

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گروه: حالت جامد

خواص الکتریکی گاز الکترون دو بعدی در ساختارهای ناهمگون نیمرساناهای

نیتروژندار رقیق

دانشجو: مهناز موتابیان

استاد راهنما:

دکتر حسین عشقی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

تیرماه ۱۳۹۰

تقدیم به:

پدر و مادر عزیزم

آنان که وجودم برایشان همه رنج بود و وجودشان برایم همه مهر، توانشان رفت تا به توانی برسم، موهایشان سپیدگشت تا رویم سپید بماند، آنان که فروغ نگاهشان، گرمی کلامشان و روشنی رویشان سرمایه های جاودانه زندگی من است.

آنان که راستی قامت در شکستگی قامتشان تجلی یافت. در برابر وجود گرامیشان زانوی ادب بر زمین می نهیم و با دلی مملو از عشق و محبت و خضوع بر دستانشان بوسه می زنم.

سرو وجودشان همیشه سبز و استوار باد

و

تقدیم به برادر و خواهرانم

تقدیر و تشکر

با یاد هستی بخش

سپاس پروردگار یکتایی که به انسان قدرت تفکر و تعقل عنایت فرمود و وجود انسان را به زیور علم و معرفت بیاراست.

تقدیر و سپاس فراوان از استاد راهنما جناب آقای دکتر حسین عشقی که در کلیه مراحل این پژوهش با راهنماییهای عالمانه، مشفقانه، متعهدانه و بسیار ارزنده خود راهگشایم بوده اند. از اساتید ارجمند دکتر قاضی و دکتر حسامی که داوری این پایان نامه را تقبل نموده اند صمیمانه تشکر می نمایم.

از تمامی اساتیدی که در طی دوره تحصیلی از محضرشان بهره مند شدم تشکر می نمایم.

همچنین از یاری و همفکری همه دوستان عزیزم سپاسگزارم.

توفیق و سلامتی همه این عزیزان را از خداوند بزرگ خواهانم.

تعهد نامه

اینجانب مهندس موتالیان دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک-حالت جامد دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه: خواص الکتریکی گاز الکترون دو بعدی در ساختارهای ناهمگون نیمرساناهای نیتروژندار رقیق، تحت راهنمایی دکتر حسین عشقی متعهد می شوم .

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است .
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید .
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود .
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

چکیده

در دهه اخیر تحقیقات گسترده ای در زمینه خواص فیزیکی $(\text{In})\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ به عنوان نیمرساناهای نیتروژندار رقیق صورت گرفته است. این مواد با ویژگی کوچکی و مستقیم بودن گاف نواری در محدوده ۱ الکترون ولت از کاربرد بالایی در قطعات الکترونیک و اپتوالکترونیک برخوردارند. در این بین ساختار ناهمگون $\text{AlGaAs}/(\text{In})\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ با چاه های کوانتومی مربعی و مثلثی، با توجه به خصوصیت منحصر بفرد آن که امکان تشکیل کانالی رسانا از یک گاز الکترون دو بعدی (2DEG) را در نزدیکی فصل مشترک فراهم می سازد توجه زیادی را به خود معطوف کرده است.

در این رساله ما علاقه مند به بررسی نظری خواص ترابری الکتریکی گاز الکترون دو بعدی در ساختارهای ناهمگون مختلف در مواد نیمرسانای نیتروژندار رقیق است که غالباً به روش MBE رشد یافته اند. این محاسبات عمدتاً مبتنی بر در نظرگیری توزیع فرمی-دیراک و استفاده از قاعده ماتیسن در مطالعه تغییرات تراکم و تحرک الکترونی بر حسب دما می باشد. بنابر نتایج بدست آمده: (الف) سازوکارهای پراکندگی آلیاژ کتره ای، به خصوص آلیاژ خوشه ای و نیز در رفتگیهای بلوری وابسته به اتمهای N نقش غالب را در کاهش تحرک الکترون دو بعدی (2D) ایفا می کنند. (ب) افزایش کسر مولی نیتروژن در لایه چاه کوانتومی به افزایش ترازهای به دام اندازنده منجر شده و این خود سبب کاهش تراکم الکترونی می گردد. (ج) فرایند بازپخت سبب کاهش نقایص بلوری شده و همین امر به افزایش تحرک الکترونی در ماده منجر می گردد.

کلمات کلیدی: نیمرسانای نیتروژندار رقیق، ساختار ناهمگون، گاز الکترون دو بعدی، خواص ترابری الکتریکی، سازوکارهای پراکندگی.

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

1- (ISI journal paper) Eshghi, Hosein; Mootabian, Mahnaz " *A quantitative study on the effect of nitrogen concentration on two dimensional electron gas (2DEG) mobility in dilute nitride GaAsN/AlGaAs heterostructure* " Solid State Communications **151** (2011) 80–83.

2- Mootabian, Mahnaz; Eshghi, Hosein " *Study on electrical transport properties of 2-dimensional electron gas in dilute nitride GaAs(N)/AlGaAs nano-heterostructure* " international congress on nanoscience and nanotechnology shiraz (2010).

۳- موتابیان، مهناز ؛ عشقی، حسین " بررسی کمی تاثیر بازپخت بر تحرک گاز الکترون دو بعدی (2DEG) در ساختارهای ناهمگون نیمرسانای نیتروژندار رقیق GaAsN/AlGaAs " دهمین کنفرانس ماده چگال، دانشگاه شیراز (۱۳۸۹).

۴- موتابیان، مهناز ؛ عشقی، حسین " بررسی نظری تراکم نیتروژن بر خواص ترابری الکتریکی در چاه های کوانتومی با ساختار ناهمگون نیتروژندار رقیق InGaAsN/GaAs - نوع n " کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه ارومیه (۱۳۹۰).

فهرست مطالب

عنوان	صفحه
فصل اول: مروری بر مقالات.....	۱
فصل دوم: بررسی ساختار نواری در نیمرساناهای آلیاژی نیتروژندار رقیق.....	۶
۱-۲ گاف نواری و پارامتر خمش.....	۷
۲-۲ ساختار نواری در نیمرساناهای نیتروژندار رقیق. مدل برهمکنش تقاطع نواری (BAC).....	۱۰
و مدل k.p	
۳-۲ جرم موثر الکترون.....	۱۳
فصل سوم: بررسی ساختار ناهمگون.....	۱۶
۱-۳ آشنایی با ساختار ناهمگون.....	۱۷
۲-۳ پدیده حبس کوانتومی حاملها در شرایط دو بعدی.....	۲۰
۱-۲-۳ ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مربعی.....	۲۰
۲-۲-۳ ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مثلثی.....	۲۱
۳-۲-۳ چگالی حالتها و چگالی الکترونها در چاه کوانتومی.....	۲۲
۳-۳ اثر فوتو رسانش پایدار.....	۲۵
فصل چهارم: نظریه ترابری حاملها در میدان ضعیف در ساختار ناهمگون.....	۲۷
۱-۴ مقدمه.....	۲۸
۲-۴ فرایندهای ذاتی پراکندگی حاملها.....	۳۰
۱-۲-۴ پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک.....	۳۰
۲-۲-۴ پراکندگی پیزوالکتریک.....	۳۰

- ۳۱-۲-۴ پراکندگی فونونهای قطبی-نوری..... ۳۱
- ۳۲-۴ فرایندهای غیرذاتی پراکندگی حاملها..... ۳۲
- ۳۲-۳-۴ پراکندگی وابسته به ناخالصیهای یونیده در داخل لایه سد..... ۳۲
- ۳۲-۳-۴ پراکندگی وابسته به ناخالصیهای یونیده بار فصل مشترک..... ۳۲
- ۳۳-۳-۴ پراکندگی دررفتگی..... ۳۳
- ۳۴-۳-۴ پراکندگی آلیاژ کتره ای..... ۳۴
- ۳۵-۳-۴ پراکندگی آلیاژ خوشه ای..... ۳۵
- ۳۵-۳-۴ ترکیب انواع سازوکارهای پراکندگی به کمک قاعده ماتیسن..... ۳۵
- ۳۶-۴ رسانش موازی..... ۳۶
- ۳۸-۵ پارامترهای مادی GaAs..... ۳۸
- ۴۰-۴ فصل پنجم: بررسی نظری داده های تجربی..... ۴۰
- ۵-۱ بررسی ترابری الکترونی در چاه های کوانتومی مربعی ساختارهای ناهمگون نیتروژندار رقیق ایندیوم دار InGaAsN/GaAs..... ۴۱
- ۴۴-۱-۱-۵ تاثیر تراکم نیتروژن بر تراکم گاز الکترون دو بعدی..... ۴۴
- ۴۵-۱-۲-۵ تاثیر تراکم نیتروژن بر تحرک گاز الکترون دو بعدی..... ۴۵
- ۵-۲ مطالعه نقش غلظت نیتروژن و بازپخت در تحرک پذیری الکترونها در ساختارهای ناهمگون GaAsN/AlGaAs با چاه کوانتومی مثلثی..... ۴۹
- ۴۹-۱-۲-۵ تاثیر نیتروژن بر تحرک گاز الکترون دو بعدی..... ۴۹
- ۵۲-۲-۲-۵ تاثیر بازپخت بر تحرک گاز الکترون دو بعدی..... ۵۲
- ۵-۳ بررسی وابستگی تحرک الکترونی به تراکم گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون نیتروژندار رقیق GaAsN/AlGaAs در دمای $T = 4\text{ K}$ ۶۰

۴-۵ نتیجه گیری.....۶۵

مراجع.....۶۷

فهرست اشکال

عنوان	صفحه
شکل (۱-۲): طرحی ساده از توزیع نیتروژن در (الف) GaAsN و (ب) InGaAsN.....	۹
شکل (۲-۲): شکافتگی نوار رسانش مربوط به پیش بینی مدل BAC در (الف) GaAsN _{0.005} و (ب) In _{0.04} GaAsN _{0.01}	۱۱
شکل (۳-۲): تطابق مدل BAC (خط توپر) با داده های تجربی مربوط به تغییرات گاف نواری بر حسب ترکیب نیتروژن در GaAsN.....	۱۲
شکل (۴-۲): پیش بینی های مدل BAC و k.p در مورد جرم موثر الکترون در GaAs _{1-x} N _x	۱۴
شکل (۵-۲): جرم موثر الکترون بر حسب بردار موج فرمی در آلیاژ InGaAsN و GaAs.....	۱۴
شکل (۶-۲): تغییرات جرم موثر الکترون بر حسب گاف نواری در آلیاژهای نیمرسانای معمولی.....	۱۵
شکل (۷-۲): تغییرات جرم موثر در GaAs _{1-x} N _x بر حسب گاف نواری.....	۱۵
شکل (۱-۳): طرح شماتیکی از نحوه لایه نشانی و ساختار نواری در یک چاه کوانتومی یگانه و یک ساختار چاه کوانتومی چندگانه.....	۱۷
شکل (۲-۳): چاه کوانتومی مثلثی در محل فصل مشترک ساختار ناهمگون GaAsN/AlGaAs.....	۱۸
شکل (۳-۳): طرح شماتیکی از نحوه لایه نشانی و ساختار نواری در ساختار MODFET.....	۲۰
شکل (۴-۳): ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مربعی.....	۲۱
شکل (۵-۳): رابطه چگالی حالتها با انرژی در ساختارهای (الف) دو بعدی و (ب) سه بعدی.....	۲۳
شکل (۱-۴): وابستگی دمایی تحرک الکترونی محاسبه شده به صورت نظری در نیمرسانای نیتروژن دار رقیق GaN _x As با x های متغییر.....	۳۳
شکل (۲-۴): مقادیر نظری تحرک الکترونی حاصل از پراکندگی آلیاژ خوشه ای در GaN _x As در بازه	

- ۳۵..... $0.001 < x < 0.02$
- ۳۷..... شکل (۳-۴): طرح شماتیکی از دو لایه رسانش.....
- شکل (۱-۵): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های سان و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت.....
- ۴۲.....
- شکل (۲-۵): داده های تجربی تراکم و تحرک الکترونی در ساختار ناهمگون
- ۴۳..... $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{1-x}\text{N}_x/\text{GaAs}$ با مقادیر $x=0/4\%$ (مربع نقطه دار) و $x=1\%$ (دایره نقطه دار).....
- شکل (۳-۵): بستگی دمایی تراکم و تحرک گاز الکترون دو بعدی در ساختار
- ۴۳..... $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{1-x}\text{N}_x / \text{GaAs}$ با مقادیر $x=0/4\%$ (مربع ها) و $x=1\%$ (دایره ها).....
- شکل (۴-۵): طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز انرژی فرمی در چاه کوانتومی مربعی با مقادیر کسر مولی نیتروژن (الف) $x=0/4\%$ و (ب) $x=1\%$
- ۴۵.....
- شکل (۵-۵): نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های
- ۴۸..... $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01} / \text{GaAs}$ (ب) و $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{0.996}\text{N}_{0.004} / \text{GaAs}$ (الف).....
- شکل (۶-۵): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های مولت و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت.....
- ۴۹.....
- شکل (۷-۵): داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بدون بازپخت مولت و همکاران.....
- ۵۰.....
- شکل (۸-۵): نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بدون بازپخت (الف) N0، (ب) N002، (ج) N012 و (د) N06.....
- ۵۱.....
- شکل (۹-۵): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های فولر و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت.....
- ۵۳.....

شکل (۵-۱۰): داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بازپخت شده فاوئر و همکاران.....۵۴

شکل (۵-۱۱): طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز انرژی فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه های (الف) N0، (ب) N01 و (ج) N04.....۵۵

شکل (۵-۱۲): تغییر عرض چاه کوانتومی بر حسب تراکم گاز الکترون دو بعدی.....۵۶

شکل (۵-۱۳): نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بازپخت شده (الف) N0، (ب) N01 و (ج) N04.....۵۸

شکل (۵-۱۴): مقایسه تراکم ناخالصیها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون (N_{bi}) و تراکم دررفتگیها (N_{dis}) بر حسب کسر مولی نیتروژن در نمونه های بدون بازپخت (خط چین) و بازپخت شده (خط پر) (جدول ۵-۳ و ۵-۵).....۵۹

شکل (۵-۱۵): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های ریسون و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت.....۶۰

شکل (۵-۱۶): داده های تجربی تحرک الکترونی در ساختار $GaAsN_x/AlGaAs$ با مقادیر $x=0$ (مثلث ها) و $x=0/0.8\%$ (لوزی ها) در ۴K.....۶۱

شکل (۵-۱۷): بررسی نظری ریسون و همکاران در ساختار $GaAsN_x/AlGaAs$ با مقادیر $x=0$ (مثلث ها) و $x=0/0.8\%$ (لوزی ها).....۶۲

شکل (۵-۱۸): نتایج بررسی نظری تحرک الکترونی بر حسب تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه های (الف) بدون نیتروژن و (ب) نیتروژندار بسیار رقیق.....۶۴

فهرست جداول

عنوان	صفحه
جدول (۱-۲): مقادیر پارامتر خمش گاف نواری نیمرساناهای آلیاژی سه تایی.....	۸
جدول (۲-۲): کمیت‌های معرفی شده در معادله (۳-۲) مربوط به بعضی از نیمرساناهای نیتروژندار	
رقیق.....	۱۱
جدول (۱-۴): پارامترهای مادی GaAs که در محاسبات مورد استفاده گرفته اند.....	۳۹
جدول (۱-۵): محاسبات مربوط به تراز های کوانتیده انرژی و اختلاف تراز فرمی با تراز اول انرژی در	
نمونه های سان و همکاران.....	۴۵
جدول (۲-۵): پارامترهای برازشی محاسبه شده در نمونه های با چاه های کوانتومی مربعی با ساختار	
.....InGaAsN _x /GaAs	۴۷
جدول (۳-۵): پارامترهای برازشی محاسبه شده در نمونه های مولت و همکاران.....	۵۱
جدول (۴-۵): محاسبات مربوط به ترازهای کوانتیده انرژی و اختلاف تراز فرمی با تراز اول انرژی در	
نمونه های فاولر و همکاران.....	۵۵
جدول (۵-۵): پارامترهای برازشی محاسبه شده در نمونه های مورد بررسی.....	۵۹
جدول (۶-۵): پارامترهای برازشی حاصل از محاسبات ما در نمونه های GaAsN _x /AlGaAs ریسون و	
همکاران.....	۶۳

فصل اول

مروری بر مقالات

نیمرساناها از مهمترین و کاربردی ترین موادی هستند که در صنایع فوتونیک و اپتوالکترونیک نقش عمده ای ایفا می کنند. علت این امر ناشی از ویژگی خاص این مواد است که تراکم و نوع حاملها در آنها قابل کنترل بوده و می توان از آنها برای طراحی قطعات با اهداف مشخص استفاده نمود.

در اوایل دهه ی ۹۰ میلادی افزودن عناصری از گروه V جدول تناوبی به ترکیب GaAs نتایج جالب دیگری را به دنبال داشت. از مهمترین این عناصر می توان به آلایش این ماده به نیتروژن (N) اشاره کرد. گزارشات تجربی [۱ و ۲] در این زمینه بیانگر کاهش قابل ملاحظه ی گاف نواری این ترکیبات آلیاژی با اضافه شدن کسر مولی نیتروژن (x) کمتر از ۵٪ به ترکیب GaAs (تشکیل آلیاژ $GaAs_{1-x}N_x$) می باشد که رفتاری متفاوت با آلیاژهای معمول دارد. امروزه به این ترکیبات نیمرسانایی، نیمرساناهای نیتروژندار رقیق^۱ گفته می شود. این ترکیبات نیمرسانایی که به صورت کلی III – V – N نمایش داده می شوند، می توانند در ترکیب آلیاژهای سه تایی^۲ مانند: $GaAs_{1-x}N_x$ ، $GaP_{1-x}N_x$ ، $InAs_{1-x}N_x$ و... و چهارتایی^۳ مانند: $In_yGa_{1-y}As_{1-x}N_x$ ، $Al_yGa_{1-y}As_{1-x}N_x$ و... رشد داده شوند. در رشد لایه های تک بلوری به منظور کاربرد در ساختارهای ناهمگون غالباً از روشهای مختلف از جمله^۴ MBE،^۵ MOCVD،^۶ MOVPE و^۷ CBE استفاده می شود که در این میان روش MBE روش مرسوم تری است. در این روش رشد لایه ها غالباً در دماهای نه چندان بالا انجام می شود [۳ و ۴]. در این مورد برای مثال با روش MBE برای رشد GaAs از دمای $600^\circ C$ و برای رشد لایه نیتروژندار رقیق GaAsN از دمایی در حدود $500^\circ C$ استفاده می شود [۵ و ۶]. دمای رشد پایین باعث رشد نامطلوب لایه مورد نظر می شود. برای کاهش نقایص ساختاری و عدم یکنواختی عناصر در ترکیب های آلیاژهای نیتروژندار رقیق که در رشد با دمای پایین اتفاق می افتد و همچنین از بین

-
- 1- Dilute Nitride Semiconductors
 - 2- Ternary
 - 3- Quaternary
 - 4- Molecular Beam Epitaxy
 - 5- Metal – Organic Chemical – Vapor Deposition
 - 6- Metal – Organic Vapor Phase Epitaxy
 - 7- Chemical Beam Epitaxy

بردن تنشهای ساختاری، نمونه مورد نظر برای مدت زمان مشخص و در دمای خاصی حرارت داده می شود که این فرایند را بازپخت می نامند. علاوه بر این، ساختار این مواد می تواند به صورت کپه ای (حجمی) و یا دو بعدی (چاه کوانتومی) باشد. اضافه شدن نیتروژن به میزان کم می تواند رفتارهای غیر مرسوم مانند: بزرگی قابل توجه پارامتر خمش^۱ در گاف نواری، افزایش جرم موثر و کاهش تراکم و تحرک الکترونی را به دنبال داشته باشد. در آلیاژهای نیتروژندار رقیق تغییرات گاف نواری با یک خمش بزرگ همراه است که ناشی از تفاوت قابل ملاحظه به لحاظ اندازه اتمی و نیز الکترونگاتیویته نیتروژن با اتمهای جایگزین شده As است. مقدار پارامتر خمش در مورد $GaAs_{1-x}N_x$ بین 26 eV - 16 بوده و شدیداً وابسته به غلظت نیتروژن (x) است و با افزایش نیتروژن مقدار آن کم می شود [۷-۹]. این در حالی است که در آلیاژهای نیمرسانای مرسوم، مقدار پارامتر خمش مقداری ثابت و در حدود 1 eV است [۱۰]. افزودن درصد کمی نیتروژن به ترکیبات $V - III$ منجر به کاهش بزرگی در گاف نواری آلیاژهای نیتروژندار رقیق می شود. با استفاده از مدل برهمکنش تقاطع نواری^۲ (BAC) می توان به خوبی موقعیت گاف نواری را پیش بینی کرد. به خاطر برهمکنش نوار رسانش ماده میزبان با تراز جایگزیده نیتروژن، نوار رسانش به دو زیر نوار غیر سهمی E_- و E_+ شکافته می شود [۱۱]؛ حضور این تراز تاثیر چندانی بر نوار ظرفیت ندارد [۱۲ و ۱۳]. مدل BAC که توضیح ساده و قابل تحلیلی برای محاسبه ی خواص الکتریکی و اپتیکی آلیاژهای نیتروژندار رقیق بدست می دهد توسط شان و همکارانش [۱۴] توسعه یافته است. همانگونه که گفته شد در نیمرساناهای نیتروژندار رقیق، قرارگیری نیتروژن در شبکه GaAs سبب اختلال در نوار رسانش می گردد که این خود به تغییر جرم موثر الکترون می انجامد [۸]. مشاهدات تجربی نشان می دهند که با اضافه شدن ۱٪ نیتروژن در GaAs، جرم موثر الکترون از $0.067 m_0$ به $0.1 m_0$ افزایش می یابد [۱۵]. لازم به ذکر است که این نیز رفتاری غیر مرسوم است، زیرا در دیگر نیمرساناها با کاهش گاف نواری، جرم موثر الکترون نیز کاهش می یابد [۱۰]. علاوه بر نظریه BAC نظریه دیگری موسوم به $k.p$ نیز پیش بینی می کند که با

1- Bowing parameter
 2- Band Anti Crossing

افزایش نیتروژن در GaAsN رقیق، جرم موثر الکترون افزایش می یابد، بطوری که با افزایش x تا ۱٪ آهنگ تغییرات بسیار به سرعت صورت گرفته و از آن پس روند آن بسیار کند می شود [۸]. نتایج نظریه های مرتبط با این کمیت در بخش ۲-۳ با جزئیات بیشتر شرح داده شده است.

نخستین بار در سال ۱۹۷۸ دینگل و همکارانش [۱۶] ساختار ناهمگون GaAs/AlGaAs را بررسی و وجود گاز الکترون دو بعدی^۱ (2DEG) را در این ساختار مورد تایید قرار دادند. اندازه گیری های تجربی نشانگر آن است که در این ساختارها وابستگی دمایی تراکم الکترونی بسیار ناچیز است که این خود یکی از نشانه های وجود گاز الکترون دو بعدی است. نتایج تجربی همچنین نشانگر آن است که با افزایش غلظت نیتروژن در لایه GaAs، تراکم گاز الکترون دو بعدی کاهش می یابد. این امر به تشکیل ترازهای تله ای وابسته به اتمهای نیتروژن در گاف نواری نسبت داده شده اند [۱۷].

الکترونگاتیویته بالای اتم نیتروژن و همچنین تشکیل تجمعات خوشه ای نیتروژن در لایه مورد نظر باعث بوجود آمدن ناهمگونی و ایجاد انحرافات پتانسیل تناوبی در شبکه بلورین می شود و در نتیجه بر روی ترابری حاملها و بازدهی قطعات تاثیر نامطلوب می گذارد. در ساختار ناهمگون GaAs/AlGaAs، در دمای اتاق تحرک الکترونی تقریباً $7000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ گزارش شده است، در حالی که در ساختار ناهمگون GaAsN/AlGaAs به ازای مقدار ناچیزی از کسر مولی نیتروژن ($x = 0.4\%$)، تحرک الکترونی به $300 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ کاهش می یابد [۱۸]. این تغییر فاحش می تواند به شیوه توزیع فضایی اتمهای نیتروژن در لایه GaAsN مربوط باشد. در GaAsN پیش بینی های نظری حاکی از آن است که منشا این پراکندگی علاوه بر اتمهای منفرد نیتروژن، جفتهای N-N و بویژه خوشه های نیتروژنی باشد [۱۹]. مطالعات تجربی نشان داده اند وابستگی دمایی تحرک الکترونی در نمونه های نیتروژن دار در بازه دمایی ۱۰۰-۳۰۰ K بسیار ضعیف بوده و سازوکار پراکندگیهای فونونی نقش اصلی را در کنترل تحرک حاملها به عهده ندارند [۵ و ۱۸]. بدین ترتیب با توجه به تاثیر نیتروژن هم در افزایش پراکندگی الکترونی و هم در افزایش جرم موثر آنها، روی هم رفته تحرک الکترونی کاهش شدیدی

1- Tow Dimensional Electron Gas

پیدا می کند. نتایج تجربی گزارش شده در این موارد در فصل پنجم ارائه و مورد تجزیه و تحلیل نظری قرار گرفته اند.

خواص منحصر بفرد نیمرساناهای نیتروژندار رقیق سبب شده است که به عنوان ماده ای جالب توجه در دیود لیزرهای فروسرخ، سلولهای خورشیدی چند پیوندگاهی با بازده بالا، آشکارسازهای نوری و ترانزیستورهای دوقطبی ناهمگون¹ (HBTs) با عملکرد بالا مورد توجه زیادی قرار گیرد [۲۰-۲۳].

فصل دوم

بررسی ساختار نواری در نیمرساناهای آلیاژی

نیتروژندار رقیق

۱-۲ گاف نواری و پارامتر خمشی

آلیاژ سازی یک از روشهای کاربردی معمول برای اصلاح خواص مواد نیمرساناست که غالباً در گاف نواری آن تجلی می یابد. در بسیاری از موارد، پارامترهای مادی^۱ نیمرساناهای آلیاژی، با روابط ساده ای برحسب پارامترهای مربوط به اجزا تشکیل دهنده بدست می آیند، به عنوان مثال گاف نواری یک آلیاژ دوتایی از نیمرساناهای A و B که به نسبت کسر مولی x با یکدیگر به صورت کتره ای در شبکه بلوری ترکیب شده باشند (A_xB_{1-x}) با رابطه زیر داده می شود [۱۰]:

$$E_g^{alloy}(x) = xE_g^A + (1-x)E_g^B \quad (1-2)$$

که به رابطه قانون وگارد^۲ موسوم است. در این رابطه E_g^{alloy} گاف نواری نیمرسانای آلیاژی و E_g^A و E_g^B گاف نواری مواد تشکیل دهنده آلیاژ است. همانطور که دیده می شود رابطه (۱-۲) یک عبارت خطی برحسب x است. اما در بعضی آلیاژها یک جمله اضافی نیز در این رابطه وارد می شود. مثلاً برای محاسبه گاف نواری $GaAs_{1-x}N_x$ داریم [۸، ۹، ۲۴ و ۲۵]:

$$E_g(GaAs_{1-x}N_x) = xE_g(GaN) + (1-x)E_g(GaAs) - bx(1-x) \quad (2-2)$$

که در آن ضریب b پارامتر خمشی نامیده می شود و معیاری از غیرخطی بودن تغییرات گاف نواری برحسب x می باشد. در اغلب آلیاژهای سه تایی، پارامتر خمشی مقداری ثابت و کمتر از ۱ eV است، اما در ترکیبات نیتروژندار رقیق $GaAs_{1-x}N_x$ بخصوص در شرایط ($x < 1\%$) مقدار این پارامتر بسیار بزرگ (تقریباً ۲۶ eV) و شدیداً وابسته به مقدار نیتروژن (x) در ترکیب است [۷-۹]. جدول (۱-۲) مقادیر پارامتر خمشی را برای برخی از آلیاژها و نیز برای ترکیب نیتروژندار رقیق $GaAs_{1-x}N_x$ نشان می دهد [۴ و ۱۰].

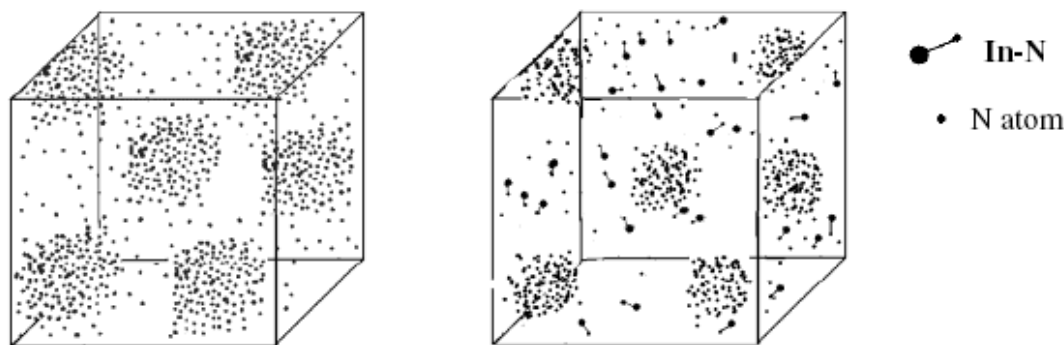
1- Material Parameters
2- Vegard's Law

جدول (۱-۲): مقادیر پارامتر خمش گاف نواری نیمرساناهای آلیاژی سه تایی.

ترکیب نیمرسانا	پارامتر خمش (eV)	مرجع
$Al_xGa_{1-x}As$	۰	[۱۰]
$Al_xIn_{1-x}As$	۰/۶۹۸	[۱۰]
$Ga_xIn_{1-x}P$	۰/۷۸۶	[۱۰]
$Al_xGa_{1-x}Sb$	۰/۳۶۸	[۱۰]
$GaAs_xSb_{1-x}$	۱/۲	[۱۰]
$GaAs_{1-x}N_x$	$x < ۱\%$ ~۲۶ $۱ < x < ۵\%$ ~۱۸	[۴]

حضور پارامتر خمش (b) در این معادله غالباً ناشی از آن است که توزیع اتمها در ترکیب آلیاژی غالباً به صورت ایده آل و کاملاً کتره ای^۱ قرار نگرفته و اغلب به صورت خوشه هایی^۲ تجمع پیدا می کنند. برای مثال در یک ترکیب آلیاژ کتره ای $GaAs_{1-x}N_x$ انتظار می رود که در اطراف هر اتم Ga به احتمال $x\%$ اتم های N و به احتمال $(1-x)\%$ اتمهای As وجود داشته باشد. اما عملاً همواره چنین اتفاقی رخ نداده و معمولاً مقداری بی نظمی در قرارگیری اتمها در شبکه بلوری ایجاد می شود. بدین ترتیب بزرگی مقدار ضریب b محکی از بی نظمی توزیع اتمها در ماده آلیاژی است. شکل (۱-۲) طرحی از توزیع خوشه ای اتمهای N در ترکیب های نیتروژندار رقیق GaAsN و InGaAsN ارائه شده توسط سوزکی و همکاران [۲۶] را نشان می دهد.

1- Random Alloy
2- Clusters



(الف) GaAsN

(ب) InGaAsN

شکل (۲-۱): طرحی ساده از توزیع نیتروژن در (الف) GaAsN و (ب) InGaAsN [۲۶].

بی نظمی توزیع اتمهای نیتروژن در این ماده می تواند ناشی از دو عامل باشد: ۱- کوچک بودن اندازه شعاع اتمهای نیتروژن (۰/۰۶۸ nm) نسبت به اتمهای As (۰/۱۲۱ nm)؛ و ۲- الکترونگاتیویته بالای اتم نیتروژن (۳/۰۴) در مقایسه با اتمهای As (۲/۱۸) [۲۷-۳۰].

این عوامل که منشا اصلی بزرگی پارامتر خمش در این ترکیبات می باشد می تواند به تغییر قابل ملاحظه در گاف نواری این مواد منجر گردد، برای مثال با توجه به گزارش محققین، با ورود تنها ۱٪ کسر مولی نیتروژن به نیمرسانای GaAs، کاهشی به میزان ۰/۱۸ eV در مقدار گاف نواری مشاهده شده است [۱، ۷ و ۲۹]. نکته جالب ذکر آنکه اگر چه در ترکیب $GaAs_{1-x}N_x$ با اضافه شدن نیتروژن گاف نواری ابتدا و در مقادیر پایین رو به کاهش می گذرد، لکن با افزایش بیشتر نیتروژن ($x > 40\%$) گاف نواری ماده حاصل بمرور رو به افزایش می رود [۸]. این در حالی است که در سایر مواد گاف نواری از روند بخصوصی که غالباً با تقریب خوبی از قانون وگارد پیروی می کند تغییر می یابد.

در ادامه به اختصار بر نظریه های موجود در خصوص ساختار نواری در این نیمرساناها می

پردازیم.

۲-۲ ساختار نواری در نیمرساناهای نیتروژندار رقیق. مدل برهمکنش تقاطع

نواری (BAC) و مدل $k.p$

یکی از روشهای شناخته شده در توصیف رفتار ساختار نواری و به ویژه گاف نواری در ترکیب آلیاژهای نیتروژندار رقیق، مدل برهمکنش تقاطع نواری (BAC) است که توسط شان و همکارانش معرفی شده است [۱۴]. در این مدل اتم نیتروژن تراز ناراستی E_d را که در فضای حقیقی جایگزیده^۲ و در فضای تکانه گسترده^۳ می باشد، در بالای نوار رسانش ایجاد می کند. در نیمرسانای GaAsN مکان ترازهای نیتروژن، 0.23 eV بالاتر از لبه نوار رسانش GaAs ذکر شده است [۸]. بر اثر برهمکنش این تراز و نوار رسانش GaAs، ترازهای انرژی یکدیگر را دفع کرده، سبب تشکیل زیر نوارهای E_+ و E_- می شوند که همین امر موجب کاهش گاف نواری می گردد. موقعیت انرژی نوارهای جدید E_+ و E_- از معادله زیر بدست می آید:

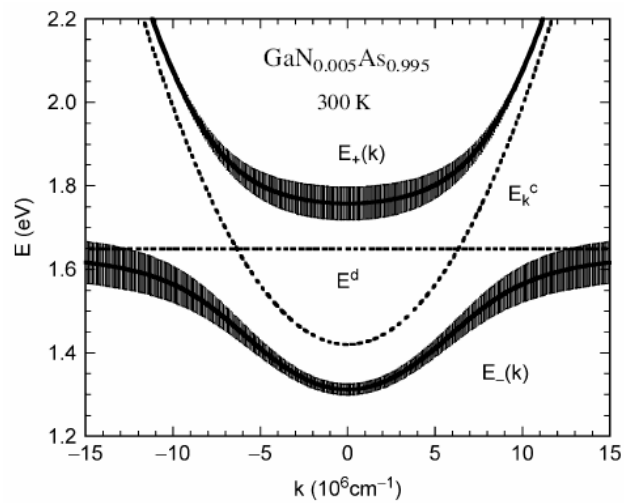
$$E_{\pm}(k) = \frac{1}{2} \{ [E_M(k) + E_N] \pm \sqrt{(E_N - E_M(k))^2 + 4xV_{NM}^2} \} \quad (3-2)$$

به طوری که E_N انرژی حالتی نیتروژنی جایگزیده، $E_M(k)$ انرژی نوار رسانش میزبان، V_{NM} پارامتر جفت شدگی^۴ و x کسر مولی نیتروژن هستند. مقادیر مربوط به این کمیتها در نیمرساناهای GaAsN و InGaAsN در جدول (۲-۲) آمده اند. شکل (۲-۲) نتایج وابسته به مدل BAC را در این نیمرساناها نشان می دهد.

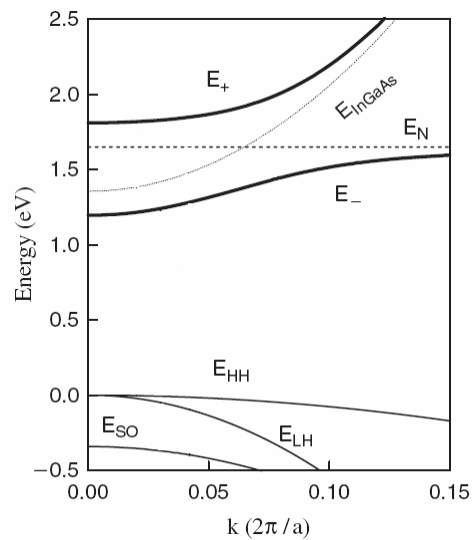
1- Defect level
2- Localized
3- Expanded
4-Coupling parameter

جدول (۲-۲): کمیت‌های معرفی شده در معادله (۲-۳) مربوط به بعضی از نیم‌رساناهای نیتروژندار رقیق [۱۲ و ۳۱].

نیم‌رسانای نیتروژندار رقیق	E_N (eV)	V_{NM} (eV)
GaAsN	۱/۶۵	۲/۷
InAsN	۱/۴۴	۲/۰
GaPN	۲/۱۸	۲/۰۵



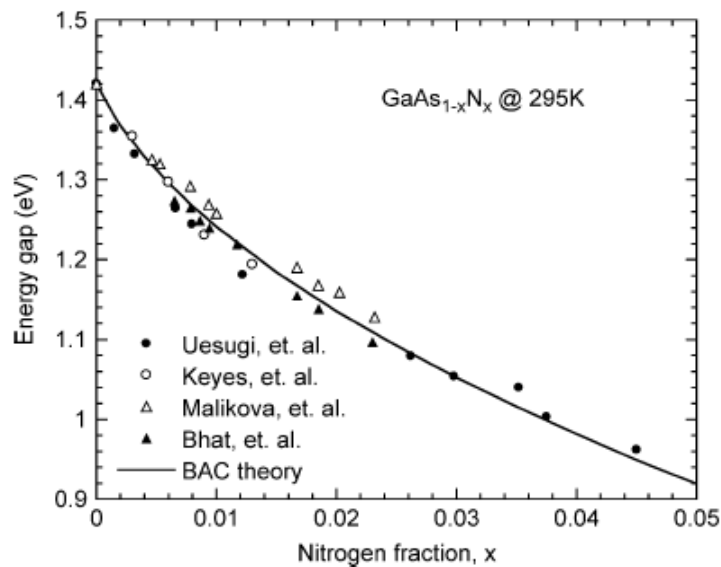
(الف)



(ب)

شکل (۲-۲): شکافتگی نوار رسانش مربوط به پیش بینی مدل BAC در (الف) $\text{GaAsN}_{0.005}$ و (ب) $\text{In}_{0.04}\text{GaAsN}_{0.01}$ [۳۱ و ۸].

شکل (۳-۲) نتایج تجربی مربوط به گاف نواری ترکیب $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ را در دمای اتاق برحسب کسر مولی نیتروژن در نمونه های پژوهشگران مختلف [۳۲-۳۵] به همراه پیش بینی مدل BAC نشان می دهد. این تصویر گواه آن است که پیش بینی وابسته به این نظریه انطباق بسیار خوبی با داده های تجربی دارد.



شکل (۳-۲): تطابق مدل BAC (خط توپر) با داده های تجربی مربوط به تغییرات گاف نواری بر حسب ترکیب نیتروژن در GaAsN [۳۲-۳۵].

مدل BAC انگیزه ای برای توسعه مدل $k.p$ شد [۳۶ و ۳۷]. تئوری $k.p$ توزیع نوارها را در یک بردار موج کوچک k ، دقیقاً توصیف می کند. این روش بطور وسیعی برای مطالعه ساختارهای چاه کوانتومی و آلیاژهای نیم رسانای III-V به کار گرفته می شود. روشهای ۶ نواری و ۸ نواری $k.p$ برای توصیف جفت شدگی بین حالت های نوار ظرفیت و نوار رسانش استفاده می شود. در روش $k.p$ با ۱۰ نوار، برهم کنش بین حالت های اسپینی که بوسیله نیتروژن ایجاد شده اند و نوار رسانش (آن گونه که در مدل BAC مطرح شد) در نظر گرفته می شود. روش ۱۰ نواری $k.p$ یک توصیف دقیق از حالت های انرژی در چاه های کوانتومی GaAsN ارائه می دهد [۲۸].

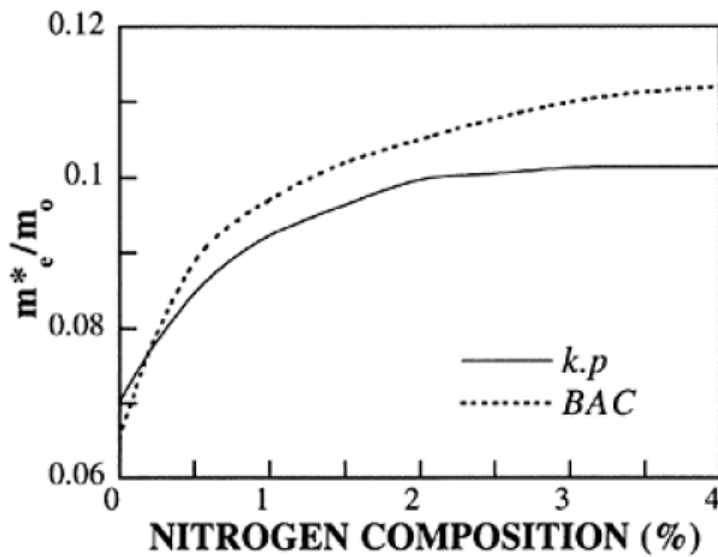
۲-۳ جرم موثر الکترون

جرم موثر حامله‌های بار یکی از مهمترین پارامترها در یک نیم‌رساناست که در بزرگی تحرک پذیری حاملها تاثیر بسزایی دارد که به نوبه خود نقش ویژه‌ای در قطعات الکترونیکی و اپتوالکترونیکی ایفا می‌نماید.

همانطور که گفته شد، حضور اتمهای نیتروژن در نیم‌رساناهای نیتروژندار رقیق III-N-V، عمدتاً سبب اختلال در نوار رسانش شده و در نتیجه انتظار می‌رود این اختلال بر جرم موثر الکترونها نوار رسانش تاثیر بگذارد. با توجه به معادله (۲-۳) مدل BAC یک عبارت ساده برای جرم موثر الکترون‌ها در نوار رسانش بدست می‌دهد:

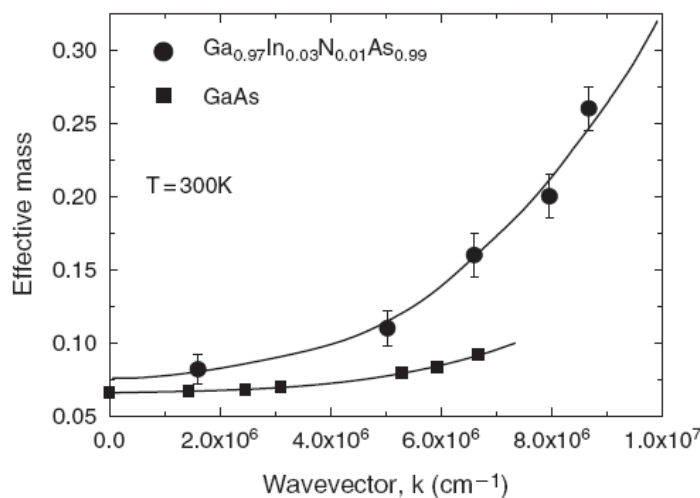
$$m^* = m_M \left(1 + \frac{xV_{NM}^2}{(E_N - E_-)^2} \right) \quad (۲-۴)$$

که در آن m_M جرم موثر الکترون در بلور میزبان است. شکل (۲-۴) پیش‌بینی تغییرات جرم موثر الکترون در $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ مبتنی بر مدل‌های BAC، معادله (۲-۴)، و نیز $k.p$ بر حسب تابعی از کسر مولی نیتروژن را نشان می‌دهد. بنابر پیش‌بینی این مدل‌ها، جرم موثر الکترونها تا حدود $x=1\%$ با آهنگی سریعتر نسبت به $1\% > x$ افزایش می‌یابد [۸]. اگر چه پیش‌بینی مدل BAC برای گاف نواری بسیار مناسب است، اما در پیش‌بینی دقیق جرم موثر حاملی چندان موفق نمی‌باشد. با وجود این در توجیه غیر سهمی بودن نوار رسانش و افزایش جرم موثر با نتایج تجربی سازگار است [۱۵، ۳۹ و ۴۰]. جرم موثر الکترونی در مدل محاسباتی $k.p$ برای x های کوچک (کوچکتر از 0.2% درصد) با در نظر گرفتن یک برهمکنش اضافی بین حالت‌های نواری و نوار کاملاً "غیرسهمی رسانش، مقداری قدری بیشتر از مدل BAC پیش‌بینی می‌کند [۸].



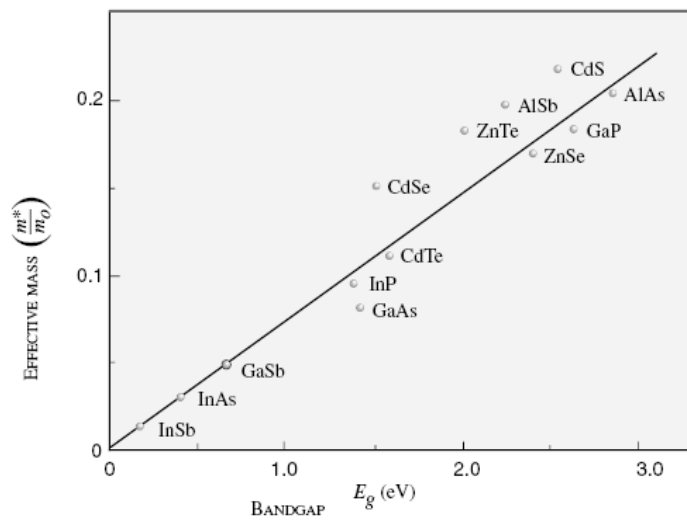
شکل (۲-۴): پیش بینی های مدل BAC و $k.p$ در مورد جرم موثر الکترون در $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ [۸].

شکل (۲-۵) جرم موثر الکترون را بر حسب بردار موج فرمی در GaAs و آلیاژ $\text{In}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ نشان می دهد. این نتایج حاکی از تطابق بسیار خوب بین داده های تجربی جرم موثر و مدل BAC بوده و علاوه بر این شاهد آهنگ کندتر افزایش جرم موثر در GaAs در مقایسه با نمونه ی ایندیوم دار هستیم. این امر می تواند ناشی از تفاوت انحنای منحنی E-k به ازای موقعیت های مختلف در منطقه اول بریلوئن در ساختار نواری این مواد (شکل ۲-۲) باشد.

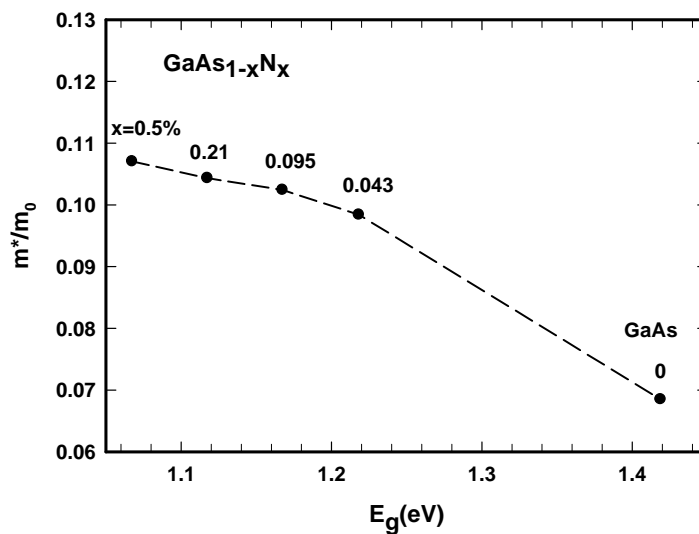


شکل (۲-۵): جرم موثر الکترون بر حسب بردار موج فرمی در آلیاژ InGaAsN و GaAs [۱۵ و ۳۱].

نکته جالب توجه آنکه در نیمرساناهای معمول، و نیز نیمرساناهای آلیاژی وابسته به آنها، نشانگر افزایش جرم موثر الکترونها با افزایش گاف نواری در این مواد می باشد [۱۰] (شکل ۲-۶)؛ اما در ترکیبات آلیاژی نیتروژندار رقیق مانند $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ این موضوع برقرار نبوده و با افزایش گاف نواری، جرم موثر الکترونی کاهش می یابد (شکل ۲-۷). این امر غالباً به اختلال نوار رسانش در این ماده نسبت داده می شود [۳۸].



شکل (۲-۶): تغییرات جرم موثر الکترون بر حسب گاف نواری در آلیاژهای نیمرسانای معمولی [۱۰].



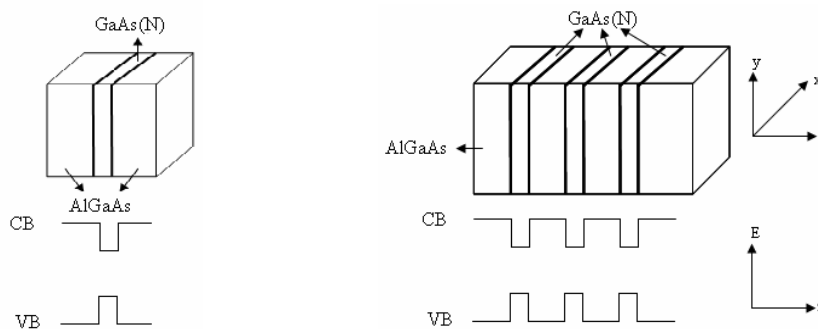
شکل (۲-۷): تغییرات جرم موثر در $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ بر حسب گاف نواری [۳۸].

فصل سوم

بررسی ساختار ناهمگون

۱-۳ آشنایی با ساختار ناهمگون

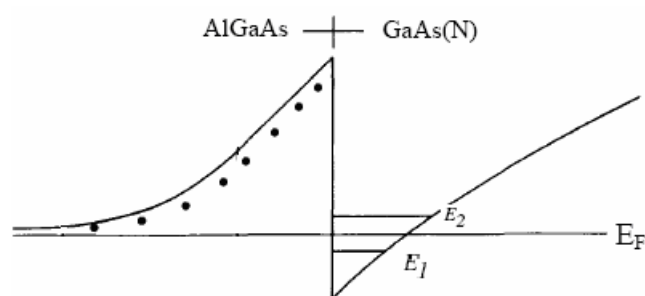
در طی چند دهه اخیر با توجه به پیشرفتهای صورت گرفته در روشهای رشد لایه های بلوری تحقیقات گسترده ای به منظور ارتقا کیفیت و کارایی قطعات نیمرسانا انجام شده است. بخش عمده ای از این تحقیقات، شامل تحقیقاتی است که در زمینه ساختارهای با ابعاد پایین صورت گرفته است. یکی از مهمترین کاربردهای رشد لایه های نیمرساناهای آلیاژی با روشهای روآراستی مانند MBE و MOCVD آن است که امکان ساخت لایه های بسیار نازک با کیفیت بلوری بالا را فراهم آورده و می توان یک لایه نازک بلورین را در مجاورت لایه هایی با گاف های نواری متفاوت رشد داد. یکی از ساختارهای مهم پس از ساختارهای همگون نیمرساناها (اتصالات p-n) ساختارهای ناهمگون است که از کنار هم قرارگیری دو نیمرسانا با گاف های نواری متفاوت تشکیل می شود. اساس ساختارهای وابسته به چاه های کوانتومی برگرفته از چینش لایه ها در ساختار های ناهمگون است. وقتی یک نیمرسانا با گاف نواری کوچکتر بین دو لایه نازک از نیمرسانای دیگر با گاف انرژی بزرگتر قرار گیرد یک چاه کوانتومی تشکیل خواهد شد. شکل (۱-۳) طرح شماتیکی از ساختار نواری و نحوه لایه نشانی را در یک چاه کوانتومی یگانه (SQW^1) و یک ساختار چاه کوانتومی چندگانه (MQW^2) نشان می دهد.



شکل (۱-۳): طرح شماتیکی از نحوه لایه نشانی و ساختار نواری در یک چاه کوانتومی یگانه و یک ساختار چاه کوانتومی چندگانه.

- 1- Single Quantum Well
- 2- Multiple Quantum Well

چاه پتانسیل یگانه شامل یک لایه خیلی نازک ($d \leq 100 \text{ \AA}$) از یک نیمرسانا است که بین دو لایه نازک از نیمرسانایی دیگر با گاف انرژی پهن تر و با ثابت شبکه مشابه قرار می گیرد. با رشد چندین لایه به صورت متناوب از چاه و سد ساختار چاه کوانتومی چندگانه حاصل می آید. به منظور مطالعه فیزیک این ساختارها ترکیب ساختاری AlGaAs آلاینده (به عنوان لایه های سد پتانسیل) و $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ (لایه چاه پتانسیل) را در نظر می گیریم. بر اثر کنار هم قرارگیری این لایه ها به علت بالاتر بودن مکان تراز فرمی در این لایه نسبت به موقعیت آن در لایه GaAsN ، بخشی از الکترونها آزاد در آن به لایه GaAsN انتقال یافته و میدانی در محل فصل مشترک به وجود می آید. حضور این میدان سبب خمیدگی نوار رسانش GaAsN در محل فصل مشترک شده و همین امر به ایجاد یک چاه پتانسیل مثلثی منجر می شود (شکل ۳-۲). الکترونها منتقل شده به این ناحیه در لایه نازکی در نزدیکی فصل مشترک GaAsN/AlGaAs درون چاه پتانسیل باقی می مانند. از آنجا که این الکترونها امکان حرکت خود را در امتداد عمود بر صفحه رشد از دست می دهند حرکت آنها به فضایی دو بعدی (همان صفحه رشد) محدود می گردد و به این ترتیب گاز الکترون دو بعدی (2DEG) در نزدیکی فصل مشترک ساختار ناهمگون GaAsN/AlGaAs شکل می گیرد.



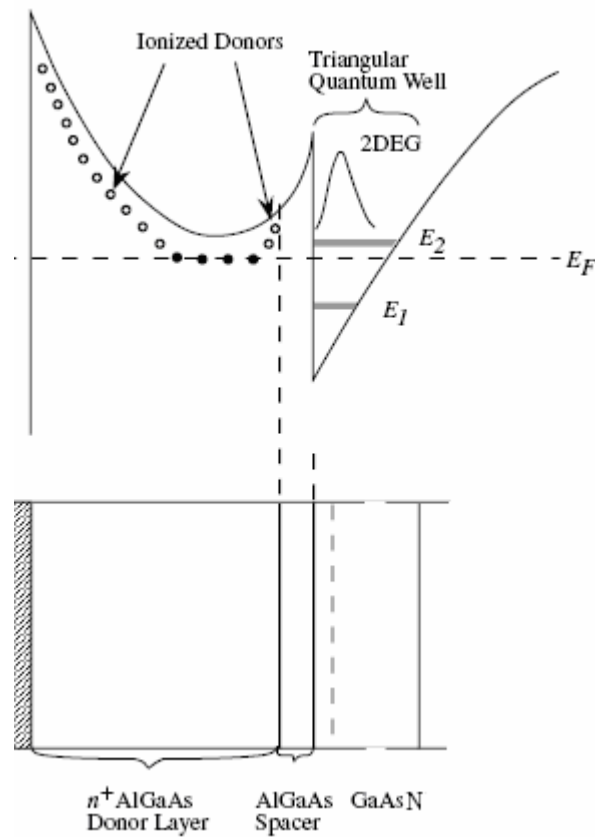
شکل (۳-۲): چاه کوانتومی مثلثی در محل فصل مشترک ساختار ناهمگون GaAsN/AlGaAs [۱۰].

در شرایط ایده ال انتظار می رود که در محل فصل مشترک هیچگونه نقص و دررفتگی بلوری وجود نداشته باشد. اما عملاً به علت نابرابری ثابتهای شبکه ای لایه ها در محل فصل مشترک تا چند

لایه اتمی نقایص و دررفتگیهای بلوری ظاهر می شوند. وجود این ناکاملی ها بر حرکت حاملهای جریان تاثیر گذاشته و تحرک آنها را کاهش می دهد.

با توجه به فیزیک نیمرساناها با آرایش این مواد توسط اتمهای ناخالصی می توان رسانندگی آنها را از طریق تغییر در تراکم حاملهای آزاد کنترل کرد. بدیهی است اضافه کردن اتمهای ناخالصی به نیمرسانا یکسری مسائل جانبی را به همراه خواهد آورد، به عنوان مثال اتمهای ناخالصی پتانسیل تناوبی بلور را دچار اغتشاش کرده و به عنوان مراکز پراکننده برای حاملها در نیمرسانا عمل می کنند. پراکنده شدن حاملها در محل اتم های ناخالصی، تحرک پذیری حاملها را محدود می کند؛ و به افت کارایی قطعه منجر می شود. یک ترفند مناسب برای رهایی از این مشکل، استفاده از تکنیک آرایش دادن لایه سد در ساختارهای ناهمگون می باشد. با استفاده از این تکنیک الکترونها از اتمهای ناخالصی یونیده در لایه سد جدا شده و به لایه چاه کوانتومی منتقل می شوند. این امر به دلیل پایینتر بودن لبه نوار رسانش در لایه چاه نسبت به لایه سد رخ می دهد. در این ساختارها غالبا با رشد لایه ای نازک و بدون آرایش از جنس لایه سد در حد فاصل لایه های چاه کوانتومی و سد به نام "لایه جداکننده"^۱ می توان پراکندگی ناخالصی های یونیده را به حداقل رسانید؛ این کار تحرک پذیری حاملها را شدیداً بهبود می بخشد. این شیوه امروزه در ترانزیستورهای MODFET^۲ به کار گرفته می شود (شکل ۳-۳).

1- Spacer Layer
2- Modulation Doped Field Effect Transistor



شکل (۳-۳): طرح شماتیکی از نحوه لایه نشانی و ساختار نواری در ساختار MODFET [۱۰].

۳-۲ پدیده حبس کوانتومی حاملها در شرایط دو بعدی

۳-۲-۱ ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مربعی

برای محاسبه ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی از مکانیک کوانتومی استفاده می شود. با در نظر گرفتن محور z در جهت رشد لایه ها می توان معادله شرودینگر را درون یک چاه کوانتومی مربعی به صورت زیر نوشت:

$$\left(\frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m^*} + V(z) \right) \psi = E \psi \quad (۱-۳)$$

که در آن E انرژی و ψ تابع موج الکترون درون چاه پتانسیل است. با حل این معادله و با در نظر گرفتن شرایط مرزی، ترازهای انرژی درون چاه پتانسیل به دست می آیند:

$$E_{xy} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (2-3)$$

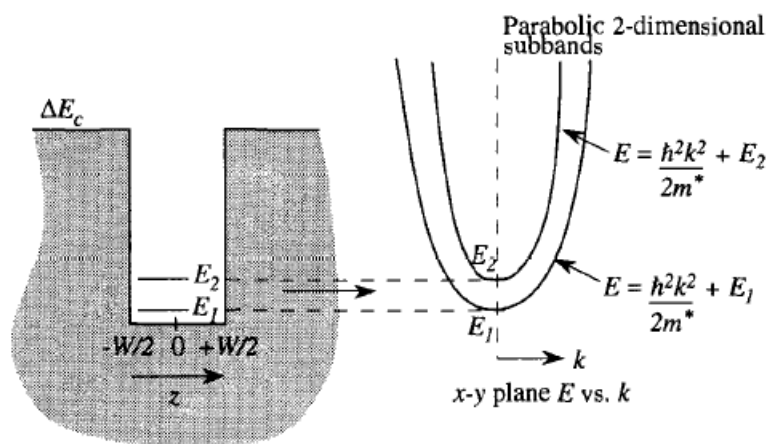
که k_x و k_y به ترتیب بردار موج الکترون در راستای محور x و y هستند. به این ترتیب انرژی کل الکترونها در هر تراز کوانتومی برابر خواهد بود با:

$$E = E_j + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (3-3)$$

که در آن j تراز چاه کوانتومی ($j = 1, 2, 3, \dots$) است، به طوری که در یک چاه کوانتومی مربعی بی نهایت E_j برابر است با:

$$E_j = \frac{\pi^2 \hbar^2 j^2}{2m^* W^2} \quad (4-3)$$

که در آن W عرض چاه کوانتومی است [۱۰] (شکل ۴-۳).



شکل (۴-۳): ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مربعی [۱۰].

۲-۲-۳ ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مثلثی

برای محاسبه ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی از مکانیک کوانتومی استفاده می شود. با

در نظر گرفتن محور z در جهت رشد لایه ها می توان معادله شرودینگر را درون چاه کوانتومی مثلثی

به صورت زیر نوشت:

$$\left(\frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m^*} + eFz \right) \psi = E \psi \quad (5-3)$$

که در آن F میدان الکتریکی، E انرژی و ψ تابع موج الکترون درون چاه پتانسیل است. با حل این معادله و با در نظر گرفتن شرایط مرزی، ترازهای انرژی درون چاه پتانسیل به دست می آید، همانند حالت چاه کوانتومی مربعی انرژی حاملها در صفحه رشد عبارت است از:

$$E_{xy} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (6-3)$$

و انرژی کل در هر تراز کوانتومی برابر خواهد بود با:

$$E = E_j + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (7-3)$$

به طوری که در یک چاه کوانتومی مثلثی بی نهایت مقدار E_j از رابطه:

$$E_j = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3\pi e F}{2} \left(j - \frac{1}{4} \right) \right)^{2/3} \quad j = 1, 2, \dots \quad (8-3)$$

قابل محاسبه است [۴۱].

۳-۲-۳ چگالی حالتها و چگالی الکترونها در چاه کوانتومی

یکی از کمیت‌های مهم و موثر در خواص الکتریکی و اپتیکی نیمرساناها که بر اثر کوانتیده شدن انرژی حاملها در جهت Z در چاه های کوانتومی تحت تاثیر قرار می گیرد چگالی حالات، $N(E)$ ، است. این کمیت به صورت تعداد حالت‌های قابل دسترس در واحد حجم در بازه واحد انرژی E تعریف می شود. در یک سیستم سه بعدی با فرض نوارهای سهمی شکل، چگالی حالت برای یک زیر نوار توسط رابطه:

$$N_{3D}(E) = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} E^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (9-3)$$

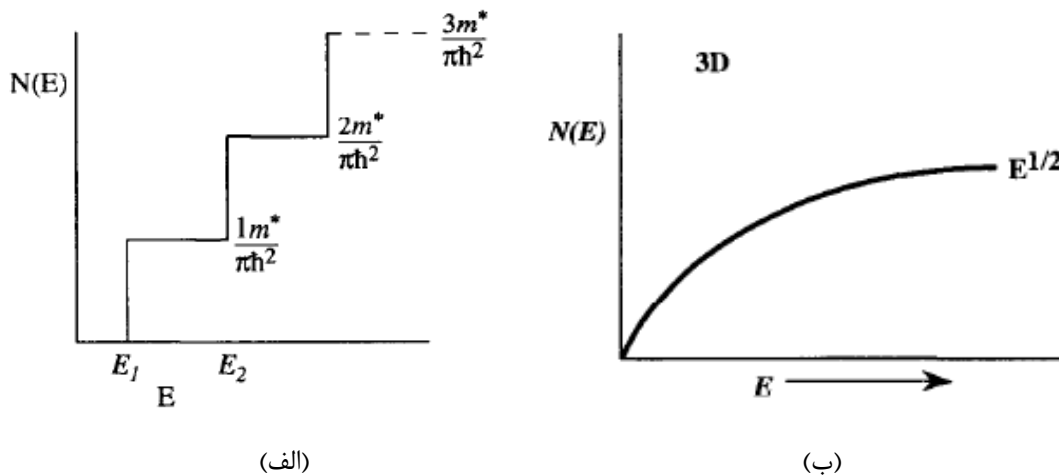
و برای یک سیستم دو بعدی از رابطه:

$$g(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (10-3)$$

بدست می آید. چنانچه پیداست در این حالت چگالی حالتها به انرژی بستگی ندارد. چگالی حالات کلی برای هر تراز انرژی مجاز انرژی E_j را می توان به صورت

$$N_{2D}(E) = j \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (11-3)$$

در نظر گرفت که به صورت پله ای تغییر پیدا می کند [۱۰]. شکل (۳-۵) نحوه تغییرات چگالی حالتها بر حسب انرژی را برای حاملهای آزاد در دو و سه بعد نشان می دهد.



شکل (۳-۵): رابطه چگالی حالتها با انرژی در ساختارهای (الف) دو بعدی و (ب) سه بعدی [۱۰].

در شرایط تعادل گرمایی الکترونها در نوار رسانش در محدوده ای از ترازهای انرژی مجاز توزیع می شوند. با توجه به اینکه الکترونها در زمره فرمیونها هستند آمار فرمی-دیراک بیانگر احتمال حضور آنها در انرژی E می باشد، این تابع به شکل زیر تعریف می شود [۴۲]:

$$\frac{n(E)}{N(E)} = f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (12-3)$$

که در آن $n(E)$ چگالی الکترونها با انرژی E در بازه واحد انرژی و E_F انرژی فرمی است. در $T=0K$ الکترونها در پایین ترین حالت های انرژی ممکن قرار دارند. در این حالت اگر $E < E_F$ باشد، احتمال

اشغال یک حالت کوانتومی ($f_F(E)$) برابر یک و اگر $E > E_F$ باشد احتمال اشغال حالتها برابر صفر خواهد بود. در صفر کلون همه حالتها تا زیر انرژی فرمی پر بوده و در دماهای بالاتر از صفر تراز فرمی به انرژی اطلاق می شود که در آن احتمال اشغال آن تراز توسط الکترونها برابر 0.5 است.

چگالی الکترونها را می توان به طور کلی با استفاده از رابطه:

$$n = \int N(E) f_F(E) dE \quad (13-3)$$

بدست آورد [۱۰]. با در نظر گرفتن رابطه (۱۱-۳) در ساختارهای دو بعدی چگالی الکترونها را می توان به صورت

$$n_{2D} = \int N_{2D}(E) f_F(E) dE \quad (14-3)$$

و یا

$$n_{2D} = \sum_j n_j \quad (15-3)$$

نوشت، به طوری که چگالی الکترونها در تراز j ام بوده و از رابطه زیر به دست می آید [۴۱]:

$$n_j = j \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \int_{E_j}^{\infty} f_F(E) dE = j \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_j}{k_B T} \right) \right] \quad (16-3)$$

هرگاه $E_F - E_j > k_B T$ باشد، می توان با صرف نظر کردن از ۱ در عبارت $\ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_j}{k_B T} \right) \right]$ رابطه

(۱۶-۳) را به صورت ساده تر نوشت:

$$n_{2D} = \sum_j n_j = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_j j (E_F - E_j) \Theta(E_F - E_j) \quad (17-3)$$

در محدوده دمایی نزدیک به صفر کلون هرگاه $E_j > E_F$ باشد، یعنی تراز انرژی j ام بالاتر از تراز انرژی فرمی باشد، تابع $\Theta(E_F - E_j)$ برابر صفر و در صورتی که $E_j < E_F$ باشد تابع مزبور برابر یک خواهد بود

[۴۱].

اگر الکترونها تنها تراز اول انرژی در چاه کوانتومی را اشغال کنند (شکل ۳-۳)، آنگاه می توان با توجه به رابطه (۳-۱۶) اختلاف انرژی تراز فرمی با تراز اول انرژی در چاه کوانتومی را به صورت زیر نوشت [۱۰]:

$$E_F - E_1 = k_B T \ln \left(\exp \left(\frac{n_{2D} \pi \hbar^2}{m^* k_B T} \right) - 1 \right) \quad (۳-۱۸)$$

۳-۳ اثر فوتو رسانش پایدار^۱

در عمل، یک بلور همیشه دارای ساختار بلوری کامل نیست و خواسته یا ناخواسته دارای نواقصی به صورت تهی جاها، دررفتگیها و یا قرار گرفتن اتمی در موقعیت اتم دیگر خواهد بود. تمامی نواقص و ناخالصی ها را می توان به دو گروه تقسیم کرد: (۱) نواقص و ناخالصی های کم عمق و غیر جایگزیده؛ (۲) نواقص و ناخالصی های عمیق و بشدت جایگزیده [۱۰].

زمانی که اتم های ناخالصی دهنده Si جایگزین اتمهای گروه III شود، تابع موج الکترونی وابسته به این اتمها جایگزیده نیست و اغلب تراز آنها در نزدیکی لبه نوار رسانش تشکیل می شود. در این حالت الکترون اضافی Si به عنوان الکترون آزاد در نوار رسانش عمل می کند. حال اگر اتمهای ناخالصی Si جایگزین اتمهای گروه III نشود و در جای دیگری از شبکه بلوری قرار گیرد، در این صورت تابع موج الکترونی وابسته به این اتمها جایگزیده بوده و اغلب تراز آنها در وسط گاف نواری تشکیل می شود. در این حالت الکترون اضافی Si در این تراز عمیق به دام افتاده و نمی تواند به عنوان الکترون آزاد در نوار رسانش عمل کند. با استفاده از یک دیود نوری که انرژی نوری آن کمتر از انرژی گاف نواری است، این الکترونهای به دام افتاده به نوار رسانش برانگیخته می شوند و می توانند در رسانش شرکت کنند. با استفاده از این روش تراکم الکترونهای آزاد و دهنده های یونیده افزایش می یابد. زمانی که در دماهای پایین دیود نوری خاموش می شود، سد پتانسیل موضعی اطراف اتمهای

1- Persistent Photoconductivity Effect

دهنده در تراز عمیق مانع بازترکیب دوباره الکترونها با اتمهای یونیده می شود [۴۳]. در این حالت تراکم حاملها به مدت طولانی افزایش می یابد. بنابراین اثر فوتو رسانش پایدار به پدیده ای مربوط می شود که در آن نوردهی باعث افزایش در رسانندگی نمونه برای مدت زمانی طولانی می شود، که این مدت زمان می تواند در حدود ساعت ها یا حتی روزها باشد [۴۴ و ۴۵].

فصل چهارم

نظریه ترابری حاملها در میدان ضعیف در ساختار

ناهمگون

۴-۱ مقدمه

در یک نیم‌رسانا در حالت تعادل گرمایی و در غیاب میدان الکتریکی خارجی، حاملهای بار با سرعت بالا به صورت کتره ای در تمام راستاها در حرکت بوده و با اتمهای شبکه و ناخالصیها برخورد می‌کنند. در این شرایط متوسط پویش آزاد هر حامل بار در یک دوره زمانی صفر خواهد بود. اما در صورت حضور یک میدان الکتریکی حاملها از میدان الکتریکی نیرو دریافت کرده و در فاصله میان دو برخورد در امتداد میدان شتاب می‌گیرند. بدین ترتیب یک مولفه سرعت اضافی به حرکت گرمایی اضافه می‌شود که سرعت سوق^۱ نام دارد. بزرگی این سرعت در حد میدانهای الکتریکی ضعیف با میدان الکتریکی متناسب است.

$$v_d \sim E \quad (۱-۴)$$

ثابت تناسب در این رابطه را تحرک^۲ حامل بار می‌نامند. بنابراین:

$$v_d = \mu \cdot E \quad (۲-۴)$$

بزرگی تحرک در یک شبکه بلوری به حضور سازوکارهای مختلف که در پراکندگی حاملها موثرند بستگی دارد. با شناخت این سازوکارها و تاثیر آنها در بازه های دمایی گوناگون در نمونه های مختلف که در شرایط متفاوتی رشد پیدا کرده اند می‌توان به شرایط بهینه رشد بلور مورد نظر پی برد. به لحاظ میکروسکوپی، تحرک حاملها (μ) با جرم موثر حاملی (m^*) مورد نظر و زمان میانگین بین دو برخورد متوالی (τ) در ارتباط است به طوری که:

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (۳-۴)$$

برای احتمال پراکندگی (P) می‌توان نوشت:

$$P = \frac{1}{\tau} \quad (۴-۴)$$

1-Drift velocity
2-Mobility

این به معنای آن است که هرچه زمان میانگین بین برخوردها کوچکتر باشد، احتمال پراکندگی بیشتر است. اگر احتمال هر پراکندگی را مستقل از احتمال پراکندگی های دیگر در نظر بگیریم، در این صورت احتمال پراکندگی کل حاصل جمع احتمال وقوع سازوکارهای پراکندگی مختلف خواهد بود [۱۰]. در این صورت:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots \quad (۵-۴)$$

و یا:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots \quad (۶-۴)$$

به این ترتیب، با توجه به رابطه (۴-۳) خواهیم داشت:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \frac{1}{\mu_3} + \dots \quad (۷-۴)$$

که رابطه اخیر به قاعده ماتیسسن^۱ معروف است.

ما در این پایان نامه به چند عامل مهم از سازوکارهای پراکندگی که تاثیر بیشتری بر تحرک حاملها در شرایط دو بعدی در مواد نیتروژندار رقیق دارند، می پردازیم. از جمله این پراکندگی ها می توان به پراکندگی های ذاتی شامل پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیکی^۲، پیزوالکتریکی^۳، فونونهای قطبی-نوری^۴ و پراکندگی های غیر ذاتی شامل پراکندگیهای وابسته به ناخالصیهای یونیده در داخل لایه سد^۵ و بار فصل مشترک^۶ و پراکندگی از دررفتگی ها^۷ و نیز پراکندگی های آلیاژکتره ای^۸ و خوشه ای^۹ اشاره کرد.

-
- 1-Matthiessen rule
 - 2-Acoustic deformation potential scattering
 - 3- Piezoelectric scattering
 - 4- Polar-optical phonon (LO) scattering
 - 5- Ionized impurity scattering due to remote donors
 - 6- Ionized impurity scattering due to interface charges
 - 7- Dislocation scattering
 - 8- Random alloy scattering
 - 9- Cluster alloy scattering

۲-۴ فرایندهای ذاتی پراکندگی حاملها

۱-۲-۴ پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک

مقدار تحرک گاز الکترون دو بعدی بر اثر این سازوکار پراکندگی به صورت زیر با دما تغییر

می کند [۴۶]:

$$\mu_{dp}(T) = \frac{e\hbar^3 \rho u_l^2 L}{m^{*2} E_d^2 k_B T} \quad (۸-۴)$$

که در آن ρ چگالی بلور، u_l سرعت فونون آکوستیک طولی، m^* جرم موثر الکترون، E_d پتانسیل تغییر شکل^۱ و L عرض چاه کوانتومی می باشد. در ساختار ناهمگون GaAsN/AlGaAs عرض چاه کوانتومی مثلی به طور تقریب با رابطه زیر داده می شود [۴۷]:

$$L = 2 \times \left(\frac{n_{2DEG}}{10^{12} \text{ cm}^{-2}} \right)^{-\frac{1}{3}} \times 55 \text{ \AA} \quad (۹-۴)$$

بطوریکه n_{2DEG} چگالی گاز الکترون دو بعدی است.

۲-۲-۴ پراکندگی پیزوالکتریک

در مواد قطبی و در انرژیهای کم، قویترین برهمکنش با فونونهای آکوستیکی توسط اثر

پیزوالکتریک صورت می گیرد. در دماهای متوسط تحرک گاز الکترون دو بعدی محدود شده با

پراکندگی پیزوالکتریک با فرمول زیر داده می شود [۴۸]:

$$\mu_{pe}(T) = \frac{\pi k_F E_d^2}{Le^2 h_{14}^2} \left[\frac{9}{32} + \frac{13}{32} \left(\frac{u_l}{u_t} \right)^2 \frac{I_A(\gamma_t)}{I_A(\gamma_l)} \right]^{-1} \mu_{dp}(T) \quad (۱۰-۴)$$

که در آن h_{14} ثابت پیزوالکتریک، u_t سرعت فونون آکوستیک عرضی و $(=2\pi n_{2DEG})^{1/2}$ بردار موج

سطح فرمی است و مقادیر $I_A(\gamma_l)$ و $I_A(\gamma_t)$ از روابط زیر حاصل می شوند:

1- Deformation potential

$$I_A(\gamma_t) = \left[\left(\frac{4\gamma_t}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (11-4)$$

$$I_A(\gamma_l) = \left[\left(\frac{4\gamma_l}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (12-4)$$

بطوریکه

$$\gamma_t = \frac{2\hbar u_l k_F}{k_B T} \quad (13-4)$$

$$\gamma_l = \frac{2\hbar u_l k_F}{k_B T} \quad (14-4)$$

۳-۲-۴ پراکندگی فونونهای قطبی-نوری

ریدلی [۴۹] تحرک محدود شده بوسیله پراکندگی فونونهای قطبی-نوری (پراکندگی غالب

در دماهای بالا) را به صورت فرمول زیر ارائه داده است:

$$\mu_{pop}(T) = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_p\hbar^2}{e\omega m^* L} [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1] \quad (15-4)$$

که در آن

$$\frac{1}{\varepsilon_p} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \quad (16-4)$$

در این فرمول ε_s ثابت دی الکتریک بلور در فرکانسهای پایین و ε_∞ ثابت دی الکتریک بلور در

فرکانسهای بالا است. انرژی فونون های اپتیکی قطبی $\hbar\omega$ برای Ga(In)NAs برابر با ۳۶ meV گزارش

شده است [۵۰].

۳-۴ فرایندهای غیرذاتی پراکندگی حاملها

۱-۳-۴ پراکندگی وابسته به ناخالصیهای یونیده در داخل لایه سد

این سازوکار پراکندگی ناشی از تاثیر ناخالصی های بخشنده یونیده در لایه سد بر حرکت الکترونها در لایه چاه است. این سازوکار عمدتاً در دماهای پایین بر تحرک گاز الکترون دو بعدی تاثیر می گذارد. تحرک محدود شده با این سازوکار به کمک فرمول زیر قابل پیش بینی است [۴۷]:

$$\mu_{remote} = \frac{64\pi\hbar^3 k_F^3 \epsilon_0^2 \epsilon_s^2 S_0^2}{e^3 m^{*2} N_d} \left(\frac{1}{L_0^2} - \frac{1}{LM_0^2} \right)^{-1} \quad (17-4)$$

که در آن N_d چگالی ناخالصی های دهنده در لایه سد و S_0 تابع پوشش به صورت [۵۱]:

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon_0 \epsilon_s \hbar^2} \quad (18-4)$$

تعریف می شود.

سایر کمیت‌های معرفی شده در معادله (۱۷-۴) به صورت روابط زیر تعریف می شوند:

$$L_0 = d_0 + \frac{L}{2} \quad (19-4)$$

$$LM_0 = L_0 + d_1 \quad (20-4)$$

که در آن d_0 عرض لایه جداکننده و $d_1 (= n_{2DEG}/N_d)$ عرض لایه تهی است.

۲-۳-۴ پراکندگی وابسته به ناخالصیهای یونیده بار فصل مشترک

این سازوکار پراکندگی ناشی از برهمکنش الکترونها با ناخالصی های یونیده در فصل مشترک ساختار ناهمگون است و غالباً در دماهای پایین بر تحرک حاملها تاثیر می گذارد. تحرک محدود شده بر اثر این سازوکار به صورت زیر توصیف می شود [۵۲]:

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

که N_{bi} چگالی ناخالصیها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون است و I_B برابر با:

$$I_B = \int_0^{\pi} \frac{\sin(\varphi)}{\left[2\sin(\varphi) + \frac{S_0}{k_F}\right]^2} d\varphi \quad (22-4)$$

۳-۳-۴ پراکندگی از دررفتگی ها

همانگونه که در بخشهای گذشته گفته شد، به علت اختلاف ثابت شبکه لایه های مجاور، شبکه بلوری از حالت منظم خود خارج شده و ناراستیهای بلند برد که غالباً به دررفتگیها موسوم اند، تشکیل می شوند. این ناراستیها خود می توانند سبب پراکندگی حاملها از مسیرشان شده و یا باعث تله اندازی آنها شوند.

تحرك محدود شده بر اثر این سازوکار که در دماهای پایین غالب است با رابطه زیر داده می شود [۴۱] و [۵۳]:

$$\mu_{dis} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 \epsilon_s^2 \hbar^3 k_F^4 c^2}{e^3 m^* N_{dis} I_t} \quad (23-4)$$

که در آن N_{dis} چگالی دررفتگیها در واحد سطح، c ثابت شبکه بلور لایه چاه کوانتومی است. این کمیت در مواد آلیاژی از قانون وگارد به صورت:

$$c_{GaAsN} = x a_{GaN} + (1-x) a_{GaAs} \quad (24-4)$$

پیروی می کند. I_t در این رابطه از محاسبه عبارت

$$I_t = \frac{1}{2} \xi^2 \int_0^1 \frac{1}{(1 + \xi^2 u^2) \sqrt{1-u^2}} du \quad (25-4)$$

حاصل می شود که در آن $\xi (= 2k_F/q_{TF})$ کمیتی بدون بعد بوده و در آن $q_{TF} (= 2/a_B)$ بردار موج فرمی-توماس و $a_B (= \epsilon_s \epsilon_0 \hbar^2 / \pi e^2 m^*)$ شعاع موثر بوهر می باشد.

۴-۳-۴ پراکندگی آلیاژ کتره ای

در مواد نیتروژندار رقیق و بخصوص GaNAs، یافتن مدل پیشرفته و کاملی برای یک آلیاژ بلور کتره ای کار دشواری است، بویژه آنکه وجود اتمهای نیتروژن موجب اختلال بزرگی در ساختار نواری می گردد که این امر پراکندگی قوی الکترونی را به دنبال دارد.

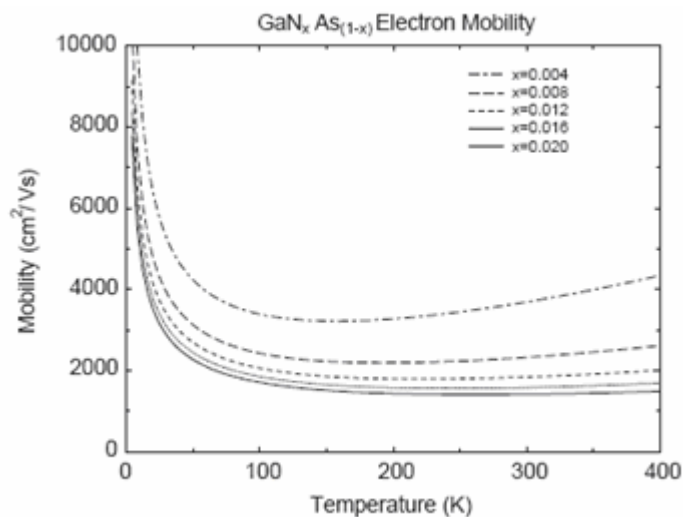
با استفاده از فرمولبندی های مربوط، تحرک حاملها با رابطه ی زیر مشخص می گردد [۵۴]:

$$\mu_{rand} = \frac{4\pi}{\sqrt{3}} \frac{e\hbar^4}{m^{*5/2} (k_B T)^{1/2} (\partial E/\partial x)^2 a_0^3 x} \quad (۲۶-۴)$$

که در آن a_0 ثابت شبکه بلوری میزبان و $(\partial E/\partial x)$ تغییرات لبه ی گاف نواری بر حسب غلظت نیتروژن می باشد که با رابطه زیر داده می شود [۳۱]:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{1}{2} \left\{ \alpha + \frac{\alpha(E_N - E_M) + 2V_{NM}^2}{[(E_N - E_M)^2 + 4V_{NM}^2 x]^{1/2}} \right\} \quad (۲۷-۴)$$

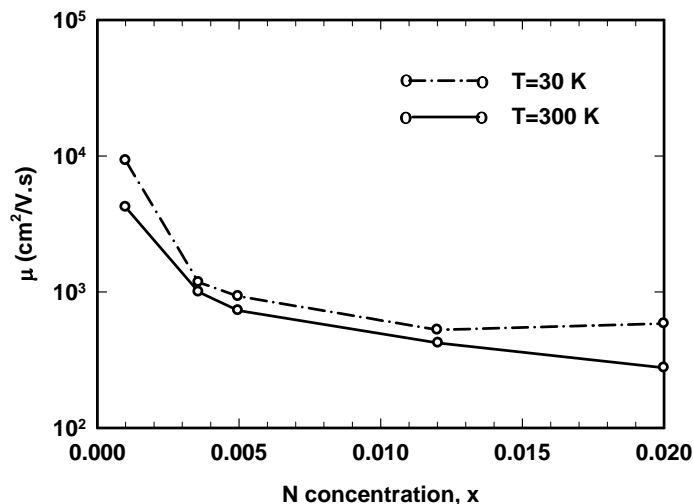
که در آن E_M گاف نواری ماده میزبان و $\alpha = -1/45 \text{ eV}$ می باشد. شکل (۴-۱) محاسبات نظری فاهی و همکاران [۵۴] را به ازای مقادیر مختلف x نشان می دهد.



شکل (۴-۱): وابستگی دمایی تحرک الکترونی محاسبه شده به صورت نظری در نیمرسانای نیتروژندار رقیق GaN_xAs با x های متغییر [۵۴].

۴-۳-۵ پراکندگی آلیاژ خوشه ای

همانگونه که در فصل (۲) اشاره شد، حضور اتمهای N در شبکه بلوری GaAs لزوماً منجر به توزیع فضایی اتمها به صورت کتره ای نشده و در مناطق مختلف شبکه به صورت خوشه هایی تجمع می یابند. پراکندگی حاصل از این خوشه ها نخستین بار توسط فاهی و همکاران [۵۵] در ترکیب GaN_xAs محاسبه گردیده که نتایج آن در شکل (۲-۴) نشان داده شده است. این نتایج حاکی از آن است که تشکیل خوشه های نیتروژنی تا حد زیادی به کاهش تحرک الکترونی منجر می شود.



شکل (۲-۴): مقادیر نظری تحرک الکترونی حاصل از پراکندگی آلیاژ خوشه ای در GaN_xAs در بازه $0.001 < x < 0.02$ [۵۵].

۴-۳-۶ ترکیب انواع سازوکارهای پراکندگی به کمک قاعده ماتیسن

اکنون با توجه به شناخت سازوکارهای محدود کننده ی تحرک به طور جداگانه، می توان اثر

کلی این عوامل در حاملها را با توجه به قاعده ماتیسن (رابطه ۴-۷) پیدا کرد:

$$\frac{1}{\mu_{tot}(T)} = \frac{1}{\mu_{dp}(T)} + \frac{1}{\mu_{pe}(T)} + \frac{1}{\mu_{pop}(T)} + \frac{1}{\mu_{remote}(T)} + \frac{1}{\mu_{bi}(T)} + \frac{1}{\mu_{dis}(T)} + \frac{1}{\mu_{rand}(T)} + \frac{1}{\mu_{cl}(T)} \quad (28-4)$$

که سمت چپ این عبارت نشان دهنده ی پراکندگی کل و جملات سمت راست به ترتیب مربوط به سهم پراکندگیهای حاصل از پتانسیل تغییر شکل آکوستیک، فونونهای پیزوالکتریک، فونونهای قطبی-نوری، ناخالصیهای یونیده در داخل لایه سد، ناخالصیهای یونیده بار فصل مشترک، دررفتگی ها، آلیاژ کتره ای و آلیاژ خوشه ای است.

۴-۴ رسانش موازی^۱

در صورت عبور جریانی به چگالی J از ماده ای که تحت تاثیر میدان الکتریکی خارجی E قرار گرفته است می توان انتظار داشت بین این دو کمیت رابطه $E = \rho \cdot j$ برقرار باشد که در آن ρ را مقاومت ویژه نامیده می شود. با توجه به آرایش اثر هال به منظور تعیین تراکم حاملهای ذاتی در ماده هرگاه یک میدان مغناطیسی B_z عمود بر سطح نمونه اعمال شود، مقاومت ویژه به صورت یک کمیت تانسوری ρ_i به صورت

$$\rho_i = \begin{pmatrix} \rho_{0i} & \frac{B}{n_i e} \\ -\frac{B}{n_i e} & \rho_{0i} \end{pmatrix} \quad (۲۹-۴)$$

که در آن

$$\rho_{0i} = \frac{m_i^*}{n_i e^2 \tau_i} \quad (۳۰-۴)$$

در می آید که اندیس i می تواند نشان دهنده لایه های رسانشی مختلف (مثلا چاه کوانتومی و لایه سد) باشد [۵۶ و ۵۷]. در این حالت عناصر قطری تانسور مستقل از میدان مغناطیسی خواهد بود. به

این ترتیب، با توجه به اینکه رسانندگی معکوس مقاومت ویژه است و با تعریف $\omega_{c_i} = \frac{eB}{m_i^*}$ خواهیم

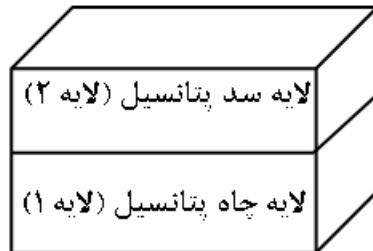
داشت:

1- Parallel conduction

$$\sigma = \frac{n_i e^2}{m_i^*} \begin{pmatrix} \frac{\tau_i}{1 + \omega_{c_i}^2 \tau_i^2} & \frac{-\omega_{c_i} \tau_i^2}{1 + \omega_{c_i}^2 \tau_i^2} \\ \frac{\omega_{c_i} \tau_i^2}{1 + \omega_{c_i}^2 \tau_i^2} & \frac{\tau_i}{1 + \omega_{c_i}^2 \tau_i^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_i & -A_i \\ A_i & D_i \end{pmatrix} \quad (31-4)$$

اکنون در یک سیستم لایه ای آلایش مدوله شده در صورتی که چاه کوانتومی را با اندیس ۱ و لایه آلایش یافته سد را با اندیس ۲ نشان دهیم (شکل ۳-۴) رسانندگی کل برابر خواهد بود با:

$$\sigma_{TOT} = \begin{pmatrix} (D_1 + D_2) & -(A_1 + A_2) \\ (A_1 + A_2) & (D_1 + D_2) \end{pmatrix} \quad (32-4)$$



شکل (۳-۴): طرح شماتیکی از دو لایه رسانش

می توان نشان داد:

$$\rho_{xx} = \frac{E_x}{j_x} = \frac{D_1 + D_2}{(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2} \quad (33-4)$$

$$\rho_{xy} = \frac{E_y}{j_x} = R_H B = \frac{-(A_1 + A_2)}{(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2} \quad (34-4)$$

به طوری که در شرایط میدان مغناطیسی پایین ($\omega_{c1} \tau_1 \ll 1$ و $\omega_{c2} \tau_2 \ll 1$)، معادلات فوق به صورت

زیر ساده می شوند:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{n_1 e \mu_1 + n_2 e \mu_2} \quad (35-4)$$

$$R_H = \frac{n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2}{e(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2} \quad (36-4)$$

بنابراین تراکم و تحرک الکترونی اندازه گیری شده در این سیستم با تراکم و تحرک در لایه گاز الکترون دو بعدی و لایه آلایش یافته سد به صورت زیر مرتبط خواهد بود:

$$n_H = \frac{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2}{n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2} \quad (37-4)$$

$$\mu_H = \frac{n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2}{n_1\mu_1 + n_2\mu_2} \quad (38-4)$$

در روابط فوق μ_1 ، n_2 و μ_2 به دما وابسته هستند. چنانچه می دانیم، در ساختارهای حجمی در دماهای پایین بر اثر پدیده انجماد حاملها تراکم الکترونی رو به کاهش می گذارد، در حالی که تراکم گاز الکترون دو بعدی (n_1) تا حد زیادی مستقل از دما بوده و پدیده انجماد حاملها در دمای پایین رخ نمی دهد. بنابراین در به کارگیری از معادلات ۴-۳۷ و ۴-۳۸ در دماهای پایین می توان از تقریبهای زیر استفاده کرد:

$$n_1 \gg n_2 \rightarrow \mu_H \approx \mu_1 \text{ و } n_H \approx n_1 \quad (39-4)$$

۴-۵ پارامترهای مادی GaAs

چنانچه در بخشهای قبلی این فصل دریافتیم، بزرگی تحرک پذیری وابسته به هریک از انواع سازوکارهای پراکندگی حاملها تابع پارامترهای ماده لایه مورد نظر می باشد. از آنجا که در نیمرساناهای نیتروژندار رقیق (موضوع اصلی بحث ما در این پایان نامه) که از جمله ترکیبات آلیاژی محسوب می شوند این پارامترها بندرت اندازه گیری شده است و با توجه به میزان ناچیز نیتروژن در آنها غالباً در نخستین تقریب در محاسبات مربوط به کمیتهای مختلف در آنها از پارامترهای مادی GaAs استفاده می شود. جدول (۴-۱) مقادیر این کمیتها را نشان می دهد. همچنین لازم به ذکر است که در محاسبه ثابت شبکه ترکیب GaN_xAs با استفاده از قانون وگارد (رابطه ۴-۲۴) ثابت شبکه GaN برابر ۴/۵ آنگستروم [۵۸] در نظر گرفته شده است.

جدول (۴-۱): پارامترهای مادی GaAs که در محاسبات مورد استفاده گرفته اند.

$\epsilon_{\infty} = 10/92$	ثابت دی الکتریک فرکانس بالا [۱۰]
$\epsilon_s = 12/9$	ثابت دی الکتریک فرکانس پایین [۱۰]
$\hbar\omega = 36 \text{ meV}$	انرژی فونونهای اپتیکی [۵۰].
$E_d = 7 \text{ eV}$	انرژی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک [۴۷]
$h_{14} = 1/2 \times 10^{-9} \text{ V/m}$	ثابت پیزوالکتریک [۴۷]
$u_l = 5/24 \times 10^5 \text{ cm/s}$	سرعت فونون آکوستیک طولی [۴۷]
$u_t = 3/07 \times 10^5 \text{ cm/s}$	سرعت فونون آکوستیک عرضی [۴۷]
$\rho = 5/36 \text{ g/cm}^3$	چگالی بلور [۴۷]
$a_0 = 5/653 \text{ \AA}$	ثابت شبکه GaAs [۱۰]

فصل پنجم

بررسی نظری داده های تجربی

در راستای بررسی خواص ترابری الکتريکی گاز الکترون دو بعدی (2DEG) در ساختارهای ناهمگون، تحقیقات بسیاری روی این ساختارها انجام شده است. در دهه اخير گزارشاتی مبتنی بر خواص الکتريکی در ساختار ناهمگون نیمرساناهای نیتروژندار رقیق (GaAsN/AlGaAs, InGaAsN/GaAs, ...) ارائه شده است. با توجه به نتایج گزارشات گوناگون [۵، ۱۷ و ۱۸] معلوم شده است که اصولاً رشد لایه های نیمرسانای نیتروژندار رقیق با کیفیت بلوری بالا بسیار دشوار است. علت این امر می تواند ناشی از وارد کردن نیتروژن به ترکیب پایه ای GaAs در دمای رشد پایین (حدود 500°C) باشد. همین امر می تواند عاملی برای کاهش کیفیت نمونه رشد یافته باشد.

هدف ما در این فصل بررسی نظری خواص ترابری الکتريکی گاز الکترون دو بعدی در ساختارهای ناهمگون مختلف در مواد نیمرسانای نیتروژندار رقیق است. نمونه های مورد نظر ما با روش ها و شرایط مختلف رشد داده شده اند. بررسی ما در این فصل مبتنی بر تجزیه و تحلیل داده های تجربی وابسته به تراکم و تحرک الکترونی گزارش شده و شناخت عوامل موثر بر این کمیتهاست.

۵-۱ بررسی ترابری الکترونی در چاه های کوانتومی مربعی ساختارهای ناهمگون

نیتروژندار رقیق ایندیوم دار InGaAsN/GaAs

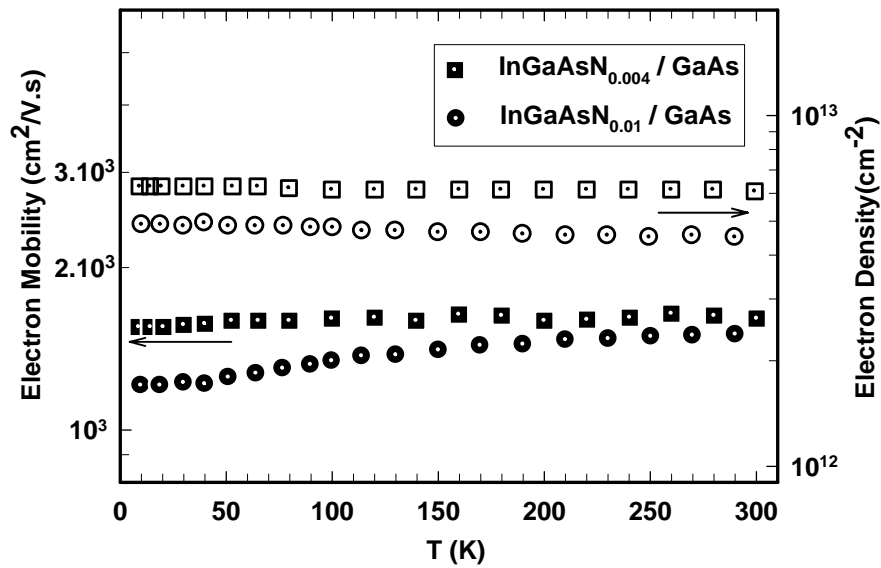
برای بررسی تغییرات خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی در ساختار $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{1-x}\text{N}_x/\text{GaAs}$ با تغییر کسر مولی نیتروژن (x) از نمونه های سان و همکاران [۵۹] استفاده کرده ایم. این نمونه ها به روش MOVPE بر روی زیر لایه ی GaAs رشد یافته اند. در این نمونه ها مقدار کسر مولی نیتروژن در لایه چاه کوانتومی مربعی با ترکیب $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{1-x}\text{N}_x$ برابر ۰/۴٪ و ۱٪ می باشد. شکل (۵-۱) طرح ساده ای از ساختار لایه ای این نمونه ها را نشان می دهد. چنانچه پیداست این ساختارها در بخش مرکزی مشتمل بر سه چاه کوانتومی به عرض ۷ نانومتر از ماده $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{1-x}\text{N}_x$ با کسرهای مولی نیتروژنی مختلف (۰/۴ و ۱ درصد) است که با لایه ای از GaAs (سد پتانسیل) به ضخامت ۲۰ نانومتر که با ناخالصی Si به مقداری در حدود $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

آلایش شده اند تشکیل شده است. در این ساختار به منظور کاهش اثر پراکندگی ناشی از ناخالصی های آلایش شده در لایه سد بر الکترونیهای آزاد در داخل چاه از لایه ای آلایش نشده از GaAs به عنوان لایه جداکننده به ضخامت ۵ نانومتر در مجاورت چاه استفاده شده است.

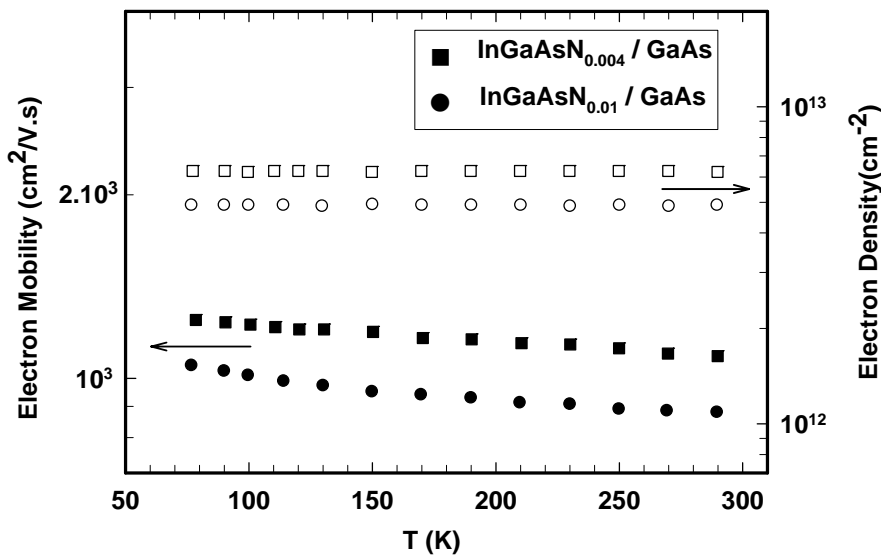
Material	Thickness (Å)	Doping (cm ⁻³)
GaAs (Cap)	500	Si(Be): 1x10 ¹⁸
GaAs (Barrier)	200	Si(Be): 1x10 ¹⁸
GaAs (Spacer)	50	UD
Ga _{1-x} In _x N _y As _{1-y} QW	70	UD
GaAs(Spacer)	50	UD
GaAs(Barrier)	200	Si(Be): 1x10 ¹⁸
GaAs (Buffer)	500	UD
Semi insulating GaAs Substrate		

شکل (۵-۱): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های سان و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت [۵۹].

شکل (۵-۲) داده های تجربی تراکم و تحرک الکترونی را در این نمونه ها در محدوده دمایی ۹ تا ۳۰۰ درجه کلوین با علائم مربع نقطه دار (x=۰/۴٪) و دایره نقطه دار (x=۱٪) نشان می دهد. همانگونه که در بخشهای گذشته گفته شد، در یک دمای متنهای بخشی از حاملهای آزاد در نوار رسانش لایه سد به درون چاه پتانسیل ریزش می کنند. در این شرایط هم لایه چاه و هم لایه سد امکان رسانندگی پیدا می کنند. در این شرایط به منظور مطالعه خواص ترابری الکتریکی در لایه نیتروژندار رقیق لازم است به نحوی تاثیر رسانندگی لایه سد را از داده های اندازه گیری شده حذف نمود. این کار با توجه به رخداد رسانندگی موازی که در بخش (۴-۴) تشریح شده است امکان پذیر می باشد. نتایج حاصل به صورت داده های مربعی (x=۰/۴٪) و دایره ای (x=۱٪) در شکل (۵-۳) نشان داده شده است [۱۷].



شکل (۵-۲): داده های تجربی تراکم و تحرک الکترونی در ساختار ناهمگون $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{1-x}\text{N}_x / \text{GaAs}$ با مقادیر $x=0.4\%$ (مربع نقطه دار) و $x=1\%$ (دایره نقطه دار) [۵۹].



شکل (۵-۳): بستگی دمایی تراکم و تحرک گاز الکترون دو بعدی در ساختار $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{1-x}\text{N}_x / \text{GaAs}$ با مقادیر $x=0.4\%$ (مربع ها) و $x=1\%$ (دایره ها) [۱۷].

چنانچه پیداست با افزایش تراکم نیتروژن در لایه ها هم تراکم و هم تحرک گاز الکترون دو بعدی کاسته شده است. این امر با توجه به مطالب فصول گذشته با توجه به نقش اتمهای نیتروژن امری قابل انتظار است. ما در ادامه به علل این تغییرات با جزئیات بیشتر می پردازیم.

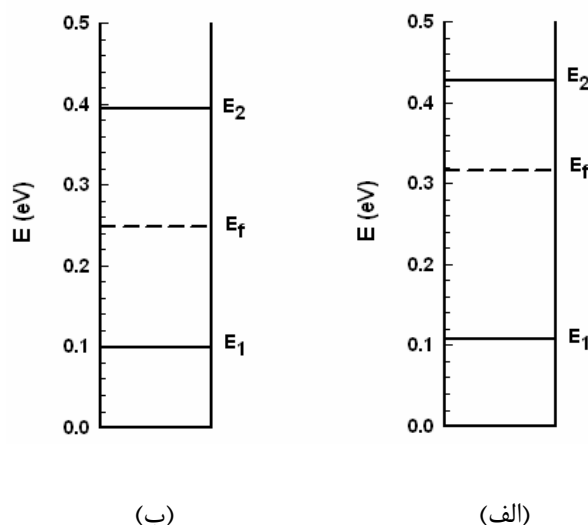
۵-۱-۱ تاثیر تراکم نیتروژن بر تراکم گاز الکترون دو بعدی

با توجه به داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه های مورد بررسی در شکل (۳-۵) ملاحظه می شود که تراکم گاز الکترونی با دقت خوبی در تمامی گستره دمایی مستقل از دما است که حاکی از حضور گاز الکترون دو بعدی در نواحی چاه پتانسیل (لایه های InGaAsN_x) در این ساختار می باشد. این پدیده متفاوت با رفتار گاز الکترونی در شرایط سه بعدی است که با کاهش دما فرایند انجماد حاملها روی داده و به سرعت از تراکم آنها کاسته می شود. داده ها همچنین نشانگر آن است که با افزایش تراکم نیتروژن در این لایه تراکم گاز الکترون دو بعدی از $6/27 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (در نمونه $x=0/4\%$) به $4/88 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (در نمونه $x=1\%$) کاهش پیدا کرده است. این کاهش حاکی از تشکیل مراکز اتمهای شبه پذیرنده (مراکز تله ای) بیشتر، وابسته به اتمهای نیتروژن، در این ترکیبات می باشد [۱۷ و ۱۸].

با توجه به مطالب ذکر شده در بخش (۳-۲-۳) می توان چگالی حالتها را در نخستین تراز چاه کوانتومی یافت و معادلات (۳-۴) و (۳-۱۸) به ترتیب ترازهای کوانتیده انرژی و حد فاصل تراز انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده انرژی در چاه پتانسیل را به دست می دهند. در این محاسبات به جرم موثر الکترون در نمونه هایی با میزان تراکم نیتروژن متفاوت ($x=0/4\%$ و $x=1\%$) نیاز می باشد. در نمونه های مذکور ($x=0/4\%$ و $x=1\%$) به ترتیب از مقادیر جرم موثر الکترونی گزارش شده [۱۷] $0/072m_0$ و $0/078m_0$ استفاده شده است. در اینجا m_0 جرم الکترون در خلا است. نتایج مربوط به این محاسبات در جدول (۵-۱) آمده است. به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و موقعیت تراز انرژی فرمی در شکل (۴-۵) نشان داده شده است. با توجه به موقعیت قرارگیری تراز فرمی و ترازهای E_1 و E_2 در این نمونه ها و مقایسه آن با بزرگی توزیع احتمال اشغال الکترونی وابسته به توزیع فرمی-دیراک در اطراف انرژی E_F که از مرتبه $k_B T$ می باشد، می توان دریافت که در دمای اتاق بخش عمده الکترونها در ترازهای ۱ و ۲ و در دماهای پایین عمدتاً در تراز پایه هستند.

جدول (۱-۵): محاسبات مربوط به تراز های کوانتیده انرژی و اختلاف تراز فرمی با تراز اول انرژی در نمونه های سان و همکاران.

InGaAsN _x /GaAs	n _{2DEG} (cm ⁻²)	N _{2D} (eV ⁻¹ cm ⁻²)	E ₁ (eV)	E ₂ (eV)	E _F -E ₁ (eV)
x = ۰/۴٪	۶/۲۷×۱۰ ^{۱۲}	۳×۱۰ ^{۱۳}	۰/۱۰۷	۰/۴۲۸	۰/۲۰۹
x = ۱٪	۴/۸۸×۱۰ ^{۱۲}	۳/۲۵×۱۰ ^{۱۳}	۰/۰۹۹	۰/۳۹۵	۰/۱۵



شکل (۴-۵): طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز انرژی فرمی در چاه کوانتومی مربعی با مقادیر کسر مولی نیتروژن (الف) x=۰/۴٪ و (ب) x=۱٪.

این نتایج حاکی از آن است که اگر چه عرض چاه در این دو مورد با هم یکی هستند، موقعیت ترازهای انرژی (E₁ و E₂) و همچنین E_F در شکل (۴-۵) قدری پایینتر از ترازهای انرژی شکل (۴-۵) (الف) است. علت این تغییرات می تواند بترتیب ناشی از تفاوت در جرم موثر الکترونی در این دو سیستم، و افزایش ترازهای بدام اندازنده الکترونی در گاف نواری به جهت افزایش کسر مولی نیتروژن باشد.

۲-۱-۵ تاثیر تراکم نیتروژن بر تحرک گاز الکترون دو بعدی

چنانچه از وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در این نمونه ها در شکل (۳-۵)

پیداست، در هر دو نمونه تغییرات دمایی تحرک الکترونها ضعیف بوده و با افزایش مقدار کسر مولی نیتروژن تحرک الکترونی کاهش یافته است. هدف ما در این بحث تحلیل کمی این داده ها و تفسیر دقیقتری از این رفتار است.

چنانچه در فصل سوم بیان شد، تحرک حاملها متأثر از عوامل گوناگون پراکندگی (ذاتی و غیر ذاتی) است. ما در محاسبات خود به منظور تحلیل این داده ها و شناخت میزان تاثیر هر کدام از عوامل پراکندگیها در رفتار کلی آنها از قاعده ماتیسن به صورت زیر

$$\frac{1}{\mu_{tot}} = \frac{1}{\mu_{phonons}} + \frac{1}{\mu_{dis}} + \frac{1}{\mu_{bi}} + \frac{1}{\mu_{rand}} + \frac{1}{b \cdot \mu_{cl}} \quad (1-5)$$

استفاده کرده ایم. در این معادله $\mu_{phonons}$ پراکندگی کلی وابسته به فونونها (معادلات ۴-۸، ۴-۱۰ و ۴-۱۵)، μ_{dis} پراکندگی دررفتگیها (معادله ۴-۲۳)، μ_{bi} پراکندگی ناخالصی های یونیده بار فصل مشترک (معادله ۴-۲۱)، μ_{rand} پراکندگی آلیاژ کتره ای (معادله ۴-۲۶) و μ_{cl} پراکندگی آلیاژ خوشه ای (بخش ۴-۳-۵) است. ضریب b در این معادله نشان دهنده ضریب تاثیر افزایشی و یا کاهشی پراکندگی آلیاژ خوشه ای در مقایسه با نتایج نظری پیش بینی شده در ماده نیتروژندار رقیق GaAsN است که در (بخش ۴-۳-۵) به آن اشاره شد. لازم به ذکر است که ما در به کارگیری سازوکار پراکندگی آلیاژ خوشه ای فرض کرده ایم که بتوان به ازای هر کسر مولی نیتروژن رقیق معین تحرک حاملی وابسته به این سازوکار بر حسب دما را با یک رابطه خطی تقریب زد. با توجه به متفاوت بودن ترکیب مادی چاه کوانتومی با وجود اتمهای ایندیوم به صورت $In_{0.3}Ga_{0.7}As_{1-x}N_x$ بجای GaAsN به کار گرفتن ضریب b امری ضروری می نماید [۶۰]. برای یافتن اثر پراکندگی ناخالصیهای یونیده بار در فصل مشترک و پراکندگی از دررفتگیها از چگالی ناخالصیها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون (N_{bi}) و چگالی دررفتگیها در واحد سطح (N_{dis}) به عنوان پارامترهای برازشی استفاده کرده ایم. ثابت دی الکتریک فرکانس بالا (ϵ_{∞}) و ثابت دی الکتریک فرکانس پایین (ϵ_s) برای این نمونه ها به ترتیب برابر ۱۱/۱۱ و ۱۳/۵۷۵ گزارش شده است [۵۹]. دیگر پارامترهای به کارگرفته شده در این

محاسبات به طور تقریبی همان پارامترهای مادی مربوط به GaAs هستند که در جدول (۴-۱) آمده است.

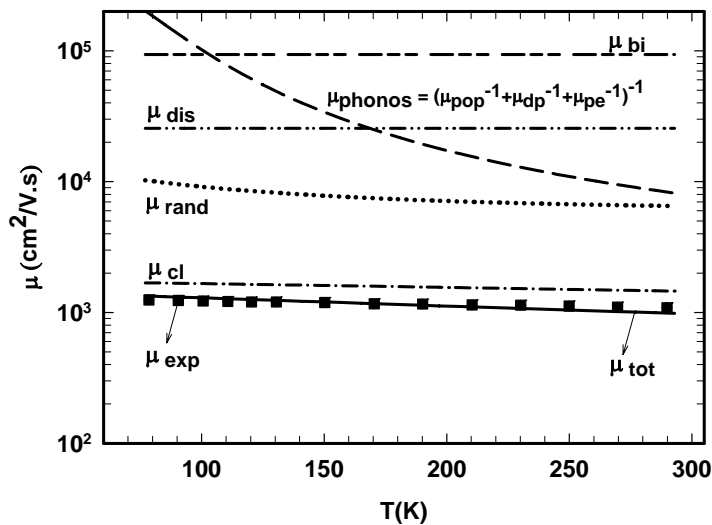
شکل (۵-۵) نتیجه ی جزئیات محاسبات را که شامل اثر هر کدام از سازوکارها به طور جداگانه و نیز اثر کلی آنها (μ_{tot}) است، نشان می دهد. مقادیر کمیت های برازشی بدست آمده برای این نمونه ها در جدول (۵-۲) آمده است.

جدول (۵-۲): پارامترهای برازشی محاسبه شده در نمونه های با چاه های کوانتومی مربعی با ساختار $\text{InGaAsN}_x/\text{GaAs}$

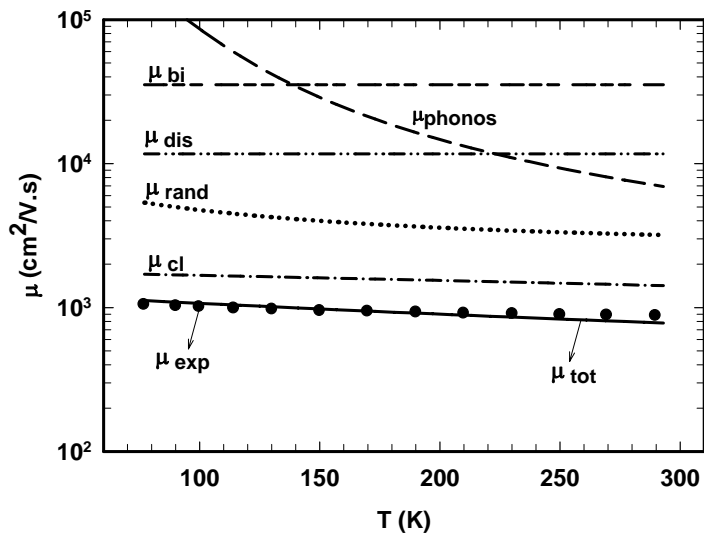
$\text{InGaAsN}_x/\text{GaAs}$	$N_{dis}(\text{cm}^{-2})$	$N_{bi}(\text{cm}^{-3})$	b
$x = 0.4\%$	5×10^9	4×10^{17}	۱/۶
$x = 1\%$	7×10^9	7×10^{17}	۲/۹

از مقایسه پارامترهای برازشی در جدول (۵-۲) می توان دریافت که با زیاد شدن کسر مولی نیتروژن در ترکیب لایه ای چاه پتانسیل، تراکم دررفتگیها و تراکم ناخالصیها در حدود ۱/۵ برابر افزایش یافته است که با نتایج دیگر گزارشهای نظری و تجربی مرتبط با مواد نیتروژندار رقیق مطابقت دارد [۶۱ و ۶۲]. این تغییرات می تواند منشاء تغییرات مشاهده شده در تراکم الکترونی در نمونه های مورد بررسی باشد. دیگر نکته قابل ذکر در این تحلیل تفاوت ضریب تاثیر b از مقدار واحد، در ماده نیتروژندار رقیق GaAsN است. مقادیر بدست آمده بیانگر آن است که موقعیت سازوکار پراکندگی خوشه ای مربوط به اتمهای نیتروژن با اضافه شدن ۳۰ درصد ایندیوم به ترکیب GaAsN (به کار گرفته شده در لایه چاه پتانسیل) چنانچه در شکل های ۵-۵ (الف) و (ب) پیداست بترتیب با این ضرایب نسبت به نمونه بدون ایندیوم (شکل ۴-۲) صعود کرده است. این جابجایی به سمت بالا می تواند به معنی تقلیل تاثیر این سازوکار پراکندگی در ترکیبات ایندیوم دار ناشی از تشکیل پیوندهای کتره ای In - N باشد که به کاهش پیوندهای خوشه ای Ga - N در نمونه منجر شده اند [۲۶]. علاوه

بر این موارد، با توجه به موقعیت قرارگیری تحرک پذیری آلیاژ کتره ای و بویژه آلیاژ خوشه ای در شکل (۵-۵) به غالب بودن این سازوکارها در مقایسه با پراکندگیهای وابسته به ارتعاشات شبکه ای (فونونها)، ناخالصیها و نیز دررفتگیها در کنترل تحرک الکترونی در تمامی گستره دمایی در این نمونه ها پی برد.



(الف)



(ب)

شکل (۵-۵): نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های

$\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01} / \text{GaAs}$ (ب) و $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{0.996}\text{N}_{0.004} / \text{GaAs}$ (الف)

۵-۲ مطالعه نقش غلظت نیتروژن و بازیخت در تحرک پذیری الکترونها در

ساختارهای ناهمگون GaAsN/AlGaAs با چاه کوانتومی مثلثی

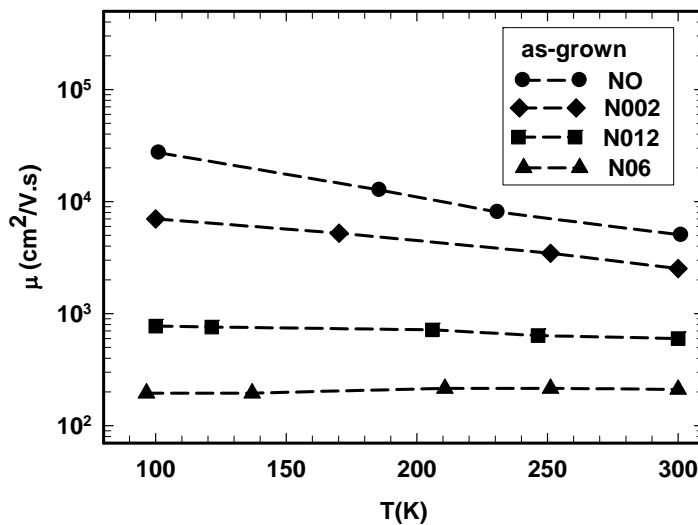
۵-۲-۱ تاثیر غلظت نیتروژن بر تحرک گاز الکترون دو بعدی

مطابق آنچه گفته شد، اضافه کردن نیتروژن به مقدار بسیار کم به شبکه بلوری GaAs به کاهش کیفیت ساختاری بلوری نمونه ها منجر گردیده و در نهایت از تحرک الکترونی آنها می کاهد. شکل (۵-۶) طرح ساده ای از نمونه های گزارش شده توسط مولت و همکاران [۵] را نشان می دهد. این نمونه ها به روش روآراستی باریکه مولکولی (MBE) رشد یافته اند. چنانچه پیداست این ساختارها شامل لایه ای از جنس $GaAs_{1-x}N_x$ با ضخامت ۵۰ نانومتر و لایه های بدون آلیش GaAs و $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ به عنوان لایه های جداکننده به ترتیب با ضخامتهای ۱ و ۳ نانومتر و لایه سد پتانسیل از جنس $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ با آلیش بالا ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) از اتمهای بخشنده Si و با ضخامت ۵۰ نانومتر می باشد. در این ساختارها لایه ی $GaAs_{1-x}N_x$ در دمای 450°C و دیگر لایه ها در دمای 560°C رشد یافته اند. مقدار تراکم گاز الکترون دو بعدی در این نمونه ها در حدود 10^{12} cm^{-2} در دمای ۲K گزارش شده است.

5nm - GaAs (Cap)
50nm - $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ (Barrier): Si
3nm - $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ (Spacer)
1nm - GaAs (Spacer)
50nm - $GaAs_{1-x}N_x$ (Channel)
Buffer layer
Substrate

شکل (۵-۶): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های مولت و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت [۵].

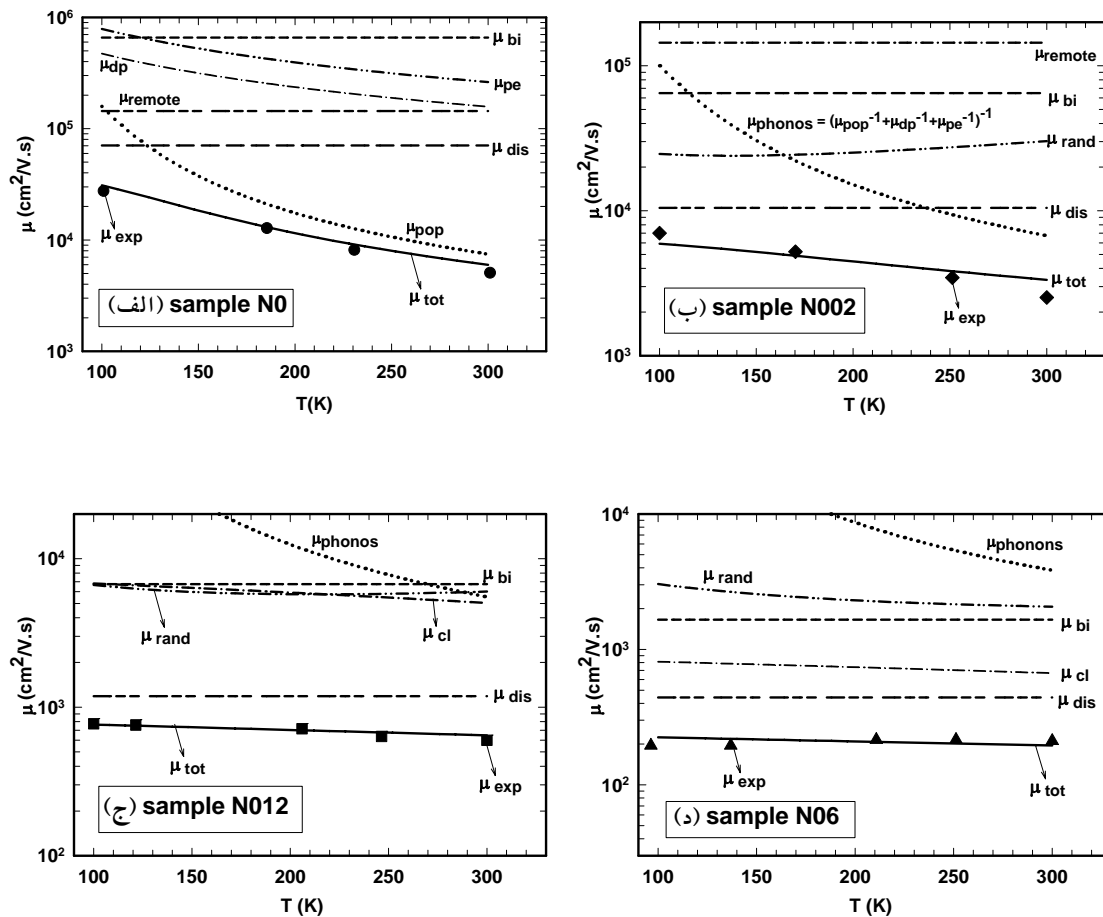
شکل (۷-۵) داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را در چهار نمونه تازه رشد یافته (بدون بازپخت) با ساختار ناهمگون $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x/\text{AlGaAs}$ به ازای درصد کسرهای مولی متفاوت نیتروژن، به ترتیب برابر صفر، 0.02 ، 0.12 و 0.6 درصد (موسوم به N0 ، N002 ، N012 و N06) را نشان می دهد.



شکل (۷-۵): داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بدون بازپخت مولت و همکاران [۵].

همانگونه که پیداست، به جز در نمونه فاقد نیتروژن (N0) در دیگر نمونه ها با افزایش غلظت نیتروژن تغییرات دمایی تحرک الکترونها کم و کمتر شده است. این داده ها همچنین نشانگر آن است که با افزایش مقدار نیتروژن تحرک الکترونی در تمامی گستره دمایی 100 تا 300 کلوین کاهش یافته است. یکی از عوامل کاهش تحرک در این نمونه ها می تواند مربوط به افزایش جرم موثر الکترونی از $0.67m_0$ (مربوط به نمونه ی بدون نیتروژن) به $0.68m_0$ ، $0.75m_0$ و $0.9m_0$ به ترتیب در نمونه های N002 ، N012 و N06 باشد. مقادیر جرم موثر الکترونی با استفاده از رابطه (۲-۴) بدست آمده است. عوامل دیگر می تواند مربوط به قدرت سازوکارهای پراکندگی باشد که برای محاسبه تاثیر هریک از آنها با توجه به فرمولبندی مربوطه (فصل ۴) و جانشانی پارامترهای مادی وابسته به لایه چاه

کوانتومی (جدول ۴-۱) استفاده شده است. نتایج این محاسبات در شکل (۵-۸) و جدول (۵-۳) نشان داده شده اند.



شکل (۵-۸): نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بدون بازپخت (الف) N0، (ب) N002، (ج) N012 و (د) N06.

جدول (۵-۳): پارامترهای برازشی محاسبه شده در نمونه های مولت وهمکاران.

نمونه	$N_{dis}(cm^{-2})$	$N_{bi}(cm^{-3})$
N0	$1/2 \times 10^8$	7×10^{15}
N002	8×10^8	7×10^{16}
N012	$6/5 \times 10^9$	6×10^{17}
N06	$1/5 \times 10^{10}$	2×10^{18}

همانگونه که از شکل (۵-۸-الف) می توان دریافت در این محدوده دمایی (۳۰۰-۱۰۰K) در نمونه بدون نیتروژن (N0) در محدوده دمایی بالاتر از ۱۵۰ کلوین تحرک حاملها عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی فونونهای قطبی-نوری بود. در دماهای پایینتر با کاهش تاثیر این سازوکار، پراکندگی دررفتگیها غالب می شود. در نمونه نیتروژندار بسیار رقیق (N002)، شکل (۵-۸-ب)، در محدوده دمایی بالا ($T > 250K$) تحرک حاملها عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی فونونهای قطبی-نوری بود. در دماهای پایینتر با کاهش تاثیر این سازوکار، پراکندگی دررفتگیها غالب می شود. در نمونه های N012 و N06، شکل‌های (۵-۸-ج و د) پراکندگی دررفتگیها نقش اصلی را برعهده دارند. کمیت‌های برآزشی در این نمونه ها همراه با مقادیر مربوطه در جدول (۵-۳) ارائه شده است. این نتایج بیانگر آن است که با اضافه شدن نیتروژن در نمونه های N002، N012 و N06 تراکم دررفتگیها در مقایسه با نمونه اولیه (N0) به ترتیب با ضریبی در حدود ۶، ۵۰ و ۱۰۰ برابر افزایش یافته است. این افزایش تراکم در دررفتگیهای بلوری ماده با نتایج دیگر گزارشهای مرتبط با مواد نیتروژندار رقیق مطابقت دارد [۶۱ و ۶۲]. نتایج بدست آمده همچنین نشان می دهد مقدار N_{bi} در نمونه های نیتروژندار در مقایسه با نمونه بدون نیتروژن به ترتیب با ضریبی در حدود ۱۰، ۱۰۰ و ۳۰۰ برابر افزایش یافته است که با توجه به تاثیر اتمهای نیتروژن در محل فصل مشترک و امکان ایجاد نواقص بلوری امری قابل انتظار است.

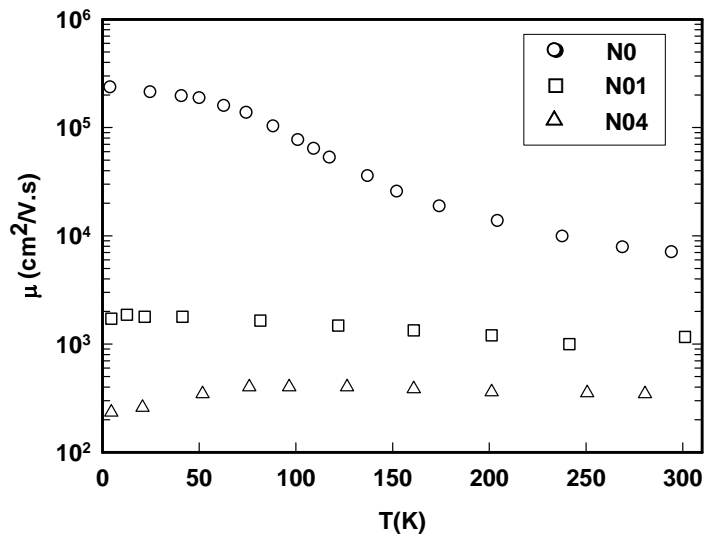
۵-۲-۲ تاثیر بازپخت بر تحرک گاز الکترون دو بعدی

با توجه به مطالب گذشته، به منظور افزایش غلظت نیتروژن در آلیاژهای نیتروژندار رقیق، معمولاً فرایند رشد در شرایط دمای پایین انجام می شود که این موضوع سبب غیریکنواختی در توزیع اتمهای نیتروژن و تشکیل انواع نقص های شبکه بلوری شده و باعث افت کیفیت نمونه ها می گردد. انجام عملیات گرمایی بعد از فرایند رشد یکی از روشهای موثر جهت افزایش کیفیت ساختاری نمونه های رشد داده شده می باشد. در این بخش به بررسی تاثیر نیتروژن بر تحرک الکترونی در نمونه های بازپخت شده فاولر و همکاران [۱۸] می پردازیم. شرایط رشد این نمونه ها (با ساختار هندسی نشان

داده شده در شکل (۵-۹)) مشابه نمونه های معرفی شده در بخش (۵-۲-۱) می باشد با این تفاوت که این نمونه ها مورد عملیات گرمایی قرار گرفته اند. همانطور که مشاهده می شود این ساختارها شامل لایه ای از جنس $GaAs_{1-x}N_x$ با ضخامت ۱۳ نانومتر و لایه های بدون آلیش GaAs و $Al_{0.38}Ga_{0.62}As$ به عنوان لایه های جداکننده به ترتیب با ضخامتهای ۱ و ۱۰ نانومتر و لایه سد پتانسیل از جنس $Al_{0.38}Ga_{0.62}As$ با آلیش بالا ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) از اتمهای بخشنده Si و با ضخامت ۳۰ نانومتر می باشد. در این ساختارها لایه ی $GaAs_{1-x}N_x$ در دمای 440°C و دیگر لایه ها در دمای $440-600^\circ\text{C}$ رشد یافته اند. این نمونه ها در دمای 720 به مدت 30 دقیقه بازپخت شده اند. مقدار تراکم گاز الکترون دو بعدی در این نمونه ها (N0، N01 و N04) به ترتیب دارای کسر مولی نیتروژن صفر، $0/1$ و $0/4$ درصد به ترتیب برابر $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ، $4/6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ، $4/7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ در دمای 2K و وابستگی دمایی تحرک الکترونی در آنها در شکل (۵-۱۰) گزارش شده است.

17nm GaAs (Cap)
30nm $Al_{0.38}Ga_{0.62}As$ (Barrier): Si
10nm $Al_{0.38}Ga_{0.62}As$ (Spacer)
1nm GaAs (Spacer)
13nm $GaAs_{1-x}N_x$ (Channel)
1nm GaAs (Spacer)
50nm $Al_{0.38}Ga_{0.62}As$ (Spacer)
$2 \mu\text{m}$ GaAs (Buffer)
GaAs substrate

شکل (۵-۹): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های فاولر و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت [۱۸].



شکل (۵-۱۰): داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بازپخت شده فاولر و همکاران [۱۸].

به منظور بررسی تاثیر بازپخت، به تحلیل داده های مربوط به این نمونه ها می پردازیم. جرم موثر به کار گرفته شده برای حاملهای الکترونی در این نمونه ها مقادیر $0.067m_0$ ، $0.074m_0$ و $0.086m_0$ می باشند [۱۸]. در این بخش ابتدا به تعیین عرض چاه کوانتومی و موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در چاه پرداخته و سپس به توصیف رفتار وابستگی دمایی تحرک الکترونی به منظور شناخت نقش عوامل ذاتی و غیرذاتی در آن می پردازیم.

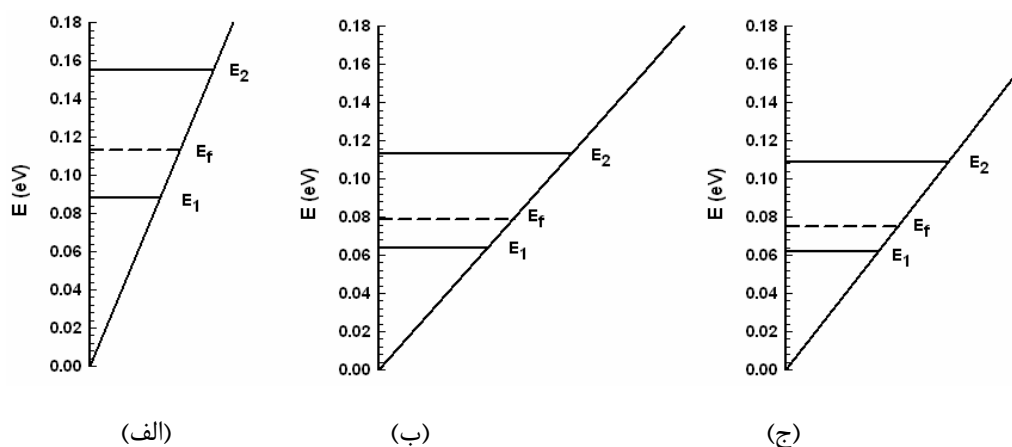
همانگونه که در بخش (۳-۱) مطرح شد، شرط ایجاد چاه پتانسیل مثلثی در محل فصل مشترک ساختار ناهمگون $GaAsN_x/AlGaAs$ انتقال حاملهای الکترونی از ناحیه آرایش شده به ناحیه بدون آرایش با گاف نواری کوچکتر می باشد. در این فرایند بر اثر ایجاد میدان الکتریکی داخلی پدیده خمش نواری رخ داده که این خود به شکل گیری چاه پتانسیل منجر می گردد (شکل ۳-۳). با توجه به قانون گاوس این میدان الکتریکی را می توان با رابطه زیر بیان کرد [۴۱]:

$$F = \frac{n_{2DEG} \cdot e}{\epsilon_s \cdot \epsilon_0} \quad (۵-۲)$$

که در آن ϵ_s , n_{2DEG} به ترتیب تراکم گاز الکترون دو بعدی در چاه و ضریب دی الکتریک نیمرسانا (بخش ۴-۲) است. مقدار مربوط به بزرگی میدان در این نمونه ها (N0، N01 و N04) به ترتیب عبارتند از $9/81 \times 10^4$ ، $6/45 \times 10^4$ و $6/59 \times 10^4$ V/cm. اکنون با اطلاع از شدت میدان الکتریکی در هر کدام از ساختارها و با به کارگیری معادله (۳-۸) می توان موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی در چاه پتانسیل مثلثی را تعیین کرد. همچنین به منظور محاسبه اختلاف انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده محاسباتی شبیه به بخش (۵-۱) انجام داده ایم که نتایج وابسته به آن در جدول (۵-۴) و برای سهولت بیشتر در این مورد به صورت طرحوار در شکل (۵-۱۱) ارائه شده است.

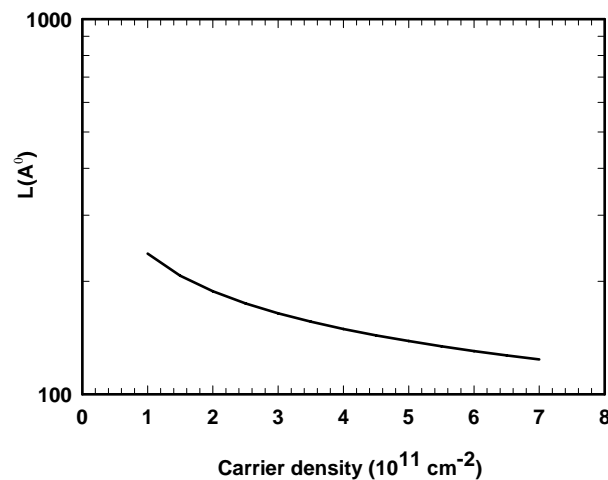
جدول (۵-۴): محاسبات مربوط به ترازهای کوانتیده انرژی و اختلاف تراز فرمی با تراز اول انرژی در نمونه های فاولر و همکاران.

نمونه	$n_{2DEG}(cm^{-2})$	$N_{2D}(eV^{-1} cm^{-2})$	$E_1(eV)$	$E_2(eV)$	$E_F - E_1(eV)$
N0	7×10^{11}	$2/79 \times 10^{13}$	۰/۰۸۸	۰/۱۵۵	۰/۰۲۵
N01	$4/6 \times 10^{11}$	$3/08 \times 10^{13}$	۰/۰۶۴	۰/۱۱۳	۰/۰۱۵
N04	$4/7 \times 10^{11}$	$3/58 \times 10^{13}$	۰/۰۶۲	۰/۱۰۹	۰/۰۱۳



شکل (۵-۱۱): طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز انرژی فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه های (الف) N0، (ب) N01 و (ج) N04.

با توجه به نکات مطرح شده در ارتباط با موقعیت قرارگیری تراز فرمی نسبت به ترازهای کوانتومی ۱ و ۲ در بخش (۵-۱-۱)، انتظار می رود در دمای اتاق بخش عمده حاملها تراز اول و در دماهای پایین تمامی حاملها تراز پایه را اشغال کرده باشند. نکته جالب توجه دیگر آنکه با توجه به معادله (۴-۹) عرض چاه به وجود آمده تابع چگالی الکترونی در محل فصل مشترک ($n_{2\text{DEG}}$) است. با استفاده از معادله نظری (۴-۹) تغییر عرض چاه در بازه تراکم الکترونی $10^{11} \text{ cm}^{-2} \times (1 - 7)$ به صورت شکل (۵-۱۲) قابل پیش بینی است. چنانچه ملاحظه می شود با افزایش تراکم الکترونی در این بازه، عرض چاه مثلی از ۲۳۷ به ۱۲۴ آنگستروم کاهش می یابد. این امر با توجه به اینکه افزایش هر چه بیشتر تراکم الکترونی درون چاه به میدان الکتریکی داخلی بزرگتری منجر می گردد و این خود سبب خمش بیشتری در نوار رسانش لایه چاه می شود، امری قابل انتظار است.

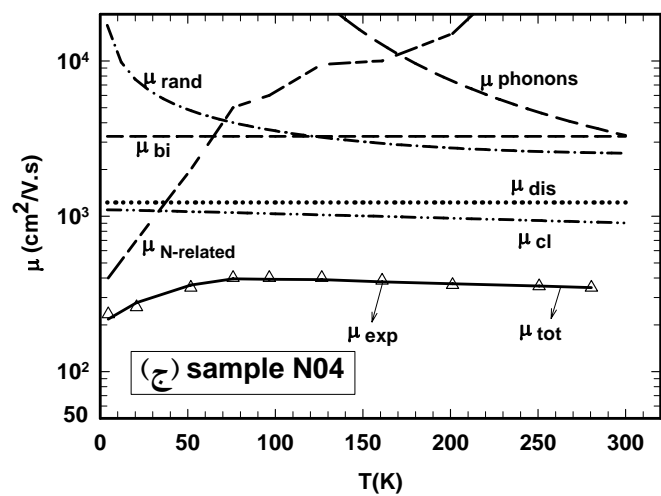
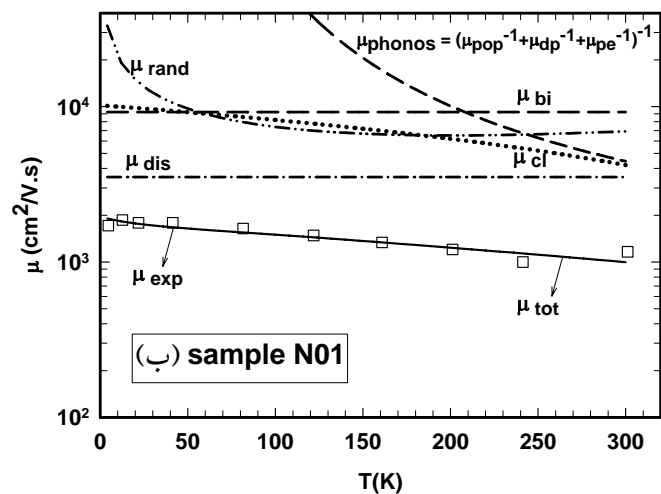
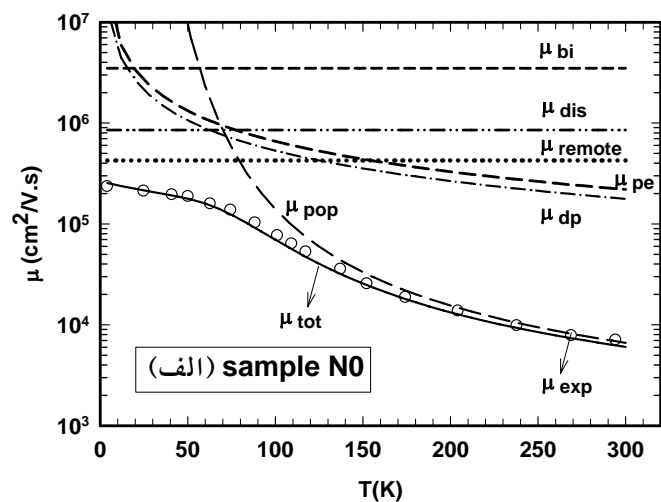


شکل (۵-۱۲): تغییر عرض چاه کوانتومی بر حسب تراکم گاز الکترون دو بعدی.

در مورد داده های تجربی تحرک مربوط به نمونه های فاولر و همکاران نیز محاسباتی شبیه به نمونه های مولت و همکاران در بخش (۵-۲-۱) انجام داده ایم که جزئیات آن در شکل (۵-۱۳) و مقادیر برازشی وابسته به آن در جدول (۵-۵) آمده است. نکات قابل توجه در این تحلیل در محدوده های دمایی بالا و پایین را می توان به شرح ذیل توصیف نمود:

(الف) محدوده دمایی نسبتا بالا ($300\text{K} < T < 100$): در این محدوده در نمونه N0 وابستگی دمایی نسبتا زیاد بوده و چنانچه پیداست با تغییرات پراکندگی ناشی از فونونهای قطبی-نوری هماهنگی کامل دارد. این در حالی است که در نمونه های نیتروژندار N01 و N04 ضمن کاهش تحرک الکترونی در آنها در حدود یک تا دو مرتبه بزرگی، در مقایسه با نمونه N0، این سازوکار دیگر نقش اصلی را در کنترل تحرک حاملها به عهده ندارد. در این مورد محاسبات نشانگر غالب شدن پراکندگی وابسته به دررفتگیها در نمونه N01 و پراکندگی وابسته به آلیاژهای خوشه ای در نمونه N04 می باشد.

(ب) محدوده دمایی پایین ($T < 100\text{K}$): در این محدوده دمایی در نمونه N0 تحرک حاملها عمدتا تحت تاثیر ناخالصیهای یونیده در داخل لایه سد بوده، در نمونه N01 دررفتگیها نقش اصلی را در کنترل تحرک الکترونی برعهده داشته، و در نمونه N04 علاوه بر مجموعه سازوکارهای دررفتگیها و خوشه های نیتروژنی سازوکار اضافی دیگری که غالبا به اتمهای نیتروژن ($\mu_{\text{N-related}}$) [۶۳] نسبت داده می شود کنترل کننده تحرک الکترونی هستند. موقعیت نسبی این سازوکار با در نظر گرفتن مقادیر تجربی (μ_{exp}) و استفاده از قاعده ماتیسسن به منظور حصول به یک برازش مناسب بین داده های تجربی و مقادیر نظری در این محدوده دمایی بدست آمده است.

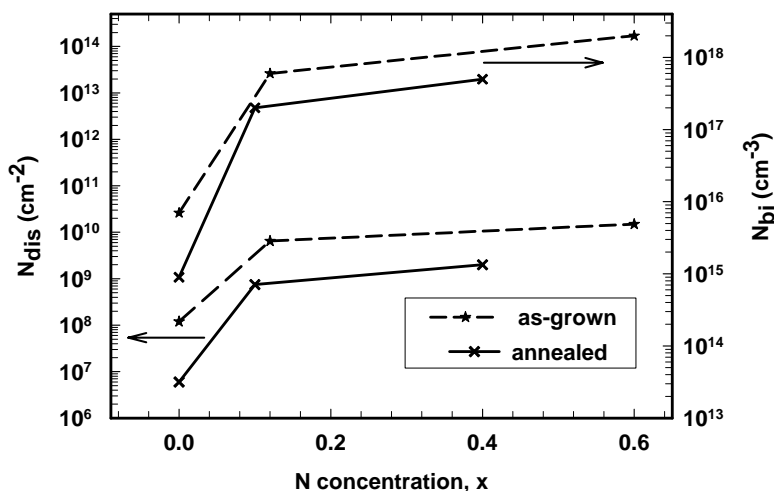


شکل (۵-۱۳): نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های بازپخت شده (الف) N0، (ب) N01 و (ج) N04.

جدول (۵-۵): پارامترهای برازشی محاسبه شده در نمونه های مورد بررسی.

نمونه	$N_{dis}(cm^{-2})$	$N_{bi}(cm^{-3})$
N0	6×10^6	9×10^{14}
N01	$7/5 \times 10^8$	2×10^{17}
N04	2×10^9	5×10^{17}

به منظور سهولت مقایسه مقادیر برازشی مربوط به نمونه های تازه رشد یافته مولت و همکاران (بخش ۵-۲-۱) و نمونه های بازپخت شده در این بخش در خصوص تراکم ناخالصیها و تراکم دررفتگیها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون (جداول ۵-۳ و ۵-۵) نتایج بدست آمده را در شکل (۵-۱۴) گرد آورده ایم. این داده ها حاکی از آن است که با انجام عملیات گرمایی مقدار N_{dis} و N_{bi} در نمونه بدون نیتروژن ($x = 0$) به ترتیب در حدود ۸ و ۲۰ برابر کاهش پیدا کرده است. همچنین در نمونه های نیتروژندار با انجام عملیات گرمایی مقدار N_{dis} و N_{bi} به ترتیب در حدود ۴ و ۱۰ برابر کاهش پیدا کرده است که بیانگر بهبود کیفیت بلوری لایه از نظر کاهش تراکم ناخالصیها و تراکم دررفتگیهای بلوری در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون پس از فرایند بازپخت است.



شکل (۵-۱۴): مقایسه تراکم ناخالصیها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون (N_{bi}) و تراکم دررفتگیها (N_{dis}) بر حسب کسر مولی نیتروژن در نمونه های بدون بازپخت (خط چین) و بازپخت شده (خط پر)، (جداول ۵-۳ و ۵-۵).

۳-۵ بررسی وابستگی تحرک الکترونی به تراکم گاز الکترون دو بعدی در

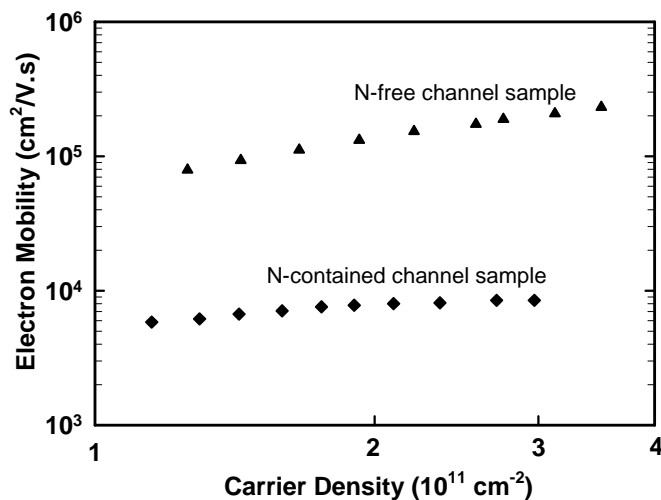
ساختار ناهمگون نیتروژندار رقیق GaAsN/AlGaAs در دمای $T = 4\text{ K}$

شکل (۵-۱۵) طرح ساده ای از نمونه های گزارش شده توسط ریسون و همکاران [۶۴] را نشان می دهد. این نمونه ها به روش MBE بر روی زیر لایه ی (۰۰۱) GaAs رشد داده شده اند. مطابق شکل ابتدا لایه واسط GaAs به ضخامت ۵۰۰ نانومتر در دمای 580°C و سپس لایه کانال GaAsN_x با ضخامت ۵۰ نانومتر در دمای 400°C رشد داده شده اند. پس از ۵ دقیقه دمای زیر لایه تا دمای 580°C افزایش داده شده و در ادامه، لایه های جداکننده GaAs و Al_{0.3}Ga_{0.7}As به ترتیب با ضخامتهای ۱ و ۲۰ نانومتر و سپس لایه سد Al_{0.3}Ga_{0.7}As آرایش یافته با Si به ضخامت ۶۰ نانومتر و در خاتمه لایه پوششی GaAs به ضخامت ۱۰ نانومتر در دمای 580°C رشد داده شده اند. با استفاده از یک دیود نوری با طول موجی در محدوده ی فرورسرخ نزدیک سطح نمونه ها به مدت ۱۰ تا ۳۰ دقیقه نوردهی شده اند. این کار با توجه به اثر فوتو رسانش پایدار باعث افزایش تراکم گاز الکترون دو بعدی شده است. لازم به ذکر است که در هنگام انجام آزمایش و جمع آوری داده ها دیود نوری خاموش بوده است.

10nm GaAs (Cap)
60nm Al _{0.3} Ga _{0.7} As (Barrier): Si
20nm Al _{0.3} Ga _{0.7} As (Spacer)
1nm GaAs (Spacer)
50nm Ga As _{1-x} N _x (Channel)
500nm GaAs (Buffer)
GaAs substrate

شکل (۵-۱۵): طرح ساختاری لایه ها در نمونه های ریسون و همکاران با مقادیر کسر مولی نیتروژن متفاوت [۶۴].

شکل (۵-۱۶) داده های تجربی مربوط به وابستگی تحرک الکترونی به تراکم گاز الکترون دو بعدی در دمای ۴K در ساختار ناهمگون GaAsN_x/AlGaAs (x=۰ و ۰/۰۸٪) با چاه کوانتومی مثلثی را نشان می دهد [۶۴].



شکل (۵-۱۶): داده های تجربی تحرک الکترونی در ساختار GaAsN_x/AlGaAs با مقادیر x=۰ (مثلث ها) و x=۰/۰۸٪ (لوزی ها) در ۴K [۶۴].

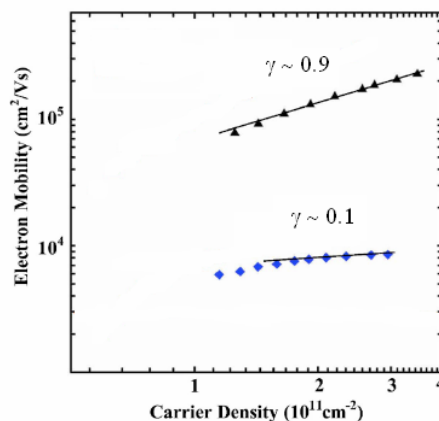
چنانچه پیداست در نمونه ی بدون نیتروژن (x=۰)، با افزایش تراکم گاز الکترون دو بعدی تحرک الکترونی افزایش می یابد. در حالی که در نمونه ی نیتروژندار بسیار رقیق (x=۰/۰۸٪) با افزایش مقدار تراکم گاز الکترون دو بعدی تا مقدار $1/5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ تحرک الکترونی قدری افزایش می یابد و برای مقادیر $n_{2\text{DEG}} > 1/5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ شیب تغییرات تحرک الکترونی بسیار اندک است. علاوه بر این از مقایسه داده های نمونه ی بدون نیتروژن و نمونه نیتروژندار بسیار رقیق، با افزودن نیتروژن تحرک الکترونی در حدود یک مرتبه بزرگی کاهش پیدا کرده است.

ریسون و همکاران [۶۴] با بهره گیری از داده های تجربی با استفاده از روش زیر به تحلیل تحرک الکترونی در این نمونه ها پرداخته اند. بنابر گزارش آنان در ساختار ناهمگون GaAs/AlGaAs (نمونه ی بدون نیتروژن) در دماهای پایین پراکندگی ناخالصی های بلند برد سازوکار غالب است [۶۵]

و [۶۶]. در این ساختار با افزایش تراکم الکترونها در لایه کانال (GaAs) اثر پوششی^۱ برهم کنش کولنی الکترونها با دهنده های یونیده Si نیز افزایش یافته و این خود می تواند سبب رشد تحرک الکترونی شود [۴۱]. این تغییرات می تواند به صورت

$$\mu \sim n_{2DEG}^{\gamma} \rightarrow \gamma = 1/5 \quad (3-5)$$

بیان شود، به طوری که مقدار γ به طور تجربی، بسته به ضخامت لایه جداکننده معمولاً در بازه $1-1/7$ تغییر می کند [۶۷]. نکته قابل ذکر آنکه انتظار می رود در ساختاری که در لایه کانال آن تحرک حاملها عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی اتمهای خنثی باشد، افزایش تراکم الکترونی تاثیر چندانی بر پتانسیل پراکندگی نداشته و در نتیجه تحرک وابستگی ضعیفی به تراکم الکترونی داشته باشد ($\gamma \sim 0$) [۴۱]. ریسون و همکاران [۶۴] بر اساس نحوه تغییرات تحرک الکترونی بر حسب تراکم گاز الکترون دو بعدی و به کارگیری رابطه (۳-۵) به این نتیجه رسیده اند که در نمونه ی بدون نیتروژن با توجه به مقدار $\gamma \sim 0.9$ پراکندگی ناخالصی های یونیده بلند برد و در نمونه ی نیتروژندار با توجه به مقدار $\gamma \sim 0.1$ پراکندگی اتمهای خنثی نیتروژن سازوکارهای غالب در کنترل تحرک الکترونی در کانال هستند (شکل ۵-۱۷).

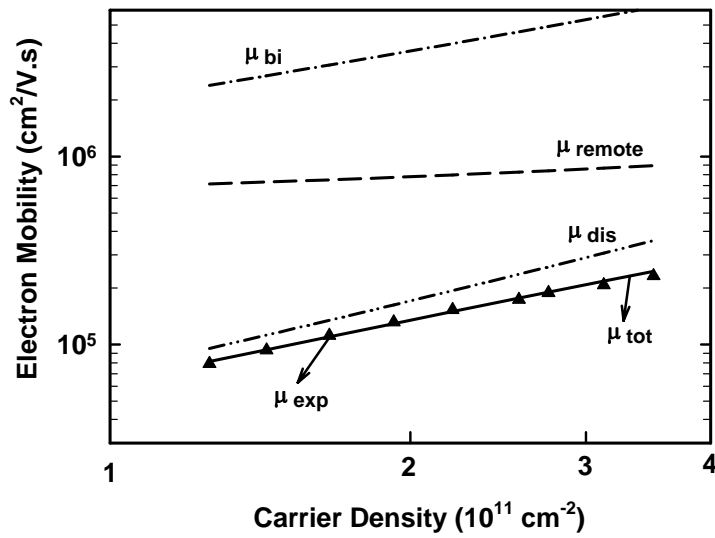


شکل (۵-۱۷): بررسی نظری ریسون و همکاران در ساختار $\text{GaAsN}_x/\text{AlGaAs}$ با مقادیر $x=0$ (مثلث ها) و $x=0.08$ (لوزی ها) [۶۴].

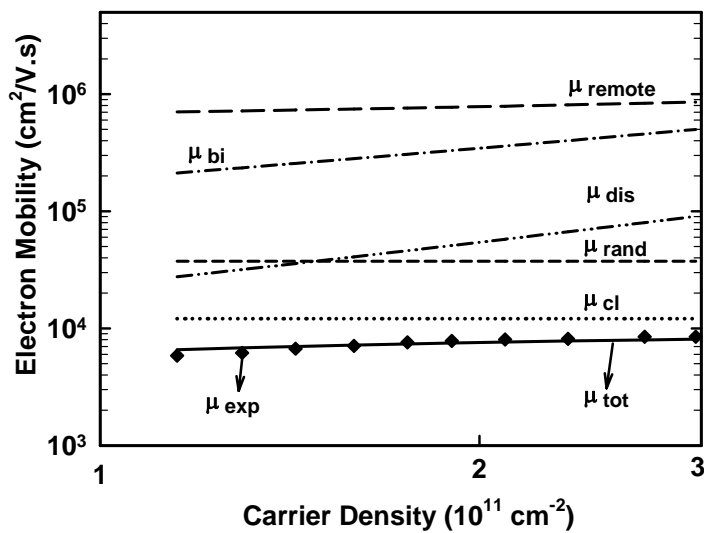
محاسبات ما در این بخش با نگاهی دیگر بر این داده ها به نتایج تکمیلی جدیدی منجر شده است. تحلیل ما مبتنی بر سازوکارهای موثر پراکندگیهای غیر ذاتی ناشی از ناخالصیهای یونیده در داخل لایه سد (معادله ۴-۱۷) و بار فصل مشترک (معادله ۴-۲۱)، دررفتگی ها (معادله ۴-۲۳) و نیز پراکندگی آلیاژهای کتره ای (معادله ۴-۲۶) و خوشه ای اتمهای نیتروژن (بخش ۴-۳-۵) در دمای ثابت $T = 4\text{ K}$ است. ما در محاسبات خود مقدار جرم موثر الکترونی در نمونه ی نیتروژندار ($x=0.08\%$) را برابر $0.073m_0$ در نظر گرفته ایم [۸]. کمیت های برازشی بدست آمده از این تحلیل در جدول (۵-۶) ارائه شده است. با توجه به این نتایج ملاحظه می شود که با اضافه شدن مقدار بسیار ناچیز 0.08% درصد نیتروژن به کانال GaAs، تراکم دررفتگیها و تراکم ناخالصیها به ترتیب در حدود ۳ و ۱۰ برابر افزایش یافته است. با توجه به سازوکار پراکندگی های موثر در این نمونه ها، شکل (۵-۱۸)، ملاحظه می شود که در نمونه ی بدون نیتروژن (شکل ۵-۱۸-الف) تحرک حاملها عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی از دررفتگیها و در نمونه نیتروژندار (شکل ۵-۱۸-ب)، با وجود افزایش تراکم عوامل غیر ذاتی به ازای مقادیر $n_{2\text{DEG}} > 1/5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ سازوکار پراکندگی مرتبط با اتمهای خنثی N (پراکندگی آلیاژهای کتره ای و خوشه ای) نقش اصلی را در کنترل تحرک الکترونی برعهده دارند. چنانچه پیداست در محدوده $n_{2\text{DEG}} < 1/5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ مجموعه پراکندگی های مربوط به دررفتگیها و خوشه های نیتروژنی کنترل کننده تحرک الکترونی هستند.

جدول (۵-۶): پارامترهای برازشی حاصل از محاسبات ما در نمونه های $\text{GaAsN}_x/\text{AlGaAs}$ ریسون وهمکاران [۶۴].

$\text{GaAsN}_x/\text{AlGaAs}$	$N_{\text{dis}}(\text{cm}^{-2})$	$N_{\text{bi}}(\text{cm}^{-3})$
$x = 0\%$	$5/5 \times 10^6$	$2/5 \times 10^{14}$
$x = 0.08\%$	$1/65 \times 10^7$	$2/45 \times 10^{15}$



(الف)



(ب)

شکل (۵-۱۸): نتایج بررسی نظری تحرک الکترونی بر حسب تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه های (الف) بدون نیتروژن و (ب) نیتروژندار بسیار رقیق.

۴-۵ نتیجه گیری

در راستای بررسی خواص ترابری الکتريکی گاز الکترون دو بعدی (2DEG) در ساختارهای ناهمگون، تحقیقات بسياری روی این ساختارها انجام شده است. در دهه اخير گزارشاتی مبتنی بر خواص الکتريکی در ساختار ناهمگون نیمرساناهای نیتروژندار رقیق (GaAsN/AlGaAs, InGaAsN/GaAs...) ارائه شده است. این ساختارها برای کاربرد در دیود لیزرهای فرسرخ، سلولهای خورشیدی و ترانزیستورهای دوقطبی ناهمگون با عملکرد بالا مفید هستند. ویژگی منحصر به فرد آلیاژهای نیتروژندار رقیق، خمش بزرگ در گاف نواری آنهاست که در دیگر نیمرساناها مشاهده نشده است. داده های تجربی حاکی از افزایش جرم موثر الکترونی، کاهش تراکم و تحرک الکترونی در این مواد با افزایش مقدار اندک نیتروژن است.

در این ساختارهای ناهمگون تراکم گاز الکترون دو بعدی (n_{2DEG}) در چاه کوانتومی (مربعی و یا مثلثی) تا حد زیادی مستقل از دما بوده و پدیده انجماد حاملها در دمای پایین رخ نمی دهد، که از ویژگی این ساختار است. با توجه به داده های تجربی مبنی بر آنکه با افزایش کسر مولی نیتروژن در لایه چاه کوانتومی این تراکم کاهش می یابد، دریافتیم علت این امر می تواند ناشی از افزایش ناکاملیهای بلوری به ویژه حضور ترازهای به دام اندازنده وابسته به اتمهای نیتروژن باشد.

ملاحظه شد که تحرک الکترونی در این ساختارها با افزایش نیتروژن به شدت کاهش می یابد. تحلیل های انجام شده بر روی این داده ها حاکی از افزایش تراکم دررفتگیها و تراکم ناخالصی ها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون به علت مشارکت بیشتر اتمهای نیتروژن در این نمونه ها است. علاوه بر این حضور این اتمها با پیدایش پراکندگیهای وابسته به آلیاژهای کتره ای و خوشه ای همراه بوده که سهم زیادی در کاهش تحرک ایفا می کنند.

از بررسی داده های تجربی تحرک الکترونی در نمونه های بازپخت شده ملاحظه شد که در نمونه های نیتروژندار رقیق با کسرهای مولی تقریبا مشابه پس از انجام بازپخت تراکم دررفتگیها در

حدود ۱۰ برابر و تراکم ناخالصیها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون در حدود ۴ برابر کاهش یافته اند. این نتایج میزان بهبود کیفیت بلوری ماده پس از فرایند بازپخت را نشان می دهد.

سرانجام بررسی داده های تجربی تحرک الکترونی بر حسب تراکم الکترونی در دمای پایین (۴K) نشانگر آن است که در نمونه ی بدون نیتروژن تحرک حاملها عمدتاً تحت تاثیر دررفتگیهای بلوری و در نمونه نیتروژندار سازوکار پراکندگی غالب عمدتاً مرتبط با اتمهای خنثی نیتروژن در غالب پراکندگی های آلیاژی کتره ای و خوشه ای است.

- [1]- M. Weyers, M. Sato, H. Ando: Jpn. J. Appl. Phys **31**, (1992) L 583.
- [2]- M. Kondow, K. Uomi, K. Hosomi, T. Mozume: Jpn. J. Appl. Phys **33**, (1994) L 1056.
- [3]- C. W. Tu, W. M. Chen, I. A. Buyanova, J. S. Hwang: J. Cryst. Growth **228**, (2006) 7.
- [4]- W. G. Bi, C. W. Tu: Appl. Phys. Lett. **70**, (1997) 1608.
- [5]- R. Mouillet, L. A. de Vaulchier, E. Deleporte, Y. Guldner, L. Travers, J. C. Harmand: Solid State Commun. **126**, (2003) 333.
- [6]- M. Sato, Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **395**, (1996) 285.
- [7]- I. A. Buyanova, W. M. Chen, B. Monemar, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **6**, (2001) 2.
- [8]- I. A. Buyanova, W. M. Chen; Physics and Application of dilute nitrides, Taylor & Francis Books Inc (2004).
- [9]- P. R. C. Kent, A. Zunger: Phys. Rev. B **64**, (2001) 115208.
- [10]- J. Singh; Semiconductor Optoelectronics, Mc Graw- Hill, Inc. (1995).
- [11]- W. Walukiewicz: Physica E **20**, (2003) 300.
- [12]- I. Vurgaftman, J. R. Meyer: J. Appl. Phys **94**, (2003) 3675.
- [13]- P. Krispin, S. G. Spruytte, J. S. Harris, K. H. Ploog: J. Appl. Phys **89**, (2001) 6294.
- [14]- W. Shan, W. Walukiewicz, J.W. Ager, III, E. E. Haller, , J. F. Geisz, D.J. Friedman, J.M. Olson, S.R. Kurtz: Phys. Rev. Lett., **82**, (1999) 1221.
- [15]- C. Skierbiszewski, S. P. epkowski, P. Perlin, T. Suski, W. Jantsch, J. F. Geisz: Physica E **13**, (2002) 1078.
- [16]- R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. **33**, (1978) 665.
- [17]- Y. Sun, N. Balkan, A. Erol, M. C. Arikan, Microelectronics Journal, **40**, (2009) 403.
- [18]- D. Fowler, O. Makarovsky, A. Patane, L. Eaves, L. Geelhaar, H. Reichert: Phys. Rev. B **69**, (2004) 53305.
- [19]- S. Fahy, E. P. O'Reilly: Appl. Phys. Lett. **83**, (2003) 3731.

- [20]- J. F. Geisz, D. J. Friedman, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, (2002) 769.
- [21]- P. C. Chang, N. Y. Li, A. G. Baca, H. Q. Hou, C. Monier, J. R. Laroche, F. Ren, S. J. Pearton, *IEEE Electron Device Lett.* **22**, (2001) 113.
- [22]- C. Monier, A. G. Baca, P. C. Chang, N. Y. Li, H. Q. Hou, F. Ren, S. J. Pearton, *Electron. Lett.* **37**, (2001) 198.
- [23]- P. M. Asbeck, R.J. Welty, C.W. Tu, H.P. Xin, R.E. Welser, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, (2002) 898.
- [24]- G. Pozina, I. Ivanov, B. Monemar, J. V. Thordson, G. Andersson: *J. Appl. Phys.* **84**, (1998) 3830.
- [25]- J. Salzman, H. Temkin: *Material Science and Engineering B* **50**, (1997) 148.
- [26]- T. Suzuki, T. Yamaguchi, A. Yamamoto, A. Hashimoto: *Phys. stat. sol. (c)* **0**, No. **7**, (2003) 2769.
- [27]- H. P. Hjalmarson, P. Vogl, D. J. Wolford, J. D. Dow: *Phys. Rev. Lett.* **44**, (1980) 810.
- [28]- J. Toivonen, T. Hakkariainen, M. Sopanen, H. Lipsanen: *J. Cryst. Growth* **221**, (2000) 456.
- [29]- S. H. Wei, A. Zunger: *Phys. Rev. Lett.* **76**, (1996) 664.
- [30]- A. Lindsay, E. P. O'Reilly; *Physica E*, **434**, (2003) 340.
- [31]- A. Erol, *Dilute III-V Nitride Semiconductors and Material Systems*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, (2008).
- [32]- R. Bhat, C. Caneau, L. Salamanca-Riba, W. G. Bi, C. W. Tu: *J. Cryst. Growth*, **195**, (1998) 427.
- [33]- L. Malikova, F. H. Pollak, R. Bhat: *J. Electron. Mat.* **27**, (1998) 484.
- [34]- B. M. Keyes, J. F. Geisz, , P. C. Dippo, R. Reedy, C. Kramer, D. J.Friedman, S. R. Kurtz, J. M. Olson: *AIP Conf. Proc.* **462**, (1999) 511.
- [35]- K. Uesugi, N. Marooka, I. Suemune: *Appl. Phys. Lett.* **74**, (1999) 1254.
- [36]- E. P. O'Reilly, A. Lindsay: *Phys. Stat. Sol. (b)* **216**, (1999) 131.
- [37]- E. P. O'Reilly, A. Lindsay, S. Tomic , M. Kamal-Saadi: *Semicond. Sci. Technol.* **17**, (2002), 870.
- [38]-. F. Maisa, A. Polimeni, G. Baldassarri Höger von Högersthal, M. Bissiri, M. Capizzi, P. J. Klar, W. Stolz: *Appl. Phys. Lett.* **82**, (2003) 4474.

- [39]- C. Skierbiszewski, P. Perlin, P. Wisniewski, W. Knap, T. Suski, W. Walukiewicz, W. Shan, K. M. Yu, J. W. Ager, E. E. Haller, J. F. Geisz, J. M. Olson: *Appl. Phys. Lett.* **76**, (2002) 2409.
- [40]- P. N. Hai, W. M. Chen, I. A. Buyanova, H. P. Xin, C. W. Tu: *Appl. Phys. Lett.* **77**, (2002) 1843.
- [41]- J.H. Davies, *The Physics of Low Dimensional Semiconductors*, Cambridge University Press, (1998).
- [42]- D. A. Neaman, *Semiconductor Physics and Devices*, Mc Graw- Hill, (2003).
- [43]- Z. Peng, T. Saku, Y. Horikoshi: *J. Appl. Phys.* **79**, (1996) 3592.
- [44]- H. L. Stormer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, K. Baldwin: *Appl. Phys. Lett.* **39**, (1981) 912.
- [45]- G. Weimann, W. Schlapp, H. Burkhard: *Phys. Status Solidi A* **64**, (1981) K99.
- [46]- P.K. Basu, B.R. Nag, *Phys. Rev. B* **22**, (1980) 4849.
- [47]- K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, H. Morkoç, *J. Appl. Phys.* **54**, (1983) 6432.
- [48]- P.J. Price, *Ann. Phys., NY* **133**, (1981) 217.
- [49]- B. K. Ridley, *J. Phys. C* **15**, (1982) 5899.
- [50]- G. E. Stillman, C.M. Wolfe, *Thin Solid Films* **31**, (1976) 69.
- [51]- P. J. Price, *J. Vac. Sci. Technol.* **19**, (1981) 599.
- [52]- K. Hess, *Appl. Phys. Lett.* **35**, (1979) 484.
- [53]- S. Das Sarma, *F. Stern, Phys. Rev. B* **32**, (1985) 8442.
- [54]- S. Fahy, E. P. O'Reilly, *Physica E* **21**, (2004) 881.
- [55]- S. Fahy, A. Lindsay, E. P. O'Reilly, *IEE Proc., Optoelectron.* **151**, (2004) 352.
- [56]- M. J. Kane, N. Apsley, D. A. Anderson, L. L. Taylor, T. Kerr: *J. Phys. C: Solid State Phys.* **18**, (1985) 5629.
- [57]- M. A. Reed, W. P. Kirk, P. S. Kobiela: *IEEE Journal of Quantum Electronics.* **QE. 22 (9)**, (1986) 1753.
- [58]- M. Henini; *Dilute Nitride Semiconductors*, Elsevier Ltd. (2005).
- [59]- Y. Sun, N. Balkan, M. Aslan, S. B. Lisesivdin, H. Carrere, M. C. Arikan, X. Marie: *J. Phys. Condens. Matter*, **21**, (2009) 174210.
- [۶۰]- عامری، محسن؛ عشقی، حسین؛ کنفرانس فیزیک ایران، شهریور ۱۳۸۹، صفحه ۲۵۳۹ تا ۲۵۴۲.
- [61]- H. Eshghi, F. Shariatmadar Tehrani; *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **11** (2009) 1467.

- [62]- M. P. Vaughan, B. K. Ridley; Phys. Rev. B **75**, (2007) 195205.
- [63]- A. Hashimoto, T. Yamaguchi, T. Suzuki, A. Yamamoto; J. Cryst. Growth **278** (2005) 532.
- [64]- M. Reason, Y. Jin, H. A. McKay, N. Mangan, Mao, R. S. Goldman, X. Bai, C. Kurdak; J. Appl. Phys, **102** (2007) 103710.
- [65]- C. Jiang, D. C. Tsui, G. Weimann; Appl. Phys. Lett. **53**, (1988) 1533.
- [66]- K. Hirakawa, H. Sakaki; Phys. Rev. B **33**, (1986) 8291.
- [67]- J. J. Harris, J. A. Pals, R. Woltjer; Rep. Prog. Phys. **52**, (1989) 1217.

Abstract

Through the last decade wide research programs have considered the physical properties of (In)GaAs_{1-x}N_x as dilute nitride semiconductors. In these materials with small and direct band gap of about 1eV useful applications in electronic and optoelectronic devices is expected. Among those AlGaAs/(In)GaAs_{1-x}N_x heterostructures with square and triangular quantum wells have found great interests due to their unique properties of two dimensional electron gas (2DEG) formation close to the interface can be used as a conductive channel.

In this research work we are mainly interested on the data analysis of the electrical transport properties of two dimensional electron gas in various dilute nitride semiconductor heterostructures grown by MBE method. These analyses are mainly based on Fermi-Dirac distribution and Matthiessens's rule for the variations of electron density and their mobility versus temperature, respectively. According to our results: (a) scattering mechanisms including N-cluster alloy, random alloy and N-related dislocations are the dominant scattering mechanism deteriorating the 2D electron mobility; (b) an increment in the nitrogen molar fraction of the quantum well layer leads to a drop in the electron concentration as a result of more N-related trap states in the layer; (c) annealing process affects on crystal defects reduction and this in turn improves the electron mobility in the material.

Key Words: Dilute Nitride Semiconductor, Heterostructure, Two Dimensional Electron Gas, Electrical Transport Properties, Scattering Mechanisms.



Shahrood University of Technology

Physic Department

**Electrical Properties of Two Dimension Electron Gas (2DEG)
in Heterostructures Dilute Nitride Semiconductors**

Mahnaz Mootabian

Supervisor:

Dr. Hosein Eshghi

July 2011