پراکندگی ریلی است. در مشاهده‌های آزمایشگاهی دیده شده است که شدت خطوط استوکس از خطوط پاداستوکس بیشتر است که دلیل آن در ادامهٔ بحث بیان شده است[۵].

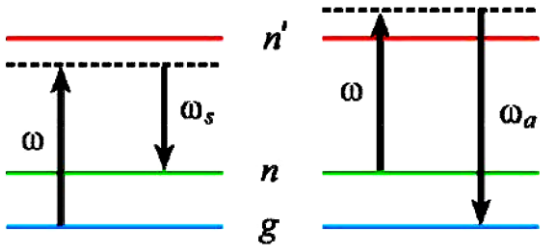


شکل ۳: پراکندگی خودبه‌خودی رامان

در شکل ۴ نمودارهای ترازی تولید فرکانس‌های استوکس و پاداستوکس نشان داده شده‌اند. پراکندگی استوکس رامان درواقع ناشی از گذار از حالت پایهٔ g به تراز مجازی در نزدیکی تراز برانگیختهٔ n' و آنگاه گذار از این تراز مجازی به تراز نهایی n است که فرکانس نور تابیده‌شده به‌میزان $\omega_{ng}=\left(E_n-E_g\right)/\hbar$ از فرکانس نور تابیده کمتر است. ولی پراکندگی پاداستوکس رامان همان‌طورکه ملاحظه می‌شود در اثر گذار از تراز n به تراز مجازی n' و گذار به حالت پایهٔ g حاصل می‌شود که افزایش فرکانسی را درپی خواهد داشت. شدیدتر بودن خط طیفی استوکس نسبت به خط طیفی پاداستوکس نیز از بزرگ‌تر بودن احتمال حضور الکترون‌ها در تراز g ناشی می‌شود

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-18]

زیرا با استفاده از تابع توزیع بولتزمن در تعادل ترمودینامیکی خواهیم دید که احتمال حضور الکترون‌ها در تراز g به‌میزان $\exp\left(-\hbar\omega_{ng}/k_BT\right)$ برابر بیشتر از تراز n است.



شکل ۴: نمودار تراز انرژی: پراکندگی استوکس(چپ)، پراکندگی پاد استوکس(راست)

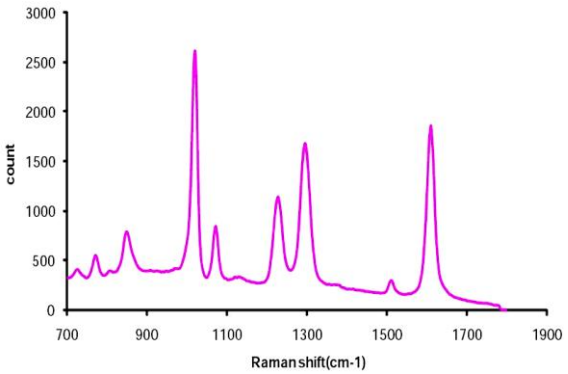
پراکندگی خودبه‌خودی رامان بسیار ضعیف است. به‌طوری‌که حتی در یک مادهٔ چگال، سطح مقطع پراکندگی رامان استوکس تنها در حدود $10^{-6}\,cm^{-1}$ است. این به آن معناست که اگر نوری از یک سانتی‌متر چنین ماده‌ای عبور کند، تنها یک میلیونیم آن به فرکانس استوکس پراکنده خواهد شد. درصورتی‌که شدت نور تابشی به اندازهٔ کافی بزرگ باشد، شدت نور پراکنده بسیار بیشتر خواهد بود و علت آن پدیده‌ای به‌نام پراکندگی برانگیختهٔ رامان است. این نوع پراکندگی بسیار مؤثرتر است یعنی؛ طی وقوع چنین پدیده‌ای حدود ۱۰ درصد از نور تابشی به فرکانس استوکس پراکنده خواهد شد. تفاوت دیگری که بین پراکندگی خودبه‌خودی و القایی(برانگیخته) وجود دارد، این است که توزیع فضایی پراکندگی خودبه‌خودی تقریباً یکنواخت است ولی درمورد پراکندگی برانگیخته توزیع فضایی گسیل نور به مخروط باریکی در راستای تابش در جلو و عقب مادهٔ پراکننده محدود می‌شود. این پدیده (اثر رامان برانگیخته) در سال ۱۹۶۲ توسط رید و ودبری[۶] کشف شد و یک‌سال بعد اکِاردت و همکاران[۷] نیز به‌طور کامل آن را شرح دادند. طیف حاصل از پراگندگی رامان شدت بسیار پایینی دارد و آشکارسازی آن بسیار مشکل خواهد بود. از همین‌رو به معرفی مفهوم دیگری به‌نام پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی می‌پردازیم.

پراکندگی رامان ارتقاء یافتهٔ سطحی

اثر پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی، SERS در سال ۱۹۷۴ توسط فلیشمن و همکاران[۸] کشف شد. وی حین آزمایش‌های خود شدت بالایی از پراکندگی رامان توسط مولکول‌های پرایدین که برروی سطح ناهموار الکترود نقره جذب شده بودند را 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. جین‌مایر و ون‌دوین[۹] و آلبرخت و کریتن[۱۰] 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 کریتن 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 را با هم داشتند. به‌طور کلی می‌توان گفت که SERS یک تکنیک برای افزایش پراکندگی رامان توسط مولکول‌های جذب‌شده در سطوح فلزی می‌باشد[۱۱]. فاکتور افزایش میدان که از رابطهٔ:

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

پیروی می‌کند عموماً از مرتبهٔ 10^{10} تا 10^{11} می‌باشد. در این رابطه $|E_{loc}|^4$ میدان جایگزیدهٔ روی سطح فلزی و $|E_{in}|^4$ میدان فرودی است[۱۲]. در شکل ۵ نمایی از طیف SERS مربوط به آنزیم تروپونین مشاهده می‌شود[۱۳].



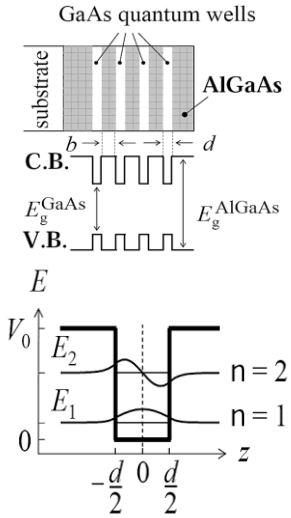
شکل ۵: شدت طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونین I برحسب جابه‌جایی رامان

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

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-18]

روش بررسی

آشکارسازهای مادون قرمز میانی که امروزه به‌طور عمده مورد استفاده قرار می‌گیرند، بر پایهٔ HgCdTe می‌باشند که ساخت آرایه‌های صفحهٔ کانونی از آن‌ها در اندازه‌های بزرگ، دشوار و هزینهٔ تمام‌شدهٔ آن بالا است[۱۴]، درحالی‌که آشکارسازهای چاه کوانتومی این محدودیت‌ها را ندارند. یک چاه کوانتومی، تغییرات پتانسیل مشاهده‌شده به‌وسیلهٔ حامل‌های بار در یک قطعهٔ کوانتومی است که در آن حامل‌های بار، یک پتانسیل محدودکنندهٔ حرکت در یکی از ابعاد فضا را احساس می‌کنند. یک سیستم چند چاه کوانتومی یا فراشبکه مطابق شکل۶ از نشانده‌شدن چاه‌های کوانتومی روی هم تشکیل می‌شود و در آن اثرهای کوانتومی که در یک تک‌چاه مشاهده می‌شود، به‌وجود می‌آید. تفاوت فراشبکه و سیستم چندچاه کوانتومی در ضخامت سد، b، فاصلهٔ بین چاه‌های کوانتومی است. چندچاه کوانتومی‌ها سد ضخیم‌تری دارند به‌طوری‌که چاه‌های کوانتومی، مجزا از هم عمل می‌کنند درحالی‌که فراشبکه‌ها سد نازک‌تری دارند و چاه‌های کوانتومی به‌وسیلهٔ تونل‌زنی از سدها با هم در ارتباط هستند. الکترون درون چاه کوانتومی در صفحهٔ عمود بر جهت رشد آزادانه حرکت می‌کنند و در جهت رشد لایه‌ها ترازهای گسستهٔ انرژی را اشغال می‌کنند.



شکل ۶: شکل بالا: فراشبکهٔ AlGaAs/GaAs و نمودار باندی آن، C.B. باند هدایت و V.B. باند ظرفیت سیستم و E_gانرژی گاف نواری است. شکل پایین: ترازهای انرژی و توابع موج دو حالت اول نوار هدایت تک‌چاه کوانتومی را نشان می‌دهد.

در این مقاله برای آشکارسازی آنزیم تروپونینI که بیشینهٔ پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آن در پنجرهٔ طیفی مادون قرمز امواج الکترومغناطیسی قرار دارد، از چاه کوانتومی-$Al_xGa_{1-x}As$/GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ استفاده کرده‌ایم که هم مواد سدی مناسب برای جذب فوتون‌های مادون قرمز را فراهم می‌کند و هم در تولید فوتوالکترون‌ها سرعت بالایی دارد که علت آن بالا بودن تحرک‌پذیری الکترون‌های هدایت مادهٔ چاه، GaAs است و این امر خود از پایین بودن جرم مؤثر الکترون‌های هدایت آن نسبت به بسیاری از مواد نیمه‌رسانای دیگر ناشی می‌شود. درصد مولار آلومینیم(x) به‌همراه ضخامت لایهٔ سد و چاه در تعیین مکان طیفی و تعداد ترازهای انرژی درون چاه کوانتومی نقش تعیین‌کننده‌ای دارد به‌طوری‌که با تغییر این پارامترها می‌توان آشکارساز مناسب برای آشکارسازی مولکول‌های مختلف را طراحی کرد[۱۵].

برای به‌دست آوردن ترازهای انرژی الکترونی و توابع موج درون چاه کوانتومی، معادلهٔ شرودینگر را حل می‌کنیم. روش‌های مختلفی برای حل معادلهٔ شرودینگر وجود دارد مانند روش بسط، روش ماتریس انتقال و روش تفاضل محدود که ما در این مقاله از روش سوم استفاده می‌کنیم. معادلهٔ شرودینگر عبارت است از:

$$\frac{-\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{m(z)}\frac{d\psi(z)}{dz}\right)+V(z)\psi(z)=E\psi(z) \qquad (۲)$$

که در روش تفاضل محدود معادلهٔ (۲) باید در محدوده‌های فضایی یکسان $\Delta z = z_{i+1} - z_i$ گسسته‌سازی شود و سپس اثر عملگرهای دیفرانسیلی روی تابع موج می‌تواند تنها برحسب مقادیر تابع بسط داده شود. در روش تفاضل محدود، تعریف مشتق دوم به‌صورت: (۳)

$$\frac{d}{dz}\left(A(z)\frac{d\psi}{dx}\right)_{z=z_i} \cong \frac{A_{i+1}+A_i}{2(\Delta z)^2}\psi_{i+1} - \frac{A_{i+1}+2A_i+A_{i-1}}{2(\Delta z)^2}\psi_i + \frac{A_i+A_{i-1}}{2(\Delta z)^2}\psi_{i-1}$$

است که در آن $A_i = 1/m(z_i)$ و $\psi_i = \psi(z_i)$ هستند. با استفاده از رابطهٔ (۳) معادلهٔ شرودینگر به شکل: (۴)

$$g_i^{-}\psi_{i-1} + \left(g_i^{0} + U_i\right)\psi_i + g_i^{+}\psi_{i+1} = \varepsilon\psi_i \qquad i = 1,2,3,\ldots N$$

نوشته می‌شود که در آن:

$g_i^0 = A_{i+1} + 2A_i + A_{i-1}/2(\Delta z)^2$, $g_i^- = -(A_i + A_{i-1})/2(\Delta z)^2$, $g_i^+ = -(A_{i+1} + A_i)/2(\Delta z)^2$

و $U_i = \hbar^2 V(z_i)$ هستند. عبارت (۴) نشان می‌دهد که مسئله به یک رابطهٔ ویژهٔ مقداری تبدیل شده است که ماتریس آن سه قطری به ابعاد N×N می‌باشد و N تعداد بازه‌هایی است که در نظر می‌گیریم.

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-18]

جذب درون زیر باندی در باند هدایت

یکی از کمّیت‌های بسیار مهم در آشکارسازهای چاه کوانتومی، قابلیت جذب نور فرودی در یک طول موج معین است. فرآیند جذب نور در یک چاه کوانتومی بر حسب طول موج تابشی به ساختار چاه بستگی دارد. جذب در یک چاه کوانتومی وقتی اتفاق می‌افتد که فوتون فرودی باعث گذار یک الکترون از یک حالت $|i\rangle$ با انرژی E_i به حالت بالاتر $|f\rangle$ با انرژی E_f شود. با مشخص شدن توابع موج و ویژهٔ مقادیر انرژی الکترون‌ها درون چاه می‌توان ضریب جذب ساختار را با استفاده از قاعدهٔ طلایی فرمی[۱۶]:

(۵)

$$\alpha(\omega)=\frac{4\pi^2e^2}{n_r m_0^2 c\omega}\int\frac{2d^2\vec{k}}{(2\pi)^2}|\langle\psi_f|\hat{e}\cdot\vec{P}|\psi_i\rangle|^2[f(E_i)-f(E_f)]\delta(E_f-E_i-\hbar\omega)$$

محاسبه کنیم. که در آن m_0 جرم آزاد الکترون، n_0 ضریب شکست در طول موج نور فرودی، ψ_i تابع موج کل حالت زیر باند iام، ψ_f تابع موج کل حالت زیر باند fام و $f(E)$ تابع توزیع فرمی- دیراک است. بردار $\hat{e}$ قطبش نور فرودی، $\vec{P}$ عملگر تکانهٔ خطی نور تابشی را نشان می‌دهد و $\langle\psi_f|\hat{e}\cdot\vec{P}|\psi_i\rangle$ عناصر ماتریس انتقال هستند.

عنصر ماتریسی انتقال بین زیر نواری فقط موقعی غیر صفر خواهد بود که توابع موج دارای پاریتهٔ متضاد باشند و مؤلفهٔ عرضی E_t موج الکترومغناطیسی غیر صفر باشد. از آن‌جاکه شدت انتقالات نوری از طریق مربع عنصر ماتریسی تعریف می‌شود، لذا شدت گذارهای بین نواری، متناسب با $\cos^2(\varphi)$ خواهد بود که φ زاویهٔ بین صفحهٔ چاه کوانتومی و بردار الکتریکی می‌باشد. وابستگی پارامتر جذب به جهت قطبش میدان الکتریکی یکی از عامل‌های بسیار مهم در طراحی آشکارسازهای چاه کوانتومی است که باید درنظر گرفته شود.

آشکارکنندگی ویژه نسبت جریان پالسی خروجی به جریان نوفه است که به مساحت سطح آشکارساز و بازهٔ فرکانسی آن بهنجار شده است[۱۷] و به‌صورت:

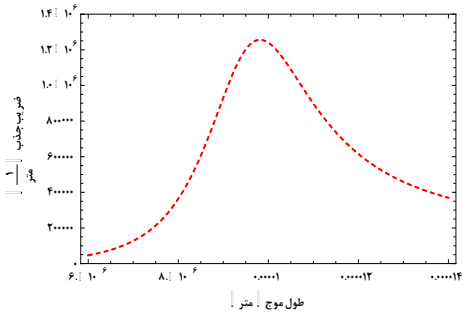
$$D^*_\lambda=\frac{R\sqrt{A\Delta f}}{i_n} \qquad (۶)$$

تعریف می‌شود که در آن D^*_λ آشکارکنندگی ویژه برای تابش با طول موج λ می‌باشد. R پاسخ‌دهی، A مساحت سطح آشکارساز، i_n جریان نوفه و Δf بازهٔ فرکانسی است که در آن بازه می‌خواهیم آشکارسازی انجام دهیم. 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: $R(\lambda)=q\cdot\eta(\lambda)/h\upsilon$، که q بار الکترون، $h\upsilon$ انرژی نور تابشی، φ شار تابشی و $\eta(\lambda)$ بهرهٔ کوانتومی است.

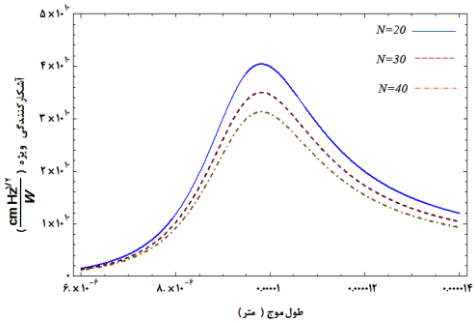
یافته ها

طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونین I دارای چندین بیشینهٔ متفاوت می‌باشد که بیشترین شدت طیف در $1025\ cm^{-1}$ و یا $9.8\ \mu m$ قرار دارد[۱۳]. این طول موج در پنجرهٔ طیفی مادون قرمز میانی قرار می‌گیرد.

برای آشکارسازی این بیشینهٔ طیفی به‌وسیلهٔ چاه‌های کوانتومی $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ امکان تولید فوتوالکترون از تابش با طول موج $9.8\ \mu m$ وجود دارد. با انتخاب درصد مولار آلومینیوم $x=0.45$، پهنای چاه $L_W=65A^\circ$ و ضخامت سد $L_b=400A^\circ$ ترازهای انرژی باند هدایت به‌ترتیب در $32.29\ meV$، $128.17\ meV$ و $254.64\ meV$ قرار می‌گیرند. قواعد گزینش امکان گذار بین تراز انرژی اولین حالت و دومین حالت برانگیخته را می‌دهند که فوتون جذب‌شدهٔ بین این دو تراز دارای طول موجی برابر با بیشینهٔ طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونین I است. نتیجهٔ شبیه‌سازی ضریب جذب ساختار آشکارساز با ۳۰ تناوب از چاه کوانتومی $Al_{.45}Ga_{.65}As\ /\ GaAs$ در شکل۷ نشان داده شده است. در این شکل مشاهده می‌شود که بیشینهٔ جذب در طول موج بیشینهٔ این طیف رخ می‌دهد.



شکل ۷: ضریب جذب آشکارساز چاه کوانتومی برحسب طول موج طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونین I



شکل ۸: آشکارکنندگی ویژهٔ آشکارساز چاه کوانتومی برحسب طول موج طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونین I

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-18]

آشکارکنندگی ویژهٔ D^*_λ کمّیتی است که کیفیت آشکارساز را در تبدیل سیگنال نوری به سیگنال الکتریکی نشان می‌دهد. در منحنی شکل۸ آشکارکنندگی ویژهٔ آشکارساز در طول موج بیشینهٔ جذب تا $۴\times۱۰^{۱۰}(cmHz^{1/2}/W)$ را نشان می‌دهد. در این منحنی مشاهده می‌شود که با افزایش تعداد چاه‌های کوانتومی بیشینه کاهش می‌یابد. این کاهش ناشی از کاهش عمق نفوذ میدان تابشی پراکندگی رامان آنزیم تروپونین به داخل لایه‌های زیرین چاه کوانتومی می‌باشد.

بحث و نتیجه‌گیری

استفاده از ساختارهای چاه کوانتومی برای کاربرد در تصویربرداری زیستی در حال گسترش است و به‌طور عمده آشکارسازی طول موج‌های مادون قرمز میانی بسیار مورد توجه قرار دارد. کمّیت آشکارکنندگی ویژه برای مقایسهٔ آشکارسازهای مختلف با نوع ماده یکسان استفاده می‌شود که در آن هرچه آشکارکنندگی بیشتر باشد، توان معادل نویز آن کوچک‌تر و درنتیجه حساسیت آشکارساز که در تکنولوژی تصویربرداری با دقت بالا پارامتری اساسی به‌شمار می‌آید، بیشتر است.

این مقاله نتایج شبیه‌سازی آشکارکنندگی $۴\times۱۰^{۱۰}(cmHz^{1/2}/W)$ در طول موج بیشینه را نشان می‌دهد که حساسیت بالای آشکارساز جهت ساخت آرایه‌های صفحهٔ کانونی برای کاربرد در تصویربرداری از مولکول‌های زیستی از جمله آنزیم تروپونینI را ممکن می‌سازد. نتیجهٔ کار تجربی هومن محسنی و همکاران[۱۸]در آزمایشگاه BISOL دانشگاه ایلی نوی با استفاده از سی تناوب چاه کوانتومی $In_{۰/۵۳}Ga_{۰/۴۷}As/InP$ و لایهٔ فلزی حفره‌دار از جنس طلا برروی آن آشکارکنندگی به میزان $۷\times۱۰^{۱۰}(cmHz^{1/2}/W)$ در طول موج بیشینه $\lambda \approx ۸\mu m$ را نشان می‌دهد. لذا نتایج تجربی گزارش‌شده نیز ساخت یک سیستم آشکارساز چاه کوانتومی در طول موج‌های مادون قرمز میانی برای آشکارسازی آنزیم تروپونینI را امکان‌پذیر می‌داند.

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. لذا افزایش برهمکنش نور با لایه‌های چاه کوانتومی راهکاری است که جهت داشتن سیستم آشکارساز با حساسیت و دقت بالاتر پیشنهاد می‌گردد.

تشکر و قدردانی

این کار با پشتیبانی یک‌پژوهانه(گرنت) از دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان انجام شده است.

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. Adams JE, Bodor GS, Davila-Roman VG, Delmez JA, Apple FS, Ladenson JH. Cardiac troponin I: a marker with high specificity for cardiac injury. Circul 1993; 88: 101-6.
3. 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.
4. Raman CV, Krishnan KS, A new type of secondary radiation, Nature 1928; 121: 501-2.
5. Boyd RW, Nonlinear Optics, 2003; Academic Press, San Diego, CA, 2nd Edition.
6. Reed DJ, Woodbury DM, Effect of urea and acetazolamide on brain volume and cerebrospinal fluid pressure, J. Phys. 1962; 164: 265-73.
7. Eckhardt G, Hellwarth RW, McClung FJ, Schwarz SE, Weiner D, Stimulated Raman scattering from organic liquids, Phys. Rev. Lett. 1962; 9: 455-7.
8. Fleischmann M, Hendra PJ, McQuillan AJ, Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode, Chem. Phys. Lett. 1974; 26: 163–6.
9. 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.

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-18]

10. Albrecht MG, Creighton JA, Anomalously intense Raman spectra of pyridine at a silver electrode, J. Amer. Chem. Soc. 1977; 99: 5215–7.
11. Maier SA, Plasmonics: Fundamentals and applications, 2007; Springer, New York.
12. Kerker M, Wang DS, Chew H, Surface enhanced Raman scattering (SERS) by molecules adsorbed at spherical particles: errata. Appl. Opt. 1980; 19: 4147–5.
13. 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.
14. Phillips J, Evaluation of the fundamental properties of quantum dot infrared detector. J. Appl. Phys. 2002; 91: 4590-4.
15. Weisbuch C, Vinter B, Quantum semiconductor structure, 1991; Academic Press, London.
16. Xie H, Katz J, Wang WI. Growth orientation dependence of normal incidence absorption in ellipsoidal-valley quantum wells, Appl. Phys. Lett. 1992; 61: 2694-6.
17. Rhods WT, Quantum well infrared photodetectors, 2007; Springer, Berlin.
18. Wei W, Bonakdar A, Mohseni H, Plasmonic enhanced quantum well infrared photodetector with high detectivity, Appl. Phys. Lett. 2010; 96**:**161107.

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-18]