

اثر حضور نقاط کوانتومی یگانه و دوگانه بر ترابرد فرمیون‌های غیربرهم‌کنشی در دیودهای تونل‌زنی تشدید

محمدتقی آصف‌پور و پیمان صاحب‌سرا

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

پست الکترونیکی: sahebsara@cc.iut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۰۵/۲۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۵/۱۰/۱۲)

چکیده

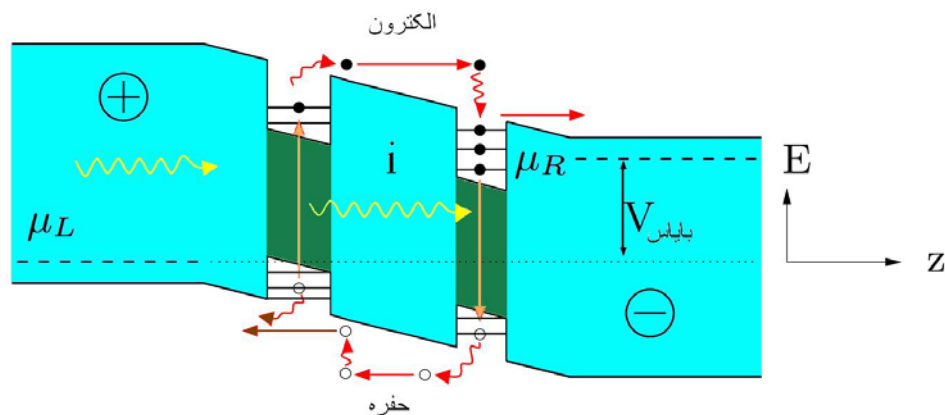
در این مقاله با استفاده از رهیافت تابع گرین، ترابرد را در یک دیود تونل‌زنی تشدید دوقطبی را در نظریه میکروسکوپی بررسی نموده‌ایم. برای این منظور با در نظر گرفتن هامیلتونی قسمت‌های مختلف دستگاه فوتولتایی p-i-n به تفصیل، تابع گرین تک‌ذره‌ای الکترون‌ها و حفره‌ها را در تقریب تنگابست محاسبه کرده و سپس با استفاده از این تابع گرین محاسبه شده، چگالی موضعی حالت‌ها و چگالی جریان را به دست آورده‌ایم. نتایج نشان‌دهنده یک رفتار غیرااهی بوده و بیانگر یک مقاومت منفی در دیودهای تشدید تونل‌زنی است. علاوه بر این نتایج نشان می‌دهند که وجود یک میدان الکتریکی طولی منجر به این می‌شود که چگالی محلی حالت‌ها متناسب با پتانسیل اعمال شده تغییر نماید. علاوه بر این وارد نمودن نقاط کوانتومی باعث می‌شود که مقاومت دیفرانسیلی منفی ناشی از پدیده تونل‌زنی تشدید در دستگاه مشاهده شود. از نتایج محاسبات بر روی این دیودها می‌توان در محاسبه جریان تاریک سلول‌های خورشیدی استفاده نمود.

واژه‌های کلیدی: دیود تونل‌زنی تشدید، تابع گرین، نقطه کوانتومی، ترابرد، چگالی حالت‌های موضعی

۱. مقدمه

دیود تونل‌زنی تشدید که اولین بار در سال ۱۹۷۴ معرفی شدند، اخیراً به واسطه معرفی چاه‌های کوانتومی در ابعاد پایین و استفاده آنها در ناحیه میانی این دیودها و کاربردهایی که در صنعت مولدهای فوتولتایی و فناوری تراهرتز پیدا کرده‌اند، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. اساس فرمول‌بندی اولیه مورد استفاده برای محاسبات خواص عمومی این ساختارها، بر مبنای نظریه پاسخ خطی استوار است. چانگ و همکاران، با

استفاده از روش انتقال ماتریسی در کنار این رهیافت، جریان تونل‌زنی تشدید در ساختارهایی با دو سد پتانسیل را محاسبه نمودند [۱]. از این دیودها می‌توان به عنوان مقاومت متغیر در فرکانس‌های ماکروویو و در ساخت مدارهای دیجیتالی سرعت بالا و فوتودیود استفاده نمود [۲]. همچنین یکی از مهمترین کاربردهای این دیودها، ساخت سلول‌های خورشیدی با بهره بالا است [۳]. غالباً در این سلول‌های خورشیدی فرایندی که منجر به تولید الکترون‌ها از جذب نور می‌شود پدیده فوتولتایی



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) ساختار یک پیوندگاه p-i-n با حضور دو چاه کوانتومی. قسمت سمت چپ که با علامت \oplus مشخص شده است نیم‌رسانای نوع p، قسمت سمت راست دستگاه که با علامت \ominus مشخص شده نیم‌رسانای نوع n، و بخش میانی شامل دو چاه کوانتومی به اختصار با i شاخص گذاری می‌شود.

با گستره طول موج‌های وسیع‌تر به وجود آمده و چگالی فوتوالکترون‌های تولید شده بیشتر خواهد بود. در این دستگاه‌ها افزایش بازده به شدت به اندازه گاف انرژی در نقاط کوانتومی و سدهای پتانسیلی بستگی دارد، که اندازه گاف به نوبه خود به ابعاد دستگاه محدود شده وابسته است [۶]. برای محاسبه ترابرد در این نوع دستگاه‌ها از روش لاندائر-بوتیکر یا روش نیمه تجربی K.P استفاده شده است [۶-۱۰]. بدین منظور ابتدا باید تابع گرین تک‌ذره‌ای را برای دستگاه محتوی نقطه کوانتومی محاسبه و از روی آن خواص و مشخصات دستگاه محاسبه شود [۱۱ و ۱۲]. در این مقاله قصد داریم تا با ارایه روشی تحلیلی و با استفاده از نظریه تابع گرین، علاوه بر ترابرد، منحنی مشخصه جریان-ولتاژ و نیز چگالی حالت‌های دستگاه عادی و در حضور نقطه کوانتومی را محاسبه کنیم.

ترتیب مطالب این مقاله به شرح زیر است: ابتدا در بخش ۲ هامیلتونی مدل برای قسمت‌های مختلف دستگاه به تفکیک قسمت و به تفصیل معرفی شده و نحوه محاسبه تابع گرین تک‌ذره‌ای دستگاه با استفاده از هامیلتونی مدل بیان می‌شود، سپس در قسمت اول بخش ۳ به محاسبه چگالی حالت‌ها و مشخصه ولتاژ-جریان برای یک ساختار p-i-n عادی و در غیاب نقطه کوانتومی پردازیم، و در ادامه، در قسمت‌های دوم و

است. بدین ترتیب که جذب فوتون‌های نور فرودی باعث آزاد شدن الکترون‌ها در مجاورت سد پتانسیل ناشی از اتصال دو نیم‌رسانای متفاوت، و این باعث به وجود آمدن یک منبع جریان الکترونی می‌شود [۴].

ساختار کلی یک دیود تونل‌زنی تشدیدی از یک نیم‌رسانای نوع p، یک نیم‌رسانای نوع n و یک نیم‌رسانای ذاتی در میان آنها تشکیل شده است [۵]. شکل ۱ حضور دو چاه کوانتومی را در ناحیه ذاتی میانی نشان می‌دهد. هادی سمت چپ که از جنس p است دارای پتانسیل شیمیایی μ_L بوده و هادی سمت راست که از جنس n است دارای پتانسیل شیمیایی μ_R است. اختلاف این دو پتانسیل شیمیایی ولتاژ بایاس دستگاه را فراهم می‌آورد. در ناحیه ذاتی میانی وجود چاه‌های پتانسیل سطوح انرژی گسسته را برای الکترون‌ها و حفره‌های جایگزیده به وجود می‌آورد. علاوه بر این فرمیون‌های مقید در این چاه‌ها می‌توانند از میان سد پتانسیل‌های موجود تونل زده و در دستگاه جریان پیدا کنند. استفاده از نقاط کوانتومی و نانولوله‌ها منجر به افزایش بهره این دیودها و به خصوص سلول‌های خورشیدی می‌شود.

محدود کردن یک یا چند بعد از ابعاد دستگاه کوانتومی منجر به ایجاد ترازهای گسسته انرژی می‌شود، که امکان تشدید با بسامدهای مختلف را فراهم می‌کند. به این ترتیب با وارد نمودن چنین ساختارهایی امکان جذب فوتون‌های فرودی

پرش‌اند. شماره جایگاه‌ها را برای هادی چپ، ناحیه مرکزی و هادی راست (مطابق با شکل ۱) به ترتیب با $\{-K, \dots, 0\}$ ، $\{1, \dots, N\}$ و $\{N+1, \dots, M\}$ برچسب می‌زنیم. با استفاده از روابط زیر مؤلفه‌های مختلف تابع گرین به دست می‌آید [۱۳]:

$$G^R(k_{||}, E) = [(E + i\varepsilon)I - H_0^D(k_{||}) - \Sigma^{RB}]^{-1}, \quad (3)$$

$$G^<(k_{||}, E) = G^R(k_{||}, E) \Sigma^{<B} G^A(k_{||}, E), \quad (4)$$

$\Sigma^{(\alpha)B}$ (R یا $<$) توابع خود انرژی مرزی هستند که جفت‌شدگی حالت‌های کوانتومی ناحیه میانی به هادی‌ها را نشان می‌دهد. رهیافت‌های مختلفی جهت محاسبه خود انرژی مرزی وجود دارد [۱۴-۱۷]. در این پژوهش برای محاسبه خود انرژی مطلوب از روش تحلیلی استفاده شده است. در صورتی که جمله پرش بین هادی و ناحیه ذاتی V_{LC} باشد رابطه خود انرژی مرزی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\Sigma^{RB} = V_{LC}^\dagger G^{(s)}, \quad (5)$$

رفتار هادی‌ها همچون رابط‌های نیمه‌بی‌نهایت است اما در عمل محاسبه ماتریس معکوس نیمه بی‌نهایت بسیار دشوار و تقریباً ناممکن است. همان‌طور که رابطه (۵) نشان می‌دهد عامل اصلی در محاسبه خود انرژی مرزی، تابع گرین سطحی $G^{(s)}$ است به همین دلیل عامل کلیدی محاسبه عنصر (۱،۱) در ماتریس معکوس توصیف‌کننده هادی‌های چپ و راست خواهد بود. با فرض آن که α و β انرژی درون جایگاهی و γ انرژی پرش بین جایگاهی باشند، از آنجایی که فقط پرش بین همسایگان اول در نظر گرفته شده است، با یک ماتریس سه‌قطری سروکار خواهیم داشت.

در ابتدای محاسبات، به ترتیب دترمینان کل ماتریس را D ، دترمینان ناشی از حذف سطر و ستون اول ماتریس را D_1 و دترمینان ناشی از حذف سطر و ستون دوم را D_2 در نظر می‌گیریم. در این صورت دترمینان ماتریس اصلی به صورت زیر در می‌آید:

$$D = \alpha D_1 - \beta^\dagger D_2, \quad (6)$$

با توجه تعریف‌های بالا عنصر (۱،۱) ماتریس وارون عبارت است از:

سوم این بخش، این خواص را در حضور یک و دو نقطه کوانتومی ارزیابی می‌نماییم. در پایان خلاصه‌ای از نتایج به دست آمده را بیان می‌کنیم.

۲. هامیلتونی مدل

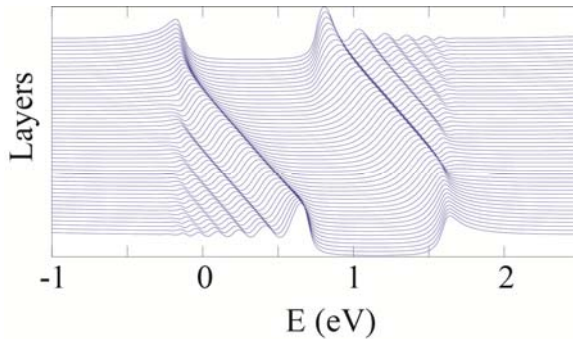
هامیلتونی مدل برای ساختار کلی یک دستگاه دیود تونل‌زنی تشدیدی را، که از یک نیم‌رسانای نوع p ، یک نیم‌رسانای نوع n و یک نیم‌رسانای ذاتی در میان آنها تشکیل شده (شکل ۱)، می‌توان متشکل از هامیلتونی‌های جزئی هادی چپ، هادی راست، و ناحیه میانی در نظر گرفت. اگر به ترتیب هامیلتونی هادی چپ را با H_0^L ، هامیلتونی هادی راست را با H_0^R و هامیلتونی ناحیه میانی را با H_0^D نشان دهیم، هامیلتونی کل دستگاه به صورت زیر در می‌آید:

$$H_0 = H_0^D + H_0^R + H_0^L + H_0^{LD} + H_0^{RD} \quad (1)$$

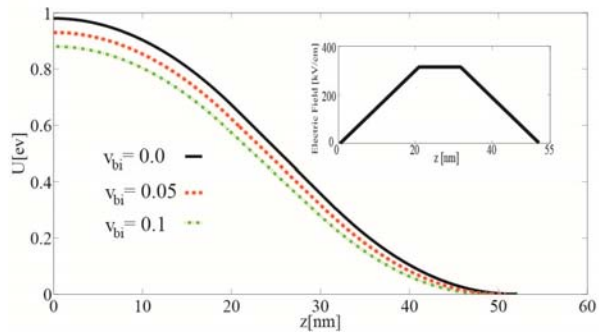
که در آن جفت‌شدگی بین هادی‌ها و ناحیه میانی را با جملات H_0^{LD} و H_0^{RD} نشان داده شده است. با توجه به دشواری حل مستقیم مسئله فوق برای کلیه اربیتال‌های موجود در آنیون‌ها و کاتیون‌های هر ناحیه، می‌توان روش اربیتالی مولکولی را در تقریب فرمیون‌های غیربرهم‌کنشی به یک مدل نظری تنگابست نگاشت نمود، که برای مثال در آن جایگاه‌های نقطه‌ای جایگزین اربیتال‌های اتمی شده و اجزای تشکیل دهنده هر لایه از نواحی به صورت جایگاه‌هایی در نظر گرفته می‌شوند و از برهم‌کنش حامل‌ها صرف نظر می‌شود. در صورتی که تنها پرش بین همسایگان اول را در نظر بگیریم، می‌توانیم با استفاده از تقریب تنگابست هامیلتونی ساده شده زیر را به دست آوریم [۱۳]:

$$H_0 = \sum_i D_i c_i c_i^\dagger + t \sum_{ij} c_i c_j^\dagger, \quad (2)$$

در رابطه فوق t انتگرال پرش فرمیون‌ها، بین جایگاه i و j و D شامل انرژی درون جایگاهی و پتانسیل هارتری است. c و c^\dagger نیز به ترتیب عملگرهای خلق و فنا فرمیونی هستند. فرمیون‌های مورد نظر می‌توانند الکترون یا حفره‌هایی در نظر گرفته شوند که بین جایگاه‌ها در حال



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) چگالی موضعی حالت‌ها برای یک دیود با $N = 10^0$ شکل برای گاف انرژی $E_g = 0.9$ eV رسم شده است.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) پتانسیل هارتری به ازای ولتاژهای بایاس مختلف ۰، ۰.۰۵ و ۰.۱. نمودار میدان الکتریکی در دیود (شکل داخلی).

۳. محاسبه تابع چگالی حالت‌ها و مشخصه جریان ولتاژ

۱.۳ ساختار p-i-n عادی

دیود چنداتصال‌ی عادی p-i-n را در نظر می‌گیریم که در آن ناحیه ذاتی میانی شامل ۵۰ لایه $N=50$ ، و هادی چپ و راست به ترتیب و به طور یکسان دارای ۲۵ لایه باشد، یعنی $M = K = 25$ ثابت شبکه برابر با 0.54 نانومتر و مساحت سطح مقطع نیز 1 cm^2 است. در این دیود $N_V \times 1/1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ و $N_C = 2.9 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ و $N_A = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ است. نحوه تغییرات میدان الکتریکی در طول دیود در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود میدان در ناحیه ذاتی دارای مقدار ثابت $320 \frac{\text{KV}}{\text{cm}}$ است. ساختاری که در اینجا مورد بررسی قرار گرفته است شبکه‌ای یک‌بعدی با پایه دو اتمی می‌باشد، که انرژی درون جایگاهی آنها به ترتیب E_{pz} و E_s است. در واقع هر لایه L شامل دو لایه اتمی است. با توجه به پتانسیل هارتری که در شکل ۲ آورده شده است نمودار چگالی موضعی حالت‌ها به صورت شکل ۳ درخواهد آمد. در شکل ۳، که از کنار هم قرار گرفتن تعداد ۵۰ منحنی چگالی موضعی حالت‌ها ترسیم شده است، ملاحظه می‌شود که چگالی محلی حالت‌ها در ناحیه میانی در پایین نوار ظرفیت و بالای نوار رسانش به طور نوسانی رفتار می‌کند. اما به دلیل عدم انعکاس توابع موج در نواحی هادی‌ها، این رفتار نوسانی تنها در یک سوی نوارهای ظرفیت و رسانش بروز می‌کند. علاوه بر این مشاهده می‌شود که مقدار چگالی حالت‌ها دقیقاً بر روی لبه

$$G^{(s)} = \frac{1}{D/D_1}, \quad (7)$$

اکنون با تکرار فرآیند جایگزینی معکوس ماتریس‌ها و اندکی ساده‌سازی، عبارت $G^{(s)}$ به صورت زیر به دست می‌آید:

$$G^{(s)} = \frac{1}{E - \alpha - \frac{\gamma^\gamma}{E - \beta - \frac{\gamma^\gamma}{E - \alpha - \frac{\gamma^\gamma}{E - \beta - \frac{\gamma^\gamma}{\dots}}}}. \quad (8)$$

لازم به ذکر است روابط (۵) تا (۸) برای خود انرژی مرزی چپ و راست به صورت یکسان استفاده می‌شوند. با استفاده از معادلات (۳) تا (۵) و محاسبه توابع گرین می‌توان چگالی موضعی حالت‌ها و چگالی جریان در لایه L را از طریق روابط زیر به دست آورد [۱۴].

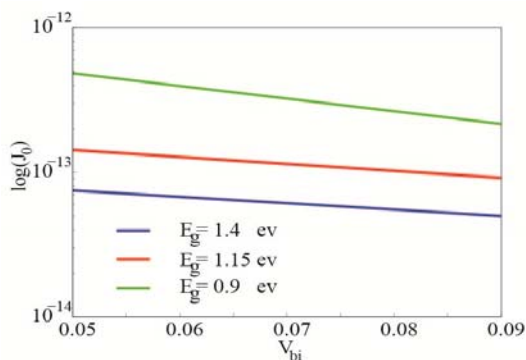
$$\rho_L(E) = \sum_{k_{||}} \text{Tr} \left(A_{L,L}(k_{||}, E) \right) \quad (9)$$

$$J_L = \frac{\gamma e}{\hbar S} \sum_{k_{||}} g(k_{||}), \quad (10)$$

که در آن انتگرال $g(k_{||})$ ، که روی انرژی انجام می‌پذیرد، به صورت زیر تعریف می‌شود

$$g(k_{||}) = \int \frac{dE}{\gamma \pi} \gamma \text{Re} \left\{ \text{Tr} \left[t_{L,L+1} G_{L+1,L}^<(k_{||}, E) \right] \right\}, \quad (11)$$

که در آن $A = i(G^R - G^A)$ تابع پاسخ و S مساحت سطح مقطع دیود مورد نظر است. اکنون با استفاده از روابط فوق محاسبات خود را برای سه ساختار p-i-n عادی، p-i-n در حضور یک و دو نقطه کوانتومی انجام می‌دهیم.

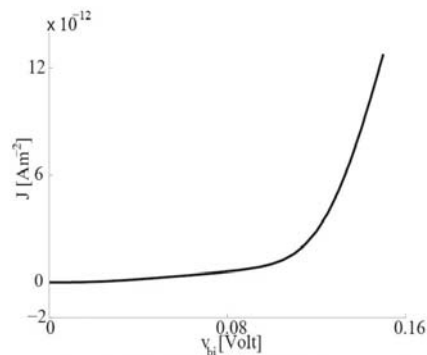


شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) افزایش جریان تاریک با کاهش گاف انرژی.

است. لگاریتم جریان تاریک به ازای مقادیر مختلف گاف انرژی با تقریب خوبی ثابت است، علیرغم این که این مقدار جریان با افزایش گاف انرژی کاهش می‌یابد.

۲.۳ ساختار p-i-n در حضور تک نقطه کوانتومی

وارد نمودن نقطه کوانتومی در ناحیه ذاتی، می‌تواند بر نتایج محاسبات تأثیر بگذارد. در این مرحله با وارد نمودن یک نقطه کوانتومی در ناحیه ذاتی محاسبات انجام پذیرفته است. همان گونه که شکل ۶ نشان می‌دهد، با قرار دادن تک نقطه کوانتومی، حالت‌های کوانتومی در ناحیه چاه پتانسیل جایگزیده خواهند شد. در قسمت بالای این شکل چگالی محلی حالت‌ها برحسب انرژی و لایه‌های اتمی رسم شده است. بیشینه چگالی در مرکز نقطه کوانتومی به 4.5 a.u. می‌رسد. همچنین میزان گاف انرژی در این ناحیه 0.5 الکترون ولت است. در وضعیتی مشابه می‌توان حالت‌های گسسته کوانتومی متعددی در سلول خورشیدی ایجاد نمود (شکل ۱)، که با توجه به مقادیر مختلف انرژی فوتونی ($E = h\nu$) و افزایش تولید حامل‌ها، بهره آن را افزایش داد. به طور کلی تابش گرمایی و تونل‌زنی دو فرآیند اصلی انتقال حامل‌های بار به شمار می‌رود. هر کدام از فرآیندهای اشاره شده به جنس ماده و نوع طراحی نقاط کوانتومی بستگی دارند. در طراحی سلول خورشیدی عمق چاه‌ها (یا ارتفاع سدها) از جمله عوامل مؤثر در انتقال حامل‌های بار هستند. به طور مثال کاهش ارتفاع سدها و



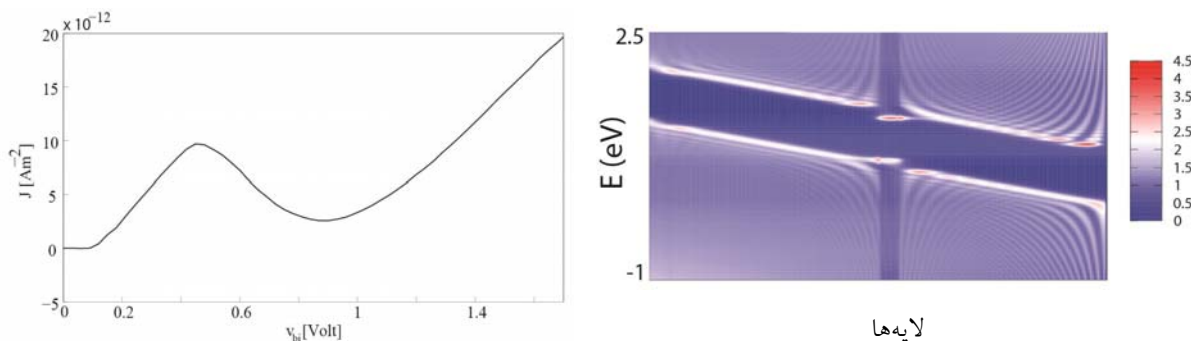
شکل ۴. مشخصه جریان-ولتاژ دیود. در اینجا مشاهده می‌شود که قانون اهم برای دیود مورد بررسی صادق نیست.

نوارهای ظرفیت و رسانش بیشینه مقدار خود را خواهد داشت. در هر منحنی دیده می‌شود که گاف 0.9 eV همواره ثابت باقی می‌ماند و در بخش‌های آینده خواهیم دید که حضور نقطه کوانتومی منجر به تغییرات قابل توجهی در این میزان گاف خواهد شد.

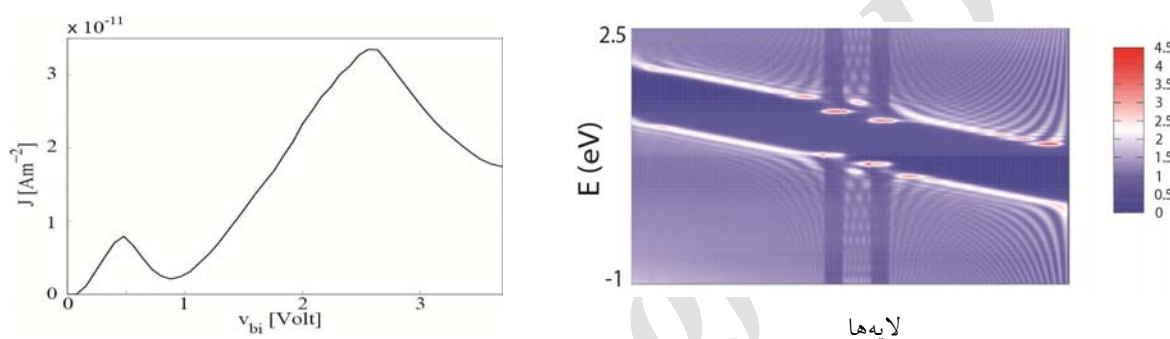
نواحی p و n هر کدام با انرژی پتانسیل شیمیایی μ_L و μ_R ، نواحی با میزان آرایش بالا هستند که نقش منابع دستگاه در حالت تعادلی را دارند. در واقع زمانی که ولتاژ بایاس به دستگاه اعمال می‌شود این ولتاژ به دو انتهای ناحیه ذاتی اعمال می‌شود و اثری روی ولتاژ نواحی p و n نخواهد داشت. مشخصه جریان-ولتاژ این دیود در حالی که هیچ گونه محدودیتی در ناحیه ذاتی وجود نداشته باشد، رفتاری غیرخطی از خود نشان می‌دهد (شکل ۴)، که این رفتار غیراهمی یکی از ویژگی‌های دیودهاست. با توجه به شکل ۴، مشاهده می‌شود که استفاده از رهیافت گرین به کار گرفته شده، این ویژگی را مورد تأیید قرار می‌دهد. بنابراین ناحیه ذاتی تنها باعث افزایش طول تهی لایه^۱ و در نتیجه تغییر چگالی موضعی حالت‌ها می‌شود. در شکل ۵ لگاریتم جریان تاریک برحسب ولتاژ بایاس به ازای مقادیر مختلف گاف انرژی رسم شده است. نتایج به دست آمده نشان‌دهنده توافق نتایج به دست آمده با رابطه جریان تاریک در دیودها

$$J_D = J_0 \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right), \quad (10)$$

۱. Depletion zone



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) چگالی محلی حالت‌ها در دیود نقطه کوانتومی یگانه (راست). پهنای چاه کوانتومی ۲۰ لایه است. مشخصه جریان - ولتاژ دیود (چپ).



شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) چگالی محلی حالت‌ها در دیود نقطه کوانتومی دوگانه متقارن (راست). پهنای هر چاه کوانتومی ۲۰ لایه و فاصله بین دو چاه ۳۰ لایه است. مشخصه جریان - ولتاژ دیود (چپ).

و یا افزایش پهنای چاه اشاره نمود. با افزایش ضخامت سد و یا افزایش پهنای چاه بیشینه جریان کاهش می‌یابد. با افزایش تعداد نقاط کوانتومی مشاهده شد که تعداد قله‌ها در مشخصه جریان - ولتاژ افزایش می‌یابد [۲۱].

۳.۳ ساختار p-i-n در حضور جفت نقطه کوانتومی

با اضافه کردن تعداد بیشتر نقاط کوانتومی به ساختار، انتظار می‌رود که میزان جایگزیدگی الکترون‌ها در محل این نقاط باز هم افزایش بیشتری نشان دهد. اکنون با قرار دادن دو نقطه کوانتومی در ترکیب ساختاری که در بالا بیان شد، محاسبه چگالی حالت‌ها انجام می‌شود. پهنای هر چاه ۱۱/۲ نانومتر و فاصله بین دو چاه ۱۶/۸ نانومتر در نظر گرفته شده است. همان‌طور که قسمت بالای شکل ۷ نشان می‌دهد چگالی موضعی در محل نقاط کوانتومی رفتاری به شدت ناهموار و تیز از خود

افزایش دما موجب افزایش فرار حامل‌ها می‌شود. ماده مورد استفاده و طراحی دستگاه باید به گونه‌ای در نظر گرفته شود که فرار حامل‌های بار را در جهت افزایش بهره نهایی بهینه کند [۱۸-۲۰].

نمودار مشخصه جریان - ولتاژ این دیود نیز در قسمت پایینی شکل ۶ آورده شده است. با وارد نمودن یک نقطه کوانتومی در میان دستگاه، تونل‌زنی کوانتومی حامل‌های بار در جهت جریان انجام می‌پذیرد. این همان پدیده تونل‌زنی تشدید است که خود منجر به افزایش ناگهانی در مقدار جریان به ازای ولتاژ معین می‌شود. در اینجا یک مقاومت دیفرانسیلی منفی نیز رخ می‌دهد. به این معنا که با افزایش ولتاژ به مقادیر بیش از ۰/۴۶ ولت، چگالی جریان کاهش می‌یابد. علاوه بر این عوامل متعددی می‌توانند بر افزایش بیشینه جریان در دیودهای تونل‌زنی تشدید اثر بگذارند، از جمله این عوامل می‌توان به افزایش ضخامت سد

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش با استفاده از رهیافت تابع گرین برای یک شبکه یک بعدی با پایه دو اتمی دیودهای تونل‌زنی تشدیدی را شبیه‌سازی نموده و مشخصه جریان-ولتاژ آنها را به دست آوردیم. نکته قابل توجه آن است که با وارد نمودن نقطه کوانتومی در ساختار مورد بررسی، قله‌هایی در مشخصه جریان-ولتاژ ظاهر شد. با اضافه نمودن تعداد نقاط کوانتومی بیشتر در ناحیه ذاتی، که منجر به افزایش تعداد قله‌های جریان می‌شود، می‌توان از این دیودها در ساخت مدارات منطقی استفاده نمود. همچنین نشان دادیم که با وارد نمودن نقاط کوانتومی در ناحیه ذاتی، می‌توان حالت‌های گسسته کوانتومی متعددی ایجاد نمود، که بر مبنای پدیده تونل‌زنی تشدیدی در ترابرد مؤثر است. با توجه به مقادیر مختلف انرژی فوتونی ($E = h\nu$) و افزایش تولید حامل‌ها، توان تولیدی در یک سلول خورشیدی را می‌توان از این طریق و با افزودن نقطه‌های کوانتومی به ابعاد مشخص افزایش داد.

نشان می‌دهند، که این امر نشان‌دهنده وجود سطوح گسسته انرژی و ایجاد حالات جایگزیده در محل نقاط کوانتومی است. بیشینه چگالی حالت‌ها در محل دو نقطه کوانتومی به $4/5 \text{ a.u}$ می‌رسد. با دقت در شکل مشاهده می‌شود که با توجه به فاصله بین دو نقطه کوانتومی احتمال تونل‌زنی بین این دو نقطه وجود دارد. در صورتی که بین این دو نقطه تونل‌زنی رخ دهد، حضور حامل‌های بار در این ناحیه نیز افزایش یافته و در نتیجه جریان تولیدی و توان خروجی نهایی بیشتر خواهد شد. بنابراین بهینه‌سازی ضخامت سدهای پتانسیلی نیز یکی دیگر از عوامل مؤثر در تولید این دیودها به شمار می‌رود که محاسبات مربوط به آن به کارهای آینده موكول می‌شود. همچنین مشخصه جریان-ولتاژ این ساختار دو نقطه کوانتومی در قسمت پایینی شکل ۷ آورده شده است. همان طور که مشاهده می‌شود دو قله در نمودار جریان در ولتاژهای 0.6 eV و 2.7 eV ولت ظاهر شده است. وجود دو قله بیانگر آن است که پدیده تونل‌زنی تشدیدی در این ساختار دو بار رخ می‌دهد.

مراجع

1. L L Chang *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* 24 (1974) 593.
2. H Mizota and T Tanoue, "The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes", Cambridge University Press (2006).
3. A Luque *et al.*, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 95 (2011) 2095.
4. A Berbezier and F Michélini, *J. Renewable Sustainable Energy* 6 (2014) 011205.
5. J Ping Sun *et al.*, *Proceedings of the IEEE* 86, 4 (1998) 641.
6. V Aroutiounian, S. Petrosyan, and A Khachatryan, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 89 (2005) 165.
7. S Datta, "Electronica Transport in Mesoscopic System", Cambridge University Press (1995).
8. M Luisier, "Quantum Transport Beyond the Effective Mass Approximation", PhD Thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich (2007).
9. A Luque, A Panchak, A Mellor, A Vlasov, A Martí, and V Andreev, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 141 (2015) 39.
10. A Buin, A Verma, and S Saini, *J. Appl. Phys.* 114 (2013) 033111.
11. N Garcia-Castello, S Illera, R Guerra, J Daniel Prades, S Ossicini, and A Cirera, *Phys. Rev. B* 88 (2013) 075411.
12. A Berbezier and F Michélini, *Optical and Quantum Electronics* 45, 7 (2013) 693.
13. U Aeberhard, *Optical and Quantum Electronics* 44 (2012) 133.
14. M Ogawa *et al.*, *Solid-State Electronics* 44 (2000) 1939.
15. A Kletsov, Y Dahnovsky, and J V Ortiz, *J. Chem. Phys.* 126 (2007) 134105.
16. R Lake *et al.*, *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 7845.
17. G Grosso and G. P. Parravicini, "Solid State Physics", Academic Press (2014).
18. P Lam *et al.*, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 126 (2014) 83.
19. Y Cheng *et al.*, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 147 (2016) 94.
20. A D Utrilla *et al.*, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 144 (2016) 128.
۲۱. م ت آصف‌پور، «روش تابع گرین غیرتعدادی در محاسبه ترابرد دیودهای چاه کوانتومی»، پایان‌نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه صنعتی اصفهان (۱۳۹۳).