

بررسی نظری تأثیر «لایه میانی AlN» بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بُعدی و خواص الکترونیکی در ساختارهای ناهمگون^۱ AlInN/GaN

عطیه قلیچ لی^۲، حسین عشقی*^۲

تاریخ ارسال: ۱۳۹۵/۰۷/۲۷

تاریخ بازنگری: ۱۳۹۷/۰۳/۰۷

تاریخ تصویب: ۱۳۹۷/۰۷/۱۱

چکیده

در این مقاله، به مطالعه نظری وابستگی دمایی ($77-600\text{ K}$) خواص ترابری الکترونیکی گاز الکترون دو بُعدی (2DEG) در ساختار ناهمگون $Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN$ در دو حالت با لایه میانی و بدون آن پرداخته ایم. نتایج تحلیل ما مبتنی بر انواع سازوکارهای پراکندگی و قاعده ماتیسن حاکی از آن است که در نمونه دارای لایه میانی تراکم در رفتگی ها به میزان $2/8$ برابر نسبت به نمونه بدون لایه میانی کاهش یافته و این امر سبب افزایش تحرک پذیری گاز الکترون دو بُعدی در این نمونه شده است. همچنین با توجه به داده های گزارش شده در دمای 77 K مربوط به تراکم گاز الکترون دو بُعدی در این

^۱ شناسه دیجیتال (DOI): 10.22051/jap.2018.12222.1058

^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، ایران.

* نویسنده مسئول: h_eshghi@shhroodut.ac.ir

نمونه‌ها که حاکی از افزایش تراکم الکترونی در چاه کوانتومی نمونه دارای لایه میانی است به تحلیل داده‌ها بر پایه آمار فرمی-دیراک پرداختیم. معلوم شد که افزایش تراکم الکترونی در چاه باعث کاهش عرض چاه کوانتومی و در نتیجه افزایش میدان الکتریکی داخلی می‌شود. این تغییرات همچنین سبب تغییر جایگاه ترازهای انرژی و تراز فرمی در داخل چاه می‌شود.

واژه‌های کلیدی: ساختار ناهمگون، چاه کوانتومی مثلثی، گاز الکترون دوبعدی، خواص ترابری الکتریکی، ترازهای انرژی.

۱. مقدمه

نیمرساناهای نیتروژن‌دار و آلیاژهای آن‌ها به دلیل داشتن خواص منحصر به فرد از جمله گستره پهن گاف انرژی، مورد توجه بسیار در کاربرد قطعاتی همچون دیودهای گسیلنده نور آبی و فرابنفش [۱] و دیودهای لیزری [۲] قرار گرفته‌اند. در سال‌های اخیر، لایه سد AlInN به جای AlGaN به منظور بهبود عملکرد ترانزیستورهای با تحرک الکترونی زیاد استفاده شده است [۳]. مزایای استفاده از ساختار AlInN/GaN در مقایسه با ساختار AlGaN/GaN، چگالی الکترونی غنی ایجاد شده در سطح مشترک ناهمگون و تطابق شبکه‌ای بین لایه‌های AlInN و GaN می‌باشد که سبب تولید چگالی جریان زیاد و از بین بردن بی‌ثباتی‌های مربوط به کرنش می‌شود [۴]. علاوه بر این، بنا بر گزارش تک و همکارانش [۵]، آن‌ها در لایه نشانی قطعه خود از لایه میانی AlN در فصل مشترک GaN و AlInN استفاده کرده‌اند. این گزارش حاکی از آن است که حضور این لایه سبب افزایش تحرک الکترونی با کاهش دما شده است.

هدف ما در این مقاله تحلیل نظری داده‌های وابسته به خواص ترابری الکتریکی در ساختار ناهمگون $Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN$ و یافتن کمیت‌های الکترونیکی وابسته بدانهاست. محاسبات ما در این مقاله توصیفگر داده‌های تجربی زو و همکارانش [۶] درباره وابستگی دمایی تحرک الکترونی و نیز نحوه وابستگی تراکم گاز الکترون دوبعدی به لایه میانی AlN می‌باشد. ساختارهای ناهمگون AlInN/GaN به روش MOCVD فشار کم بر روی زیرلایه سفایر (با ترکیب شیمیایی Al_2O_3 خالص) با جهت گیری (۰۰۱) رشد داده شده‌اند. شکل ۱ طرح ساده‌ای از ساختار لایه‌ای این نمونه‌ها را نشان می‌دهد. فرآیند رشد با یک لایه هسته گذاری AlN به ضخامت ۲۰ nm در دمای $650^\circ C$ آغاز شده و توسط یک لایه AlN به ضخامت ۸۰ nm در دمای $1080^\circ C$ دنبال شده است. سپس یک لایه GaN آلاپش نشده به ضخامت $1/6 \mu m$ در دمای $940^\circ C$ رسوب گذاری و

توسط یک لایه میانی نازک AlN با ضخامت‌های متفاوت در گستره صفر تا ۲ nm در دمای °C ۹۴۰ دنبال شده است. بنا به گزارش زو و همکارانش [۶] ضخامت بهینه لایه میانی AlN با توجه به اندازه‌گیری‌های انجام شده برابر ۱/۲ nm است. سرانجام ویفر آماده شده برای رشد لایه سد $Al_{0.83}In_{0.17}N$ به ضخامت ۱۳ nm تا دمای °C ۷۲۰ سرد شده است.

13 nm $Al_{0.83}In_{0.17}N$ (Barrier)
AlN (Interlayer): 0-2 nm
1.6 μm undoped GaN (Channel)
80 nm AlN layer
20 nm AlN nucleation layer
Sapphire substrate

شکل ۱. طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های زو و همکاران [۶].

۲. مبانی نظری

۲.۱. تراز فرمی، ترازهای انرژی و عرض چاه کوانتومی

در شرایط تعادل گرمایی، انتقال بار در محل پیوندگاه به یکسان‌سازی پتانسیل شیمیایی در دو طرف پیوندگاه منتهی می‌شود. جدایی فضایی بارهای مثبت و منفی باعث به وجود آمدن میدان الکتریکی داخلی F می‌شود که سبب خمش نواری در لایه دارای گاف نواری کوچک‌تر و در نتیجه شکل‌گیری یک چاه کوانتومی مثلثی می‌گردد. بزرگی این میدان را می‌توان به کمک قانون گاوس به صورت زیر محاسبه کرد [۷]:

$$F = \frac{n_s e}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (1)$$

که در آن، n_s تراکم سطحی گاز الکترون دو بعدی و ϵ_s ثابت دی‌الکتریک کم‌سامد است. جایگاه ترازهای کوانتومی انرژی در چاه مثلثی بی‌نهایت از رابطه زیر [۸]

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3\pi e F}{2} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (2)$$

و جایگاه نسبی تراز فرمی و اولین تراز پایه در چاه کوانتومی، E_1 ، با استفاده از رابطه [۹]

$$E_F - E_1 = k_B T \left(\exp \left(\frac{n_{2D} \pi \hbar^2}{m^* k_B T} \right) - 1 \right) \quad (3)$$

به دست می‌آید. همچنین برای تعیین عرض چاه کوانتومی می‌توان از عبارت لی و همکارانش [۱۰] استفاده کرد،

۶۴ / بررسی نظری تأثیر «لایه میانی AIN» بر تحرک‌پذیری گاز الکترون دو بُعدی و خواص الکترونیکی در ...

$$L = \frac{4E_1}{3eF} \quad (۴)$$

برای محاسبه تراکم الکترون‌ها در ترازهای کوانتومی مجاز در چاه می‌توان از رابطه زیر استفاده کرد:

$$n_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} N(E) f(E) dE \quad (۵)$$

که در آن، $N(E) (= m^*/\pi\hbar^2)$ چگالی حالت‌ها در فضای دو بُعدی و $f(E)$ تابع توزیع فرمی-دیراک می‌باشد. در شرایط دمای پایین و نزدیک به صفر کلین، با تقریب خوبی می‌توان $f(E)$ را برابر واحد در نظر گرفت.

۲،۲. نظریه‌های وابسته به سازوکارهای پراکندگی

در اینجا، محدودیت در تحرک‌پذیری سیستم گاز الکترون دو بُعدی به دلیل هریک از فرآیندهای پراکندگی به طور مستقل با استفاده از عبارات نظری مربوط (μ_i) به منظور به کارگیری قاعده ماتیسن ($\mu_{tot} = (\sum \mu_i^{-1})^{-1}$) ارائه شده است. پارامترهای فیزیکی مربوط به ماده استفاده شده در محاسبات ما در جدول ۱ فهرست شده‌اند.

۱،۲،۲. سازوکارهای پراکندگی ذاتی

۱،۱،۲،۲. پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیکی

مقدار تحرک‌پذیری گاز الکترون دو بُعدی بر اثر این سازوکار پراکندگی به صورت زیر با دما تغییر می‌کند [۱۱]

$$\mu_{dp}(T) = \frac{e\hbar^3 \rho u_1^2 L}{m^* E_d^2 k_B T} \quad (۶)$$

که در آن، ρ چگالی بلور، u_1 سرعت فونون آکوستیک طولی، m^* جرم مؤثر الکترون، E_d پتانسیل تغییر شکل و L عرض چاه کوانتومی است.

۲،۱،۲،۲. پراکندگی پیزوالکتریک

در مواد قطبی و در دماهای کمتر از دمای اتاق، قوی‌ترین برهمکنش با فونون‌های آکوستیکی از طریق اثر پیزوالکتریک صورت می‌گیرد. تحرک‌پذیری محدود شده توسط این سازوکار پراکندگی در سیستم‌های گاز الکترون دو بُعدی توسط رابطه (۷) داده می‌شود [۱۱]،

جدول ۱. مقادیر پارامترهای ماده GaN استفاده شده در فرمول های پراکندگی.

$\rho=6/15 \times 10^3 \text{ (kgm}^{-3}\text{)}$ [۱۲]	چگالی بلور
$u=6/56 \times 10^3 \text{ (ms}^{-1}\text{)}$ [۱۲]	سرعت فونون آکوستیک طولی
$u=2/68 \times 10^3 \text{ (ms}^{-1}\text{)}$ [۱۲]	سرعت فونون آکوستیک عرضی
$h_{14}=4/28 \times 10^9 \text{ (Vm}^{-1}\text{)}$ [۱۳]	ثابت پیزوالکتریک
$E_d=12 \text{ (eV)}$ [۱۲]	انرژی پتانسیل تغییر شکل
$\hbar\omega=95 \text{ (meV)}$ [۱۲]	انرژی فونون قطبی-نوری
$\epsilon_\infty=5/35$ [۱۴]	ثابت دی الکتریک فرکانس بالا
$\epsilon_s=5/9$ [۱۴]	ثابت دی الکتریک استاتیک
$m^*/m_0=0/2$ [۱۵]	جرم موثر
$a_B=23/1 \text{ (\AA)}$ [۱۵]	شعاع بوهر موثر
$c=5/185 \text{ (\AA)}$ [۱۵]	ثابت شبکه در جهت (۰۰۱)

$$\mu_{pe}(T) = \frac{\pi k_F E_d^2}{Le^2 h_{14}^2} \left[\frac{9}{32} + \frac{13}{32} \left(\frac{u_l}{u_t} \right)^2 \frac{I_A(\gamma_t)}{I_A(\gamma_l)} \right]^{-1} \mu_{dp}(T) \quad (7)$$

که در آن، $k_F (= (2\pi n_s)^{1/2})$ بردار موج سطح فرمی بوده و مقادیر $I_A(\gamma_t)$ و $I_A(\gamma_l)$ از روابط زیر به دست می آید

$$I_A(\gamma_t) = \left[\left(\frac{4\gamma_t}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (8)$$

$$I_A(\gamma_l) = \left[\left(\frac{4\gamma_l}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (9)$$

به طوری که

$$\gamma_t = \frac{2\hbar u_t k_F}{k_B T} \quad (10)$$

$$\gamma_l = \frac{2\hbar u_l k_F}{k_B T} \quad (11)$$

۳،۱،۲،۲. پراکندگی فونون های قطبی - نوری

در نیم رساناهای یونی در دماهای بالا، تحرک پذیری حامل ها عمدتاً توسط این سازوکار پراکندگی

محدود می شود. تحرک محدود شده به وسیله فونون های قطبی-نوری به صورت [۱۱]

$$\mu_{pop}(T) = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_p\hbar^2}{e\omega m^*L} \left[\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1 \right] \quad (12)$$

ارائه می شود که

$$\frac{1}{\varepsilon_p} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \quad (۱۳)$$

در اینجا، $\hbar\omega$ انرژی فونون های قطبی نوری و ε_∞ ثابت دی الکتریک بلور در بسامد بالاست.

۲،۲،۲. سازوکارهای پراکندگی غیرذاتی

۱،۲،۲،۲. پراکندگی ناخالصی های یونیده بخشنده های از راه دور

این سازوکار پراکندگی ناشی از تأثیر ناخالصی های بخشنده یونیده در لایه سد بر حرکت الکترون ها در لایه چاه است. مقدار تحرک پذیری محدود شده با این سازوکار به کمک فرمول زیر پیش بینی می شود [۱۱]

$$\mu_{remote} = \frac{64\pi\hbar^3 k_F^3 \varepsilon_0^2 \varepsilon_s^2 S_0^2}{e^3 m^{*2} N_d} \left(\frac{1}{L_0^2} - \frac{1}{(LM_0)^2} \right)^{-1} \quad (۱۴)$$

که در آن، N_d چگالی ناخالصی های بخشنده در لایه سد و S_0 تابع پوشش (ضریب وابسته به اثر استتار حامل ها) تابعی از تراکم حامل سطحی (n_s) و دمای شبکه (T_L) است که در حالت ناتبهگن توسط [۱۱]

$$S_0 = \frac{e^2 n_s}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s k_B T_L} \quad (۱۵)$$

و در حالت تبهگن به صورت [۱۱]

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_s \hbar^2} \quad (۱۶)$$

ارائه می شود. از آنجا که پراکندگی ناخالصی ها معمولاً در دماهای پایین غالب است، وضعیت حالت تبهگن باید برای S_0 استفاده شود. سایر کمیت های معرفی شده در این معادلات به صورت زیر تعریف می شوند

$$L_0 = d_0 + \frac{L}{2} \quad (۱۷)$$

$$LM_0 = L_0 + d_1 \quad (۱۸)$$

در اینجا، d_0 عرض لایه میانی و d_1 ($\approx n_s / N_d$) عرض لایه تهی است.

۲،۲،۲،۲. پراکندگی ناخالصی های یونیده بارهای فصل مشترک

این سازوکار پراکندگی ناشی از برهم کنش الکترون ها با ناخالصی های یونیده در فصل مشترک

ساختار ناهمگون است و غالباً در دماهای پایین بر تحرک پذیری حامل ها تأثیر می گذارد. تحرک پذیری محدود شده بر اثر این سازوکار به صورت زیر توصیف می شود [۱۱]

$$\mu_{BI} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 \epsilon_s^2 \hbar^3 k_F^3}{e^3 m^{*2} N_{BI} I_B} \quad (19)$$

که N_{BI} چگالی ناخالصی ها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون است که مقدار این کمیت در ساختارهای ناهمگون نیتروژن دار از مرتبه 10^{14} cm^{-3} گزارش شده است [۱۶] و I_B برابر است با

$$I_B = \int_0^\pi \frac{\sin(\varphi)}{\left[2\sin(\varphi) + \frac{S_0}{k_F}\right]^2} d\varphi \quad (20)$$

۳.۲.۲. پراکندگی از دررفتگی ها

به دلیل عدم تطابق شبکه ای زیر لایه و لایه ها و ضرایب انبساط گرمایی متفاوت، شبکه بلوری از حالت منظم خود خارج شده و ناراستی های بلند برد که غالباً به دررفتگی ها موسوم اند تشکیل می شوند. تحرک پذیری محدود شده بر اثر این سازوکار که در دماهای پایین غالب است با رابطه زیر داده می شود [۱۱]

$$\mu_{dis} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 \epsilon_s^2 \hbar^3 k_F^4 c^2}{e^3 m^{*2} N_{dis} I_t} \quad (21)$$

که در اینجا، N_{dis} چگالی دررفتگی ها در واحد سطح است که مقدار این کمیت در لایه های GaN رشد داده شده در گستره $10^{10} - 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ گزارش شده است [۱۷] و c ثابت شبکه بلور در لایه چاه کوانتومی می باشد که این کمیت در مواد آلیاژی از قانون و گارد به صورت:

$$c_{Al_xGa_{1-x}N} = xc_{AlN} + (1-x)c_{GaN} \quad (22)$$

پیروی می کند. همچنین I_t در رابطه (۲۱) از عبارت زیر حاصل می شود

$$I_t = \frac{1}{2} \xi^2 \int_0^1 \frac{1}{(1+\xi^2 u^2)\sqrt{1-u^2}} du \quad (23)$$

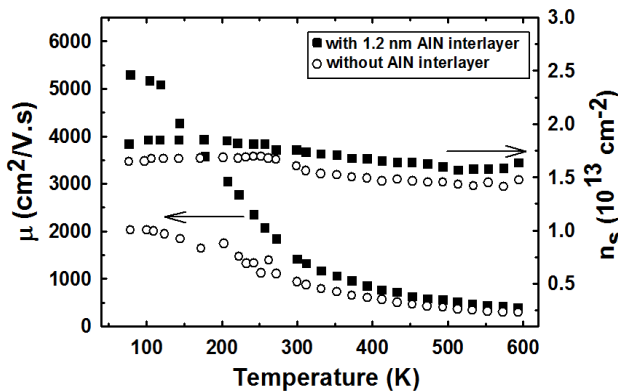
به طوری که $\xi (= 2k_F/q_{TF})$ کمیتی بی بُعد بوده و در آن $q_{TF} (= 2/a_B)$ بردار موج توماس-فرمی دویبعدی و $a_B (= \epsilon_s \epsilon_0 \hbar^2 / \pi e^2 m^*)$ شعاع مؤثر بوهر است.

۳. نتایج و بحث

۳.۱. مطالعه خواص الکترونیکی چاه کوانتومی در نمونه ها

شکل ۲ داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک پذیری و تراکم گاز الکترون دو بعدی

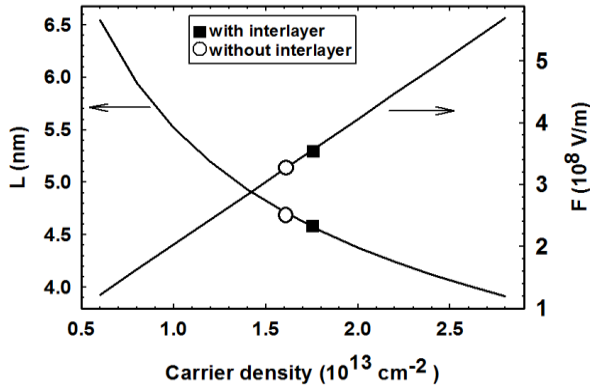
را در ساختارهای ناهمگون AlInN/GaN با لایه میانی AlN و بدون آن در گستره دمایی ۶۰۰ K-۷۷ نشان می‌دهد. همان‌طور که از داده‌های تجربی پیداست، کاهش تحرک پذیری الکترون با افزایش دما برای هر دو ساختار مشاهده می‌شود. به وضوح دیده می‌شود که تحرک پذیری الکترونی با انتخاب لایه میانی به ضخامت ۱/۲ nm به طور چشمگیری از ۹۴۹ به ۱۴۲۵ cm²/Vs و از ۲۰۳۲ به ۵۳۰۸ cm²/Vs به ترتیب در دمای ۳۰۰ K و ۷۷ K افزایش می‌یابد. افزایش شدید تحرک پذیری الکترونی به طور عمده به لایه میانی AlN نسبت داده می‌شود که فصل مشترک همواری را بین لایه سد AlInN و لایه GaN فراهم کرده و باعث کاهش پراکندگی الکترونی می‌شود. مقادیر تراکم گاز الکترونی در نمونه‌های دارای لایه میانی و بدون آن، به ترتیب ۱۰^{۱۳} × ۱/۷۵ cm^{-۲} و ۱۰^{۱۳} × ۱/۶۱ می‌باشد. افزایش تراکم الکترونی می‌تواند به دلیل افزایش ارتفاع چاه بین لایه سد AlInN و لایه GaN باشد که سبب محدودیت بیشتر در خروج الکترون‌ها از داخل چاه شده و علاوه بر این الکترون‌ها را از مراکز پراکندگی در محل فصل مشترک دور نگه می‌دارد [۶].



شکل ۲. داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بُعدی در نمونه‌های گزارش شده زو و همکاران [۶].

اکنون بزرگی میدان الکتریکی داخلی و نیز عرض چاه کوانتومی را به ترتیب مطابق روابط (۱) و (۴) محاسبه می‌کنیم. این روابط حاکی از آن است که بزرگی میدان الکتریکی، F ، با n_s رابطه مستقیم و عرض چاه به صورت $n_s^{-1/3}$ رابطه دارد. مقادیر مربوط به بزرگی میدان الکتریکی در این نمونه‌ها (نمونه دارای لایه میانی و بدون آن) به ترتیب $۳/۵۶ \times ۱۰^8$ و $۳/۲۸ \times ۱۰^8$ V/m و عرض چاه‌ها به ترتیب ۴/۶ nm و ۴/۷ nm به دست می‌آید. شکل ۳ نمودار تغییرات عرض چاه و میدان الکتریکی را بر حسب تراکم حامل نشان می‌دهد. با توجه به این نتایج، با کاهش تراکم حامل در

چاه در نمونه بدون لایه میانی، میدان الکتریکی داخلی کاهش یافته و عرض چاه پهن تر می شود و پهنای آن از $4/6$ به $4/7$ nm افزایش می یابد. نحوه تغییرات این متغیرها با توجه به اینکه کاهش هرچه بیشتر تراکم الکترونی درون چاه به میدان الکتریکی داخلی کوچکتری منتهی می شود و این خود سبب خمش کمتری در نوار رسانش لایه چاه می شود، امری قابل انتظار است.



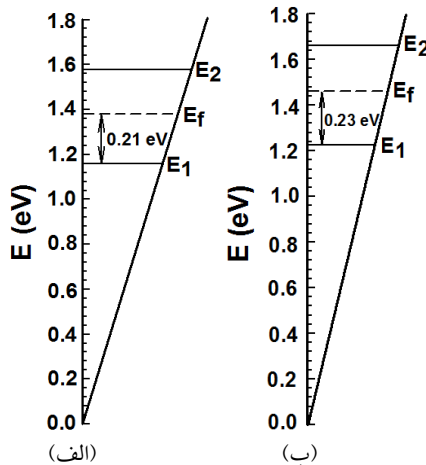
شکل ۳. تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی در نمونه های مورد مطالعه.

برای اطلاع از نحوه توزیع حامل های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این دو نمونه، می توان بیشینه تراکم الکترون های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۵) به دست آورد. این مقدار در این نمونه ها (نمونه دارای لایه میانی و بدون آن) به ترتیب در حدود $3/27 \times 10^{13}$ و cm^{-2} $3/06 \times 10^{13}$ به دست می آید. بدین ترتیب مقایسه مقادیر بین بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیرنوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه ها نشان می دهد که تمامی تراکم گاز الکترون دوبعدی شکل گرفته در این نمونه ها در تراز پایه، E_1 ، قرار دارند. حال به منظور تعیین جایگاه ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی و حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می توان به ترتیب از معادلات (۲) و (۳) استفاده کرد. نتایج محاسبات در جدول ۲ آمده است. همان طور که پیداست، با کاهش تراکم گاز الکترونی در نمونه بدون لایه میانی، ترازهای انرژی اول و دوم و همچنین فاصله بین تراز فرمی و تراز اول کاهش یافته است. این نتایج به خوبی با انتظار مکانیک کوانتومی مربوط به پدیده ذره در جعبه به ابعاد L و جایگاه تراز فرمی در صفر کلونین مطابقت دارد. به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و جایگاه تراز فرمی در شکل ۴ نشان داده شده است.

۷۰ / بررسی نظری تأثیر «لایه میانی AlN» بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بُعدی و خواص الکترونیکی در ...

جدول ۲. نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی E_1 و E_2 در داخل چاه، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۷۷ K در نمونه‌های مورد مطالعه.

نمونه	n_s (cm ⁻²)	E_1 (eV)	E_2 (eV)	$E_F - E_1$ (meV)	L (nm)
با لایه میانی AlN (۱/۲ nm)	$1/75 \times 10^{13}$	۱/۲۳	۱/۶۶	۲۳۳/۵	۴/۶
بدون لایه میانی	$1/61 \times 10^{13}$	۱/۱۶	۱/۵۷	۲۱۴/۸	۴/۷

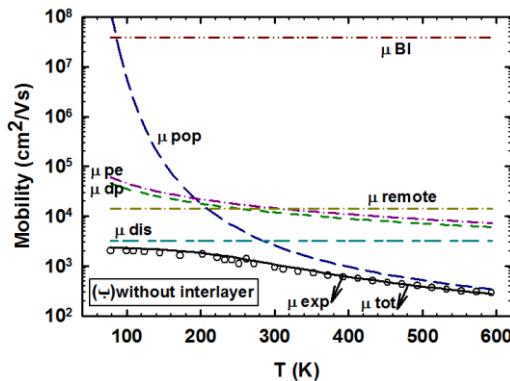
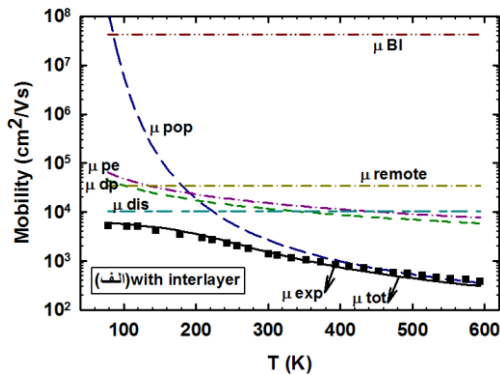


شکل ۴. طرحی از ترازهای انرژی کوانتیده و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه (الف) با لایه میانی و (ب) بدون لایه میانی.

۲.۳. مطالعه تحرک پذیری گاز الکترون دو بُعدی در نمونه‌ها

شکل ۵ پیش‌بینی نظری مربوط به وابستگی دمایی تحرک پذیری گاز الکترون دو بُعدی و انطباق نتایج نظری و تجربی را در نمونه‌های مورد مطالعه با در نظر گرفتن تأثیر پراکندگی‌های مختلف ذاتی و غیرذاتی حامل‌ها نشان می‌دهد. همانطور که برای نمونه دارای لایه میانی (شکل ۵-الف) مشاهده می‌شود، در دماهای بالاتر از ۲۳۰ K تحرک پذیری گاز الکترون دو بُعدی تحت تأثیر پراکندگی فونون‌های قطبی‌نوری می‌باشد. با کاهش دما از تأثیر این سازوکار کاسته شده و کنترل تحرک پذیری الکترونی عمدتاً بر عهده پراکندگی از دررفتگی‌ها می‌باشد. در نمونه بدون لایه میانی (شکل ۵-ب) ملاحظه می‌شود که در دماهای بالاتر از $T > 280$ K پراکندگی فونون‌های قطبی‌نوری سهم غالب را در تحرک الکترونی دارد و در دماهای پایین‌تر از آن پراکندگی دررفتگی‌های بلوری تحرک پذیری الکترونی را محدود می‌کند. از نتایج نظری حاصل از این دو شکل واضح است که در این دو نمونه پراکندگی دررفتگی‌ها نقش مهمی را در تحرک پذیری

حامل‌ها ایفا می‌کند. چنانکه ملاحظه می‌شود موقعیت تحرک پذیری مربوط به پراکندگی دررفتگی‌ها در نمونه دارای لایه میانی نسبت به نمونه دیگر بالاتر است که این امر سبب افزایش تحرک الکترونی در این نمونه شده است.



شکل ۵. نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک پذیری گاز الکترونی در نمونه‌های (الف) با لایه میانی و (ب) بدون لایه میانی.

در این محاسبات کمیت تراکم دررفتگی‌ها به عنوان پارامتر برآزشی در نظر گرفته شده است. مقادیر کمیت برآزشی به دست آمده برای نمونه‌های بررسی شده در جدول ۳ آمده است. از مقایسه نتایج به دست آمده می‌توان دریافت که تراکم دررفتگی‌ها در نمونه بدون لایه میانی در حدود ۲/۸ برابر بیشتر از نمونه دارای لایه میانی است. این امر ممکن است علت افت تحرک پذیری الکترونی در این نمونه نسبت به نمونه دارای لایه میانی باشد. از آنجا که این قطعه غالباً در دماهای پایین استفاده می‌شود، می‌توان دریافت که وجود لایه میانی می‌تواند نقش چشمگیری در افزایش تحرک پذیری الکترونی در این قطعه داشته باشد.

جدول ۳. مقادیر پارامترهای برازشی به دست آمده در نمونه‌های زو و همکاران.

نمونه	$N_{dis} (cm^{-2})$
با لایه میانی AlN (۱/۲ nm)	$۱/۵ \times ۱۰^{۱۰}$
بدون لایه میانی	$۴/۳ \times ۱۰^{۱۰}$

۴. نتیجه گیری

در این تحقیق تأثیر لایه میانی بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بُعدی و همچنین خواص الکترونیکی در ساختار ناهمگون $Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN$ بررسی شد. معلوم شد که حضور لایه میانی به ضخامت ۱/۲ nm در محل فصل مشترک این ساختار ناهمگون باعث افزایش تحرک پذیری الکترونی در چاه کوانتومی شده که متأثر از کاهش (حدود ۳ برابری) چگالی در رفتگی‌ها در محل فصل مشترک نسبت به نمونه بدون لایه میانی است. همچنین معلوم شد که وجود لایه میانی منتهی به افزایش تراکم الکترونی در چاه کوانتومی شده و این به نوبه خود به افزایش میدان الکتریکی داخلی، کاهش عرض چاه کوانتومی، تغییر جایگاه ترازهای انرژی و نیز جایگاه تراز فرمی در داخل چاه می‌شود.

مراجع

1. T. Arai, D. Timmerman, R. Wakamatsu, D.G. Lee, A. Koizumi, Y. Fujiwara, "Enhanced excitation efficiency of Eu ions in Eu-doped GaN/AlGaIn multiple quantum well structures grown by organometallic vapor phase epitaxy"; *Journal of Luminescence* **158** (2015) 70-74.
2. S.W. Kaun, E. Ahmadi, B. Mazumder, F. Wu, E.C. Kyle, P.G., Burke, P.G. Burke, U.K. Mishra and J. S. Speck; "GaN-based high-electron-mobility transistor structures with homogeneous lattice-matched InAlN barriers grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy"; *Semiconductor Science and Technology* **29**, No. 4 (2014) 045011.
3. S. Gökden, R. Tülek, A. Teke, J.H. Leach, Q. Fan, J. Xie, Ü. Özgür, H. Morkoc, S.B. Lisesivdin and E. Özbay; "Mobility limiting scattering mechanisms in nitride-based two-dimensional heterostructures with the InGaIn channel"; *Semiconductor Science and Technology* **25**, No. 4 (2010) 045024.
4. M.T. Hasan, H. Tokuda and M. Kuzuhara; "Surface barrier height lowering at above 540 K in AlInN/AlN/GaN heterostructures"; *Applied physics letters* **99**, No. 13 (2011) 132102.
5. A. Teke, S. Gökden, R. Tülek, J.H. Leach, Q. Fan, J. Xie, Ü. Özgür, H. Morkoc, S.B. Lisesivdi, E. Özbay; "The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures"; *New Journal of Physics* **11**, No. 6 (2009) 063031.

6. J.S. Xue, J.C. Zhang, W. Zhang, L. Li, F.N Meng, M. Lu, J. Ning and Y.H. Monemar; "Effects of AlN interlayer on the transport properties of nearly lattice-matched InAlN/GaN heterostructures grown on sapphire by pulsed metal organic chemical vapor deposition"; *Journal of Crystal Growth* **343**, No. 1 (2012) 110-114.
7. J. H. Davies; "The Physics of Low-dimensional Semiconductors: an introduction"; *Cambridge University Press* (1998).
8. I. Lo, J.K. Tsai, Li-Wei Tu, K.Y. Hsieh, M. H. Tsai, C.S. Liu, J. H. Huang, S. Elhamri, W.C. Mitchel and J. K. Sheu; "Piezoelectric effect on $\text{Al}_{0.35-\delta}\text{In}_\delta\text{Ga}_{0.65}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures"; *Applied Physics Letters* **80**, No. 15 (2002) 2684.
9. J. Singh; "Electronic and optoelectronic properties of semiconductor Structures"; *Cambridge University Press* (2003).
10. K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond and H. Morkoc; "Low field mobility of 2d electron gas in modulation doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ layers"; *Journal of Applied Physics* **54**, No. 11 (1983) 6432-6438.
11. H. Eshghi and M. Mootabian; "A quantitative study on the effect of nitrogen concentration on two-dimensional electron gas (2DEG) mobility in a dilute nitride GaAsN/AlGaAs heterostructure"; *Solid State Communications* **151**, No. 1 (2011) 80-83.
12. K. R. Begum and N.S. Sankeshwar; "Phonon-limited electron mobility in III-nitride heterojunctions"; *Diamond and Related Materials* **49** (2014) 87-95.
13. A. Asgari, M. Kalafi and L. Faraone; "The effects of GaN capping layer thickness on two-dimensional electron mobility in GaN/AlGaN/GaN heterostructures"; *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **25**, No.4 (2005) 431-437.
14. R. Tülek, E. Arslan, A. Bayraklı, S. Turhan, S. Gökden, Ö. Duygulu, A.A. Kaya, T. Firat, A. Teke and E. Özbay; "The effect of GaN thickness inserted between two AlN layers on the transport properties of a lattice matched AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN double channel heterostructure"; *Thin Solid Films* **551** (2014) 146-152.
15. S.L. Rumyantsev, M.S. Shur and M.E. Levinshtein; "Materials Properties of Nitrides: Summary"; *International Journal of High Speed Electronics and Systems* **14**, No. 01 (2004) 1-19.
16. S. Gökden, A. Ilgaz, N. Balkan and S. Mazzucato; "The effect of scattering mechanisms on the low field mobility in GaN/AlGaN heterostructures"; *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **25**, No. 01 (2004) 86-92.
17. J.L. Weyher, H. Ashraf and P.R. Hageman; "Reduction of dislocation density in epitaxial GaN layers by overgrowth of defect-related etch pits"; *Applied Physics Letters* **95**, No. 3 (2009) 031913.