

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد (گرایش حالت جامد)

مشخصات الکتریکی نیمرساناهای نیتروژن دار در ساختارهای چاه

کوانتومی AlGaIn/GaN

استاد راهنما:

دکتر حسین عشقی

تحقیق و نگارش:

پگاه کاظمی

بهمن ۱۳۸۴

مقدمه مولف

برای شناخت کامل یک نیمرسانا باید خواص مختلف آن شامل خواص مکانیکی، شیمیایی، الکتریکی، نوری و ... مورد بررسی قرار گیرند. هدف ما در این رساله آشنایی با خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون یگانه AlGa_N/Ga_N است که کاربرد زیادی در ترانزیستورهای اثر میدانی (MODFET) دارد.

در فصل اول پس از مروری بر مقالات، به روشهای رشد برای لایه گذاری، زیر لایه های مناسب، ساختار نواری و ساختار بلوری لایه های ناهمگون پرداخته شده است. از آنجایی که ترابری یک نیمرسانا تابعی از تراکم و تحرک حاملهای آن است در فصل دوم به بررسی روابط نظری حاکم بر تراکم گاز الکترون دو بعدی و در فصل سوم به معرفی مهمترین سازو کارهای پراکندگی که تحرک گاز الکترونی را در گستره دماهای بالا و پایین محدود می کنند، می پردازیم. هم چنین در فصل چهارم ابتدا ضمن نشان دادن تاثیر عوامل گوناگون رشد بر تحرک و تراکم گاز الکترونی با توجه به داده های تجربی گزارش شده در مقالات معتبر سعی شده است تا به کمک نظریه های مرتبط در فصول ۲ و ۳ آنها را مورد تجزیه و تحلیل قرار دهیم. در بخش پایانی این فصل به ویژگی های ترابری مربوط به نمونه ای با ساختار ناهمگون دوگانه پرداخته و آنرا با نمونه ای با ساختار ناهمگون یگانه مقایسه می کنیم.

چکیده

در دهه های اخیر تحقیقات گسترده ای در زمینه خواص ترابری GaN و سایر آلیاژهای نیتروژن دار صورت گرفته است. این مواد به علت داشتن گاف نواری مستقیم و پهن برای کاربرد در قطعات الکترونیکی و الکترونیکه نوری مناسب هستند. یکی از ساختارهای مهم علاوه بر ساختارهای همگون، ساختارهای ناهمگون هستند. علاقه ما در این رساله مطالعه خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی در فصل مشترک ساختار ناهمگون یگانه AlGaIn/GaN بوده است و برای این منظور با گرد آوری نتایج کار تجربی گروه های پژوهشی مختلف در این زمینه از سال ۱۹۹۲ تا کنون، به بررسی تاثیر عوامل گوناگون رشد بر تراکم و تحرک این گاز الکترونی پرداخته ایم. علاوه بر این، با معرفی مهمترین سازو کارهای پراکندگی حاکم بر تحرک الکترونها در چاه کوانتومی و روابط تحلیلی مربوط به آنها به تجزیه و تحلیل داده های تجربی مربوط به تغییرات تحرک گاز الکترونی به بر حسب تابعی از دما پرداخته ایم. بررسیهای ما نشان می دهد که پراکندگی های ذاتی مربوط به فونونها در دماهای بالا (بزرگتر از ۲۰۰ کلوین) و پراکندگی های غیر ذاتی وابسته به ناخالصیهای یونیده در لایه سد و همچنین دررفتگی های ناشی از ناهمگنی بین زیر لایه و لایه GaN در دماهای پایینتر تحرک گاز الکترونی را کنترل می کنند. محاسبات ما نشان میدهد که با کاهش تراکم دررفتگی ها از 10^{11} cm^{-2} به 10^9 cm^{-2} ، تحرک گاز الکترونی به ازای تراکم 10^{13} cm^{-2} به مقدار دو مرتبه بزرگی افزایش می یابد.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	فصل اول : مروری بر مقالات و آشنایی با ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN
۱	۱-۱ مروری بر مقالات
۳	۲-۱ آشنایی با ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN
۴	۳-۱ روشهای مرسوم رشد AlGaIn/GaN و زیر لایه ها
۷	۴-۱ ساختار بلوری
۸	۵-۱ ساختار نواری
۱۲	مراجع
۱۵	فصل دوم : تراکم حاملها در ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN
۱۵	۱-۲ چگالی حالتها و چگالی الکترونها در چاه کوانتومی
۱۸	۲-۲ پارامترهای مادی GaN
۱۹	مراجع
۲۱	فصل سوم : نظریه ترابری حاملها در میدان پایین در ساختار AlGaIn/GaN
۲۱	۱-۳ مقدمه
۲۲	۲-۳ فرایندهای غیر ذاتی پراکندگی حاملها
۲۲	۳-۲-۱ پراکندگی ناخالصی یونیده مربوط به اتم های بخشنده کنترل شده
۲۳	۳-۲-۲ پراکندگی ناخالصی یونیده مربوط به بار فصل مشترک
۲۴	۳-۲-۳ پراکندگی دررفتگی
۲۵	۳-۳ فرایندهای ذاتی پراکندگی حاملها
۲۵	۳-۳-۱ پراکندگی آکوستیک
۲۵	الف. پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک
۲۵	ب. پراکندگی پیزو الکتریک
۲۶	۳-۳-۲ پراکندگی فونون قطبی- نوری

۲۷	مراجع
۲۸	فصل چهارم : بررسی خواص ترابری ساختار ناهمگون یگانه AlGaIn/GaN
۲۸	۱-۴ مقدمه
۲۹	۲-۴ رابطه تراکم و تحرک گاز الکترون دوبعدی در ساختار ناهمگون با پارامترهای رشد
۲۹	۱-۲-۴ روش رشد
۲۹	۲-۲-۴ جنس زیر لایه
۳۱	۳-۲-۴ ضخامت لایه GaN
۳۴	۴-۲-۴ کسر مولی آلومینیوم
۳۷	۵-۲-۴ آرایش لایه سد
۳۸	۶-۲-۴ ضخامت لایه جداکننده
۴۰	۳-۴ بررسی نظری تراکم گاز الکترون دو بعدی
۴۱	۴-۴ بررسی نظری تحرک گاز الکترون دو بعدی
۴۸	۵-۴ مقایسه خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN با ساختار ناهمگون دو گانه AlGaIn/GaN/AlGaIn
۵۰	۶-۴ نتیجه گیری
۵۲	مراجع

فصل اول

مروری بر مقالات و آشنایی با ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN

۱-۱ مروری بر مقالات

نخستین بار در سال ۱۹۹۱ و ۱۹۹۲ آصیف خان و همکارانش [۲،۱] ساختار ناهمگون GaN/AlGaIn را بررسی و وجود گاز الکترون دو بعدی را در این ساختار تأیید کردند. آنها نمونه هایی از ساختار GaN/AlGaIn به روش MOCVD روی sapphire رشد دادند و تحرک گاز الکترون دو بعدی در این نمونه ها را اندازه گیری کردند. آنها توانستند تحرک الکترونی بالایی ($cm^2/V.s$) ۲۶۲۶ در دمای ۷۷ درجه کلوین (در ساختار ناهمگون GaN/AlGaIn به ازای کسر مولی ۱۳ درصدی آلومینیوم در لایه AlGaIn با ضخامت ۱۰۰۰ آنگستروم دست پیدا کنند ، که تقریباً ۱۰ برابر بزرگتر از تحرک اندازه گیری شده در GaN در شرایط حجمی (bulk) بود. آنها همچنین تأثیر تغییر ضخامت لایه GaN بر تحرک گاز الکترون دو بعدی را بررسی کردند. در سالهای بعد دیگر گروه ها نیز سعی کردند تا با بهبود دادن مشخصه های ساختار ناهمگون GaN/AlGaIn به مقدار تحرک بالاتری برای حاملها در این ساختار دست یابند . در سال ۱۹۹۶ ردوینگ و همکارانش [۳] با تغییر کسر مولی آلومینیوم در لایه سد و قرار دادن یک لایه جداکننده (spacer) از جنس AlGaIn (بدون آلیش خواسته) مابین لایه های GaN و AlGaIn (با آلیش خواسته) توانستند به تحرک $cm^2/v.s$ ۵۷۵۰ در دمای ۱۶ درجه کلوین دست یابند. در همین سال آصیف خان و همکارانش [۴] برای نخستین بار سعی کردند تا تحرک گاز الکترون دو بعدی را بر مبنای سازو کارهای حاکم بر تحرک حاملها در

در سال ۲۰۰۴ زاناتو وهمکارانش [۹] نتایج مطالعات خود را منتشر نمودند. آنها سعی کردند تا با استفاده از ساز و کار پراکندگی دررفتگی در دماهای پایین و پیش بینی چگالی دررفتگی ها در فصل مشترک ساختار ناهمگون GaN/AlGaN به انطباق نتایج تجربی و محاسبات نظری دست یابند. در این سال گوکدن و همکارانش [۱۰] نیز سعی کردند تا با همین روش به انطباق نتایج تجربی و مشاهدات عملی دست یابند. هر دو گروه موفق شدند تا با حدس زدن چگالی دررفتگی در فصل مشترک ساختار ناهمگون مقدار تحرک محدود شده بر اثر ساز و کار پراکندگی دررفتگی در فصل مشترک را محاسبه نمایند و به انطباق داده های تجربی و نظری دست یابند.

۱-۲ آشنایی با ساختار ناهمگون AlGaN/GaN

توسعه تکنولوژی نیم رسانا نقش مهمی در زندگی مدرن امروز ما داشته و دارد. Si و GaAs نخستین نیم رساناهایی هستند که در زمینه قطعات الکترونیکی و اپتوالکترونیکی نقش مهمی را به عهده داشته اند.

لکن این نیم رساناها به علت کوچک بودن گاف نواری شان ($E_g(\text{GaAs})=1.4\text{eV}$, $E_g(\text{Si})=1.1\text{eV}$) برای ساخت قطعات مورد نیاز در دماهای بالا و یا توان بالا مناسب نیستند. همچنین این مواد در قطعات الکترونیکی -نوری تنها در ناحیه طول موج های بلند قابل به کار گیری بوده و در طول موجهای کوتاه کاربرد ندارند [۱۱].

ترکیب نیتروژن با عناصر گروه سوم ساختارهایی نظیر AlN, GaN, InN را فراهم می آورند که از گاف های نواری نسبتاً بزرگ در گستره پهنی از ۰/۷ تا ۶/۲ الکترون ولت برخوردارند. با ترکیب آلیاژی این ساختارها می توان به گاف انرژی متناظر با انرژی فوتونها در تمامی گستره نور مرئی از قرمز تا بنفش دست پیدا کرد.

به این ترتیب، نیم رساناهای نیتروژن دار و آلایزهای آنها موادی مناسب برای تولید قطعات الکترونیکی -نوری مانند دیودهای نورگسیل (LEDs) و دیودهای لیزری (LDs) هستند.

یکی از ساختارهای مهم پس از ساختار همگون نیم رساناها (اتصالات p-n) ساختار ناهمگونی است که از کنار هم قرار گیری دو نیمرسانا با گافهای نواری متفاوت تشکیل می شود.

تفاوت در بزرگی گاف نواری دو ماده باعث ایجاد یک چاه کوانتومی در فصل مشترک می شود که حرکت حاملهای جریان را به دو بعد محدود میکند و به این ترتیب گاز الکترون دو بعدی در فصل مشترک ساختار ناهمگون شکل می گیرد. در حالت ایده آل انتظار ما از یک پیوند ناهمگون آن است که هیچ گونه نقص و در رفتگی بلوری در فصل مشترک وجود نداشته باشد. اما در بیشتر موارد به علت نابرابری ثابتهای شبکه ای لایه ها عملاً در محل فصل مشترک تا چند لایه اتمی نقایص و در رفتگی هایی ظاهر می شوند. وجود این گونه عوامل ناکاملی های بلوری بر حرکت حاملهای جریان تاثیر گذاشته و تحرک آنها را کاهش می دهد. هدف ما در این رساله بررسی خواص الکتریکی گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN می باشد که جزئیات آن در فصل ۴ آمده است. در ادامه این بخش به روشهای رشد لایه گذاری، ساختار بلوری لایه ها و ساختار نواری آنها می پردازیم.

۱-۳ روشهای مرسوم رشد ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN و زیر لایه ها

ساختارهای ناهمگون معمولاً با استفاده از یکی از روشهای روآراستی رشد داده می شوند کلمه رو آراستی برگرفته از واژه یونانی epitaxy و به معنی تداوم نظم بخشیدن بلور روی زیر لایه است [۱۲]. مهمترین تکنیکهای رشد رو آراستی عبارتند از:

MOCVD مخفف (Metal Organic Chemical Vapour Deposition) به معنی لایه نشانی بخار شیمیایی فلز آلی و MBE مخفف (Molecular Beam Epitaxy) به معنی رو آراستی باریکه ملکولی

است. در این روشها که با آهنگ رشد پایینی انجام می گیرد امکان کنترل دقیق بر ضخامت لایه ها را در حد یک لایه اتمی به هنگام رشد فراهم می کند.

اصول رشد در روش MBE بسیار ساده است . در این روش از واکنش شیمیایی استفاده نمی شود. ابتدا زیر لایه ای که قرار است ساختار ناهمگون روی آن قرار گیرد روی یک نگهدارنده گرم درون کوره ای که از خلاء بالایی برخوردار است قرار می گیرد . سپس عناصر تشکیل دهنده ساختار ناهمگون به صورت بخار به سمت زیر لایه هدایت شده و روی آن می نشینند. رشد لایه ها در این روش به آرامی صورت می گیرد . گرچه لایه های رشد یافته با این روش از کیفیت بالایی برخوردارند، اما آماده سازی سیستم بسیار دشوار و قطعات به کار گرفته بسیار گران قیمت است، به همین دلیل برای ساخت قطعات تجاری مقرون به صرفه نمی باشد.

در روش MOCVD از واکنش شیمیایی استفاده می شود. زیر لایه بر روی یک نگه دارنده داغ درون راکتور قرار میگیرد و عناصر تشکیل دهنده ساختار ناهمگون از طریق گاز حامل هیدروژن از روی سطح زیر لایه عبور کرده و بر روی آن واکنش شیمیایی انجام می گیرد. با تغییر ترکیب گازها، میتوان به ساختار لایه های مورد نظر دست یافت. این روش در مقایسه با روش MBE از سرعت بالاتر و کیفیت پایین تری برخوردار است و روش مقرون به صرفه ای برای کاربردهای تجاری به شمار می آید [۱۳].

با توجه به یکسان نبودن ثابت شبکه زیر لایه ولایه ای که بر روی آن رشد می یابد، برای جلوگیری از تشکیل نقایص و در رفتگی های بلوری در لایه ها انتخاب زیر لایه مناسب بسیار مهم است.

در مورد ساختار ناهمگون AlGa_n/Ga_n زیر لایه های مناسب (از نظر نزدیکی ثابت شبکه و ضریب انبساط گرمایی) برای رشد لایه Ga_n ، Sapphire و 6H-SiC هستند.

Sapphire بدلیل مزیت‌هایی همچون قیمت پایین، شفافیت در ناحیه مرئی و پایداری در دماهای بالا زیر لایه مناسبی برای رشد GaN و سایر نیم‌رسانا های گروه $III - N$ است. این زیر لایه از نظر ثابت شبکه ای با GaN عدم تطابقی در حدود ۱۴/۵ درصد دارد.

6H-SiC یکی دیگر از زیر لایه های مناسب برای رشد GaN . عدم انطباق ثابت شبکه این لایه با GaN در حدود ۳/۵ درصد است که در مقایسه با sapphire از انطباق بیشتری برخوردار می باشد، لکن به دلیل قیمت بالاتر و پایداری کمتر آن در دماهای بالا کاربرد تجاری زیادی ندارد.

جدول (۱-۱) ویژگی‌های مربوط به ساختار بلورین برخی از زیر لایه های مناسب برای GaN نشان می دهد.

جدول ۱-۱- خواص تعدادی از زیر لایه های مناسب برای GaN [۱۴،۱۵]

ماده	ساختار	ثابت های شبکه (° A)		عدم تطابق ثابت شبکه با GaN
		a	c	
AlN	Hex	۳/۱۱	۴/۹۸	٪-۲/۴
InN	Hex	۳/۴۵	۵/۷۶	٪۱۱
Al ₂ O ₃	Hex	۴/۷۵	۱۲/۹۹	٪-۱۴
6H-SiC	Hex	۳/۰۸	۱۵/۱۲	٪-۳/۴
LiAlO ₂	Tetrah	۵/۱۷	۶/۲۷	٪-۱/۴
ZnO	Hex	۳/۲۵	۵/۲۱	٪۲/۲
GaN	Hex	۳/۱۹	۵/۱۸	-

۴-۱ ساختار بلوری ساختار ناهمگون AlGa_xN/GaN

ساختار بلوری یک نیمرسانا، تعیین کننده خواص اپتیکی و الکترونیکی آن است. ساختار ناهمگون AlGa_xN/GaN شامل دو لایه بلوری GaN و AlGa_xN است که از ویژگیهای زیر برخوردارند:

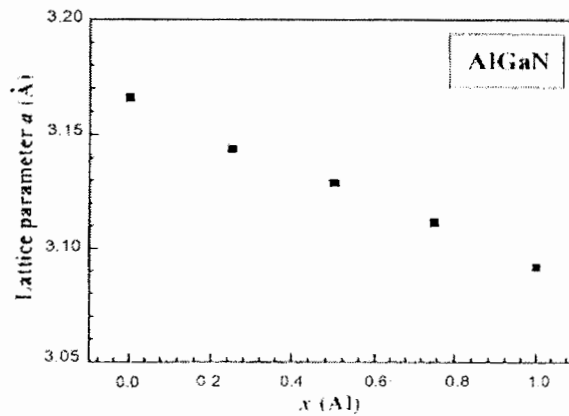
GaN معمولاً در دو ساختار بلوری شش وجهی (WZ) یا مکعبی (ZB) متبلور می شود. ساختار WZ شامل ۶ اتم از هر نوع است که به صورت شش گوشه بوده و دارای دو ثابت شبکه a و c است. این ساختار در واقع شامل دو زیر شبکه تنگچین شش گوشه است که به اندازه $5/8$ ارتفاع سلول در امتداد محور c در هم فرورفته اند. ساختار ZB مشتمل بر دو زیر شبکه مکعبی هر کدام از یک نوع مرکز رخ پر است که به اندازه $1/4$ در امتداد قطر اصلی مکعب جایجا شده اند. اگرچه در هر دوی این ساختارها هر اتم با چهار اتم از نوع دیگر همسایه است اما بلحاظ چینش با هم متفاوتند. در ساختار WZ ترتیب چینش صفحات تنگچین به صورت $ABAB$ و در ZB به صورت $ABCABC$ است.

$Al_xGa_{1-x}N$ یک آلیاژ سه تایی از نیتrideهای گروه III است که از ترکیب AlN و GaN به نسبت کسر مولی x و $1-x$ بدست می آید. این ساختار نیز مانند GaN معمولاً در ساختار WZ یا ZB متبلور می شود و ثابت شبکه آن طبق قانون وگارد با تغییر کسر مولی آلومینیوم به صورت زیر تغییر می کند [۱۶].

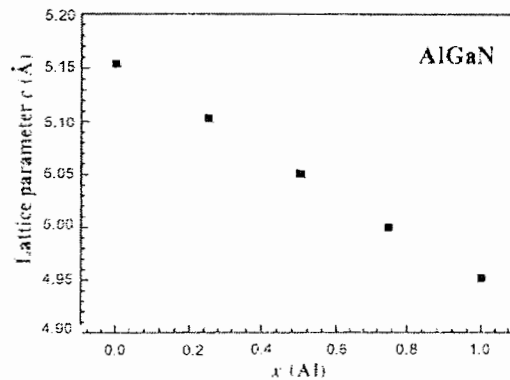
$$a_{AlGaN} = xa_{AlN} + (1-x)a_{GaN} \quad (1-1)$$

$$c_{AlGaN} = 2(xc_{AlN} + c_{GaN})(1-x) \quad (2-1)$$

ثابت شبکه در ساختار ZB نیز به طور مشابه از رابطه (۲-۱) بدست می آید. شکل‌های ۴-۱ و ۵-۱ تغییرات ثابت های شبکه (a و c) را برای AlGa_xN با تغییر کسر مولی آلومینیوم در ساختار WZ در دمای اتاق نشان می دهد.



شکل ۴-۱ وابستگی ثابت شبکه (a) به X در ساختار ششگوشی [۱۷]

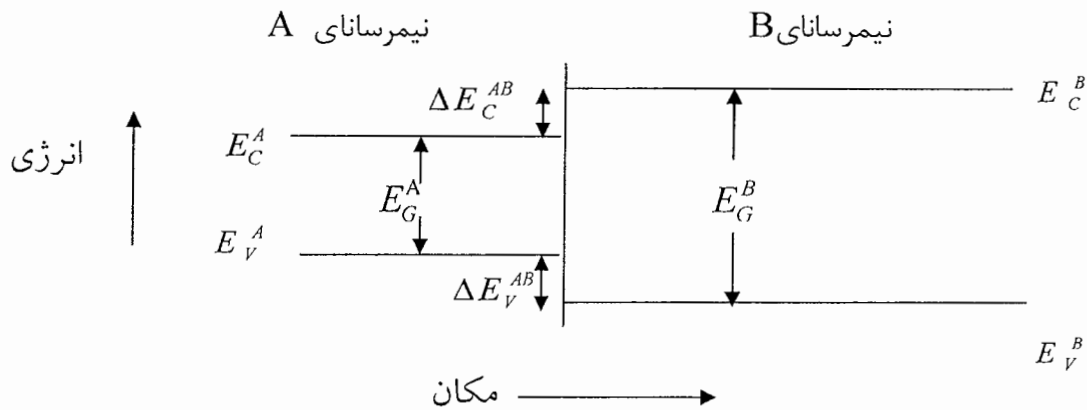


شکل ۵-۱ وابستگی ثابت شبکه (c) به X در ساختار ششگوشی [۱۸]

۵-۱ ساختار نواری ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN

هنگامی که دو نیم‌رسانای A و B باگاف‌های نواری متفاوت کنار هم قرار می‌گیرند، در محل فصل مشترک در نوارهای ظرفیت و رسانش ناپیوستگی به وجود می‌آید. ساختار ناهمگون می‌تواند شامل یک یا چند پیوند ناهمگون باشد. ساختارهایی که تنها یک پیوند ناهمگون دارند را ساختار ناهمگون یگانه SH مخفف (Single Hetero Structure) و ساختار دو پیوند ناهمگون را ساختار ناهمگون دوگانه DH مخفف (Double Hetero Structure) می‌نامند.

شکل (۱-۶) ساختار نواری یک پیوندگاه ناهمگون یگانه را در حالت کلی نشان می دهد:

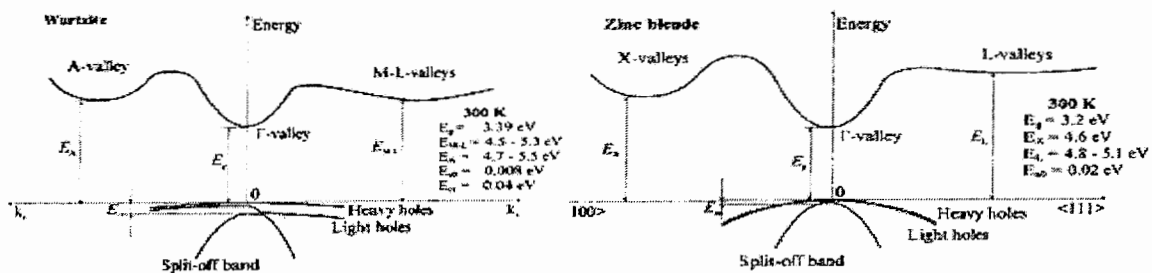


شکل ۱-۶ نمایشی از ساختار نواری ساختارهای ناهمگون در حالت کلی [۱۱]

در این حالت کلی تفاضل گاف نواری پیوندگاه ناهمگون ($\Delta E_G = E_G^B - E_G^A$) [۱۱] برابر مجموع دو ناپیوستگی در نوارهای رسانش (ΔE_C) و ظرفیت (ΔE_V) است. یعنی:

$$\Delta E_G = \Delta E_V + \Delta E_C \quad (۳-۱)$$

برای شناخت ساختار نواری ساختار ناهمگون AlGaN/GaN، نخست به بررسی ساختار نواری GaN و AlGaN می پردازیم. همان گونه که گفته شد در دو ساختار WZ یا ZB متبلور می شود، که در هر صورت دارای گاف نواری مستقیم است. اما وقتی در ساختار WZ تبلور می یابد، به علت فقدان تقارن نوار ظرفیت آن به سه نوار جداگانه، نوار حفره ای سنگین، حفره ای سبک و شکافتگی اسپین - مدار شکافته می شود در ساختار ZB به علت تقارن مکعبی این شکافتگی وجود ندارد.

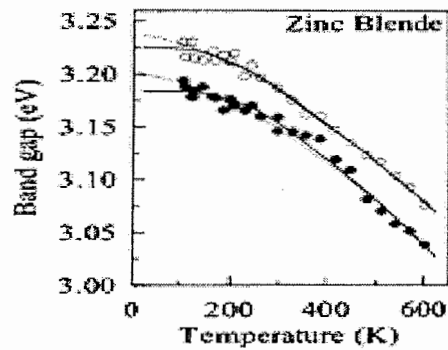
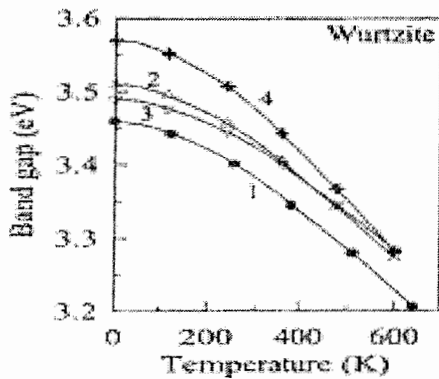


شکل ۱-۷ ساختار نواری GaN در فاز ZB [۱۹] شکل ۱-۸ ساختار نواری GaN در فاز WZ [۱۹]

پهنای گاف نواری GaN، به ساختار بلوری و دما بستگی دارد. مشاهدات تجربی نشان می دهد که گاف نواری با افزایش دما کاهش می یابد که صورت کلی آن به شکل زیر است [۲۰]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (T + \beta) \quad (4-1)$$

که در آن $E_g(0)$ ، گاف نواری نیم رسانا در صفر کلوین، α یک مقدار ثابت و β تقریباً برابر دمای دبی ماده است. گروه های مختلف مقادیر ثابت های فوق را متفاوت گزارش کرده اند. شکل های ۹-۱ و ۱۰-۱ تغییرات گاف نواری GaN را با دما در دو ساختار ZB و WZ نشان می دهد.



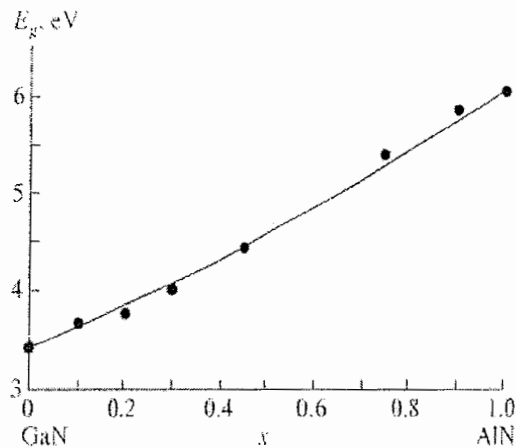
شکل ۹-۱ تغییرات گاف نواری با دما در فاز ZB [۲۱] شکل ۱۰-۱ تغییرات گاف نواری با دما در فاز WZ [۲۲]

پهنای گاف نواری AlGaIn تابع کسر مولی آلومینیوم است و با تغییر آن از صفر تا یک ساختار نواری بلور از GaN تا AlN تغییر می کند. گاف نواری AlGaIn با مقدار کسر مولی آلومینیوم به صورت زیر تغییر می کند: [۱۶]

$$E_g(x) = E_g(GaN) + (c - b)x + bx^2 \quad (5-1)$$

b با توجه به مشاهدات تجربی ۱۶ گزارش شده است و c از رابطه زیر به دست می آید:

$$c = E_g(AlN) - E_g(GaN) \quad (6-1)$$



شکل ۱۱-۱ تغییرات گاف نواری AlGaIn با تغییر کسر مولی آلومینیوم [۱۶]

با توجه به شکل (۱۱-۱) ملاحظه می شود که گاف نواری AlGaIn همواره از GaIn بزرگتر است و وقتی در کنار هم قرار می گیرند، بخشی از الکترونها را آزاد در لایه AlGaIn به علت بالاتر بودن مکان تراز فرمی در این لایه نسبت به موقعیت آن در لایه GaIn، به لایه GaIn انتقال یافته و میدانی در محل فصل مشترک به وجود می آورد. حضور این میدان سبب خمیدگی نواری رسانش GaIn در محل فصل مشترک شده و همین به ایجاد یک چاه پتانسیل منجر می شود. الکترونها منتقل شده به این ناحیه در لایه نازکی در نزدیکی فصل مشترک AlGaIn/GaIn درون چاه پتانسیل سقوط کرده و در آنجا با توجه به اینکه در امتداد عمود بر صفحه رشد امکان حرکت را از دست می دهند و احساس یک دنیای دو بعدی را خواهند داشت. به این ترتیب گاز الکترون دو بعدی در فصل مشترک ساختار ناهمگون AlGaIn/GaIn شکل می گیرد. چاه پتانسیل شکل گرفته در پیوند گاه ناهمگون AlGaIn/GaIn به صورت مثلثی است. (شکل ۱۲-۱). با در نظر گرفتن محور z در جهت رشد لایه ها معادله شرودینگر درون این چاه به شکل زیر نوشته می شود:

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + eFz \right) \psi(z) = E \psi(z) \quad (7-1)$$

که در آن رابطه F میدان الکتریکی، E انرژی و ψ تابع موج الکترون درون چاه پتانسیل است.

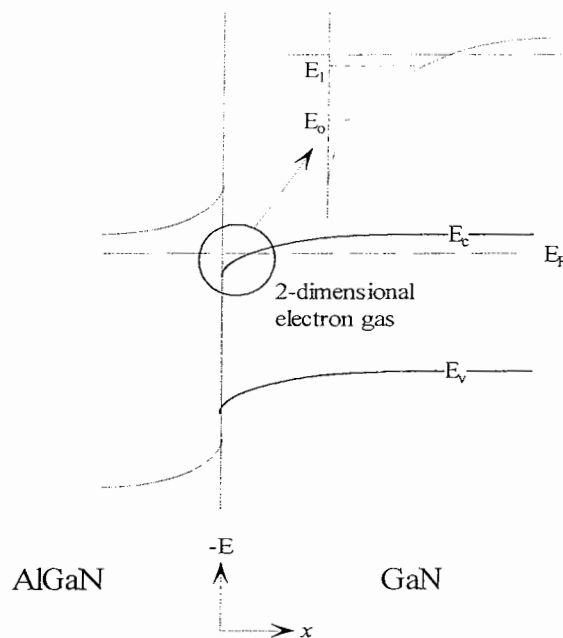
پس از حل معادله شرودینگر با در نظر گرفتن شرایط مرزی ، ترازهای انرژی درون چاه پتانسیل به دست می آیند:

$$E_{xy} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) \quad (۸-۱)$$

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:

$$E = E_j + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad (۹-۱)$$

که در آن j شماره تراز چاه کوانتومی است.



شکل ۱-۱۲ طرحی از ساختار نواری AlGaIn/GaN در فصل مشترک [۲۳]

- 1- M. Asif khan, J. M. Van Hove, J. N Kuzina, Appl. Phy. Lett **58**, 2408 (1991)
- 2- M. Asif khan, J. N. Kuznia, J. M. Van Hove, Appl. Phys. Lett **60**, 3027 (1992).
- 3- J. M. Redwing, J. S.Flynn, M. A. Tischler, Mat. Res. Soc. Symp. Pro. vol **395**, 9201 (1996).
- 4- M. Shur, B.Gelmont, M. Asif Khan, J. Elect. Mat **25**, 777 (1996) .
- 5- W. Walukiewicz, L. Hsu, J. M. Redwing, Mat. Res. Soc. Symp. Proc,vol **449** ,573 (1997).
- 6- R. Gaska, M.,S. Shur, A. D. Bykhovski, Appl. Phy. Lett **74**, 287 (1999).
- 7- J. H. Davis,*The physics of low dimensional semiconductors*, Cambridge University Press , (1998).
- 8- T. J. Ando, Phys. Soc. Japan **51**, 1982 (1982).
- 9- D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B. K. Ridley, W. J. Schaff, Semicond. Sci. Technol **19**, 428 (2004) .
- 10- S. Gokden, Physica E **23**, 24 (2004).
- 11- W. R. Frensky, N.G Eonspruch. *Hetrostructure and Quantum Device* Chapter one (1995).
- 12- Jasprit singh, *semiconductor optoelectronics*. Springer (1998).
- 13- H. Morkoc, *Nitride Semiconductor and devices*, Springer verlag Berlim Heidelberg NewYork (1999).
- 14- Daniel sterigerwald, serge Ruduze, Heng Liu. JOM **49**, 20 (1997).
- 15- M.T. Duffy, C. C. Wang, G. D. O. Clock, S. H. Mc Farlane, P. Z. Zunzuch , Elect Mater **2**, 359 (1973).
- 16- J. I. Pankove, R. McIntyre, unpuble result (1971).
- 17- Van. M. Schilfgaarde, Sher chen, semiconductors,vol **34**, No.1,37 (2000).
- 18- Z. Dridi, B. Bouhafs, P. Ruteran, Semicond. Sci. Technol, **18** 853 (2003).
- 19- V. Bougrove, M. E Levinshtein, *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, SiC, SiGe*, John Wily & Son, Inc. New York (2001)
- 20- S. Remirez, H. Navarro, P. C. Powell, J. E. Greene, Phys. Rev B **50**, 8433 (1994).

-
- 21- V. G. Deibuk, A.V. voznyi, M. M. Sletore, Electronic and Optical Properties Of Semiconductors, vol **34** 38 (2000).
- 22- G. Steude, D. M. Hofmann, B. K. Meyer, Physc Status Solid B **207**, 7 (1997).
- 23- Yen. kuang kuo, Wen. Wei Lin , Jpn. Appl. Phys. Lett **41** ,73 (2002) .

فصل دوم

تراکم حاملها در ساختار ناهمگون AlGa/GaN

۱-۲ چگالی حالتها و چگالی الکترونها در چاه کوانتومی

همان طور که در فصل قبل اشاره شد در محل پیوندگاه ساختار ناهمگون AlGa/GaN یک چاه کوانتومی ایجاد می شود که الکترونها به هنگام حرکت در فصل مشترک به درون آن سقوط می کنند. در این فصل به محاسبه چگالی الکترونها درون چاه کوانتومی می پردازیم.

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 [۱]:

$$\frac{n(E)}{g(E)} = f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (1-2)$$

که در این رابطه ، $n(E)$ چگالی الکترونها با انرژی E در بازه واحد انرژی ، $g(E)$ چگالی حالتها مجاز در همین انرژی و E_F انرژی فرمی است .

چگالی الکترونها در ساختارهای دو بعدی با استفاده از چگالی حالتها در فضای دو بعدی بدست

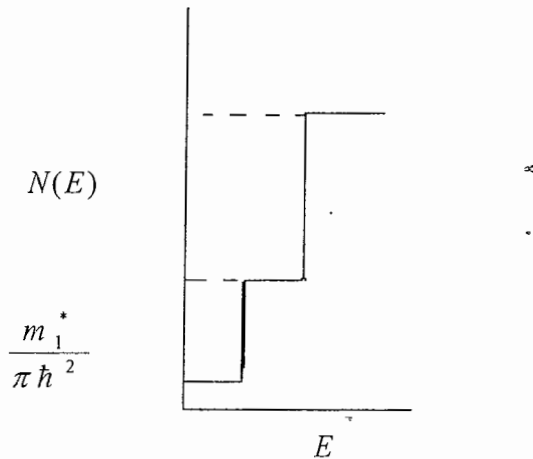
می آید [۲]:

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

$g_{2D}(E)$ چگالی حالتها نام دارد و در فضای دو بعدی برابر است با:

$$g_{2D}(E) = j \frac{m_n^*}{\pi \hbar^2} \quad (3-2)$$

که در آن نشان دهنده شماره تراز مجاز کوانتومی چاه است.



شکل ۱-۲ رابطه چگالی حالتها با انرژی در ساختارهای دو بعدی

چون چگالی حالتها در ساختارهای دو بعدی به صورت پله ای تغییر می کند. میتوان رابطه (۲-۲)

را به شکل زیر نوشت:

$$n_{2D} = \sum_j n_j \quad (4-2)$$

که n_j چگالی الکترونها در تراز j ام است و از رابطه زیر به دست می آید [۲]:

$$n_j = \frac{m_n^*}{\pi \hbar^2} \int_{E_j}^{\infty} f_F(E) dE = \frac{m_n^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln(1 + \exp(\frac{E_F - E_j}{k_B T})) \quad (5-2)$$

هر گاه $E_F - E_j > k_B T$ باشد، میتوان با صرفنظر کردن از ۱ در رابطه $\ln(1 + e^{\frac{E_F - E_j}{k_B T}})$ رابطه

(۵-۲) را به صورت ساده تر نوشت:

$$n_{2D} = \sum_j n_j = \frac{m_n^*}{\pi \hbar^2} \sum_j (E_F - E_j) \Theta(E_F - E_j) \quad (6-2)$$

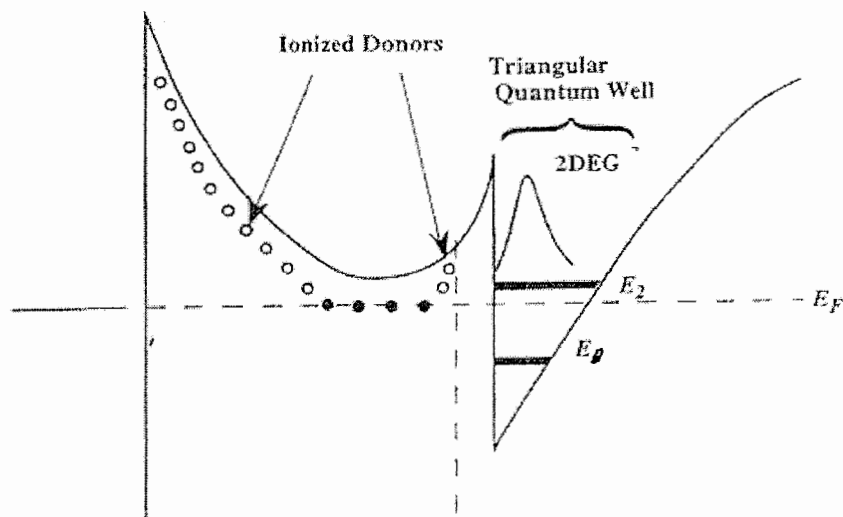
در محدوده دمایی پایین هر گاه $E_j > E_F$ باشد، یعنی تراز انرژی j ام بالاتر از تراز انرژی فرمی

باشد، Θ برابر صفر و در صورتی که $E_j < E_F$ باشد Θ برابر یک خواهد بود [۲].

اگر الکترونها تنها تراز اول انرژی در چاه کوانتومی را اشغال کنند. آنگاه می توان با توجه رابطه (۲-۵)

اختلاف انرژی تراز فرمی با تراز اول انرژی در چاه کوانتومی را به شکل زیر نوشت [۳]:

$$E_F - E_0 = k_B T \ln \left(\exp \left(\frac{n_{2D} \pi \hbar^2}{m^* k_B T} \right) - 1 \right) \quad (7-2)$$



شکل ۲-۲ ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مثلثی [۳]

۲-۲ پارامترهای GaN

در جدول ۱-۲ مقادیر پارامتری نیمرسانای GaN را که برای محاسبات به آنها احتیاج داریم، تنظیم شده است.

جدول ۱-۲ پارامترهای GaN

پارامتر	نماد	مقدار	مراجع
جرم موثر الکترون	m_n^*	$0.22m_0$	۴،۵،۶،۷،۸
		$0.2 m_0$	۹،۱۰،۱۱،۱۲
		$0.218m_0$	۱۴،۱۳
گاف انرژی (eV) در دمای اتاق	E_g	$3/42$	۱۴
		$3/39$	۵
		$3/4$	۱۷،۱۶،۱۵
فاکتور تبهگنی	g_n	۲	۱۹،۱۸،۲۰
		$1/95$	۴
چگالی جرمی $\left(\frac{Kg}{m^3}\right)$	ρ	$6/15 \times 10^3$	۱۳،۱۴،۲۰
		$6/10 \times 10^3$	۹،۸
ثابت دی الکتریک فرکانس پایین	ϵ_s	$9/7$	۱۹
		$9/87$	۱۵
		$10/4$	۱۱،۹
ثابت دی الکتریک فرکانس بالا	ϵ_∞	$5/47$	۲۳
		$5/35$	۸،۷
		$5/28$	۱۵
ثابت پیزوالکتریک	h_{14}	0.375	۸
پتانسیل تغییر شکل یافته آکوستیک (ev)	E_d	$1/3$	۸،۲۴،۹
		$1/4$	۱۵
		$1/54$	۲۰
سرعت فونون آکوستیک طولی (m/s)	u_l	$6/56 \times 10^3$	۲۷،۲۶،۲۵
سرعت فونون آکوستیک عرضی (m/s)	u_t	$2/68 \times 10^3$	۲۵،۲۶،۲۷
ثابت دی الکتریک بلور (Fm^{-1})	ϵ	$1/58 \times 10^{-11}$	۲۵،۲۶،۲۷

مراجع فصل ٢:

- 1-H. Morkoc, *Nitride Semiconductor and device*. spirnger Valexy Berlin Heidelberg NewYork (1999) .
- 2-Charles M. Wolfe, Nike Holonyak, Gregory E. Stillman, *Physical Property Of Semiconductors*
- 3- Jaspirt Singh, *Semiconductor Optoelectronic*, Mc Graw Hill (1995).
- 4- W. Gotz, R. S. Kerne, H. Liu, C. H. Chen, D. A. Steiyerwald, R. M. Fletcher, *Material Science and Engineering B* **59**, 212 (1999)
- 5- W. Gotz, N. M.Johanson, D. P. Bour, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, W. Imler, *Res. Soc. Symp. Proc.* vol **395**, 446 (1996)
- 6- B. Alken, T. Seriuin, B. Vhal, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 1048 (1996)
- 7- Z. F. Li, W. Lu, H. J. Ye, Z. M. Chen, X. Z. Yuan, H. F. Dou
- 8- Stephen. R. Oleary, Brain. E. Foutz, Michael . S. Shur, V. Bheplar, *J.Appl. Phys. Lett*, **83** 827 (1998)
- 9- V. W. L. Chin,T. L. Tansley, T. Ostchon, *J. Appl. Phys. Lett* **75**, 7367 (1994)
- 10- D. C. Look, *Materials Science and Engineering B* **50**, 51 (1997)
- 11- J. W. Orton, T. Foxon, *Rep. Prog. Phys* **61**, 4 (1998)
- 12- Subhabrata Dhar and Subhasis Ghosh, *Appl. Phys. Lett* **86**, 2674 (1999)
- 13- M. Fonciulli, T. Lei, T. D. Moustakes, *Phys. Rev B* **48**, 48 (1993)
- 14- Hisahi Nakayma, Pety Hack, Mohamad Rezaul, Huque Khan, *J.Appl. Phys. Lett* **35**, 283 (1996).
- 15- H. Morkoc, S. Strite, G. B. Cao, M. E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns, *Appl. Phys. Lett* **76**, 1380 (1994).
- 16- S. G. Jain, M. Willander, J. N. arayah, R.Van Overstraeton, III - *nitrides Growth characterization and properties*

-
- 17- W. Kim, A. E. Botchkarev, A. Salvador, G. Popvidi, H. Tong, H. Morkoc, J. Appl. Phys. Lett **82**, 219 (1997)
- 18- A. Kasic, M. Schubert, B. Rheinlander, V. Riede, S. Einfeldt, Material Science and Engineering B **2**, 75 (2001).
- 19- B. Santic, Semicond . Sci. Technol. **18**, 222(2003).
- 20- D. Huang, F. Yun, M. A. Reshchikov, D. Wong, H. Morkoc, Solid. State .Phys **45**, 714 (2001).
- 21 - A. F. M. Anwor, Shang Li Wu, T. Webster, IEEE Transaction on electron devices **48**, 568 (2001).
- 22- M. E. Lin, B. N. Sverdlov, S. Strite, H. Morkoc, A. E. Drakin, Appl. Phys. Lett **29**, 1759 (1993).
- 23 - Maziar Farahmand, Carlo Garetto, Enrico Bellotti, IEEE Transaction on electron devices **48**, 537 (2001).
- 24- R. Wang, P. P. Ruden, J. Kolinik, I. Oguzmon, K. F. Brenna, Res. Soc . Sym. Proc vol **449**, 937 (1997).
- 25- Sibel Gokden, physica E **23**, 23 (2004).
- 26- S. Gokden, R. Baran, N. Balkan, S. Mazzucato, Physica E **24**, 250 (2004).
- 27- D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B. K. Ridley, W. J. Schaff, Semicond . Sci. Technoi **19**, 429 (2004).

فصل سوم

نظریه ترابری حاملها در میدان پایین در ساختار AlGaIn/GaN

۳-۱- مقدمه

در یک نیمرسانا در حالت تعادل گرمایی حاملهانی بار با سرعت زیاد به طور کاتوره ای در تمام راستاها در حال حرکت هستند و با اتم های شبکه و ناخالصی ها برخورد می کنند. این امر موجب می شود تا مسافت کل طی شده توسط هر حامل بار در یک دوره زمانی صفر باشد. اما وقتی میدان الکتریکی به ماده اعمال می شود ، حاملها از میدان الکتریکی نیرو دریافت کرده و در فاصله میان دو برخورد در امتداد میدان شتاب می گیرند. بنابراین یک مولفه سرعت اضافی به حرکت گرمایی اضافه می شود که سرعت سوق نام دارد. بزرگی این سرعت با میدان الکتریکی متناسب است

$$v_d \sim E \quad (1-3)$$

ثابت تناسب در این رابطه را تحرک می نامند. بدین ترتیب :

$$v_d = \mu \cdot E \quad (2-3)$$

بزرگی تحرک در بلور به حضور سازوکارهای مختلفی که در پراکندگی حاملها موثرند بستگی دارد. با شناخت این سازوکارها و تاثیر آنها در بازه های دمایی گوناگون می توان شرایط بهینه رشد بلور مورد نظر را تا حد امکان پیش بینی و کنترل نمود.

از دیدگاه میکروسکوپی، تحرک حامل ها (μ)، با جرم موثر حامل (m^*) مورد نظر، همچنین زمان میانگین بین دو برخورد متوالی ($\bar{\tau}$) در ارتباط است به طوری که:

$$\mu = \frac{e\bar{\tau}}{m^*} \quad (3-3)$$

کمیت $\bar{\tau}$ در حالت کلی تابع انرژی حامل ها است، لکن با فرض حضور سازو کارهای مستقل پراکندگی که هر کدام با کمیت $\bar{\tau}_i$ (زمان واهلش متناظر با ساز و کار پراکندگی i ام) معرفی می شوند می توان انتظار داشت احتمال پراکندگی کل در مدت زمان dt از رابطه زیر پیروی کند [۱]:

$$\frac{dt}{\bar{\tau}} = \sum_i \frac{dt}{\bar{\tau}_i} \quad (۳-۴)$$

و یا:

$$\frac{1}{\bar{\tau}} = \frac{1}{\bar{\tau}_1} + \frac{1}{\bar{\tau}_2} + \dots \quad (۳-۵)$$

با توجه به رابطه (۳-۳) می توان رابطه اخیر را به صورت زیر نوشت که به قاعده ماتیسین موسوم است:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \dots \quad (۳-۶)$$

سازوکارهای پراکندگی را به دو گروه پراکندگی های ذاتی و غیر ذاتی تقسیم بندی می کنند. پراکندگی های غیرذاتی شامل پراکندگی حاملها از ناخالصی های یونیده، پراکندگی از دررفتگی ها و پراکندگی های ذاتی شامل پراکندگی فونون قطبی-نوری، پراکندگی پیزوالکتریک، پراکندگی فونون آکوستیک می شود [۲،۳].

در ادامه به بررسی روابط نظری مربوط به هر کدام از این سازوکارها در شرایط دو بعدی می پردازیم.

۳-۲ فرایندهای غیر ذاتی پراکندگی حاملها

۳-۲-۱ پراکندگی ناخالصی یونیده مربوط به اتمهای بخشنده کنترل شده

این سازو کار پراکندگی ناشی از برخورد الکترونها باناخالسی های بخشنده یونیده در لایه سد است و تحرک الکترونها در دماهای پایین تحت تاثیر این سازوکار پراکندگی قرار می گیرد. مقدار تحرک

محدود شده بر اثر این مکانیزم با رابطه زیر محاسبه می شود [۴،۵]:

$$\mu_{remot}(T) = \frac{64\pi\hbar^3\epsilon_s s_o^2 (2\pi n_{2D})^{\frac{3}{2}}}{e^3 m^*} \left[\frac{1}{Z^2} - \frac{1}{(Z+d)} \right]^{-1} \quad (۳-۷)$$

که در آن رابطه n_{2D} چگالی گاز الکترون دو بعدی، ϵ ثابت دی الکتریک بلور و m^* جرم موثر الکترون است. همچنین Z عرض چاه کوانتومی و d عرض لایه تغییر شکل یافته هستند

s_0 تابع پوشش است و به صورت زیر تعریف می شود [۶]:

$$s_0 = \frac{e^2 \cdot m^*}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \hbar^2} \quad (۸-۳)$$

عرض چاه کوانتومی میانگین فاصله گاز الکترون دو بعدی از پیوندگاه ساختار ناهمگون است و اگر

$$10^{12} \text{ cm}^{-2} < n_{2D} < 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ باشد، از رابطه زیر بدست می آید [۷]:}$$

$$Z = \frac{69}{(n_{2D})^{0.4}} \text{ \AA} \quad (۹-۳)$$

۳-۲-۲ پراکندگی ناخالصی یونیده مربوط به بار فصل مشترک

گاز الکترون دو بعدی در فصل مشترک ساختار ناهمگن AlGaIn/GaN شکل می گیرد. این سازوکار پراکندگی ناشی از برخورد الکترونها با ناخالصی های یونیده در فصل مشترک ساختار ناهمگون است و در دماهای پایین بر تحرک حاملها تاثیر می گذارد.

تحرک محدود شده براترین سازوکار به صورت زیر توصیف می شود [۸، ۹]:

$$\mu_{\text{int}} = \frac{8 \cdot \pi \cdot \hbar^3 \cdot \epsilon^2 \cdot k_f^2 \cdot I}{e^3 \cdot m^{*2} \cdot N_{bi}} \quad (۱۰-۳)$$

که در رابطه (۸-۳)، N_{bi} چگالی ناخالصی ها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون است.

و I برابر است با:

$$I = \int_0^\pi \frac{\sin^2(\theta)}{(\sin(\theta) + \beta)^2} d\theta \quad (۱۱-۳)$$

به طوری که

$$\beta = \frac{so}{2k_f} \quad (۱۲-۳)$$

در این رابطه k_f بردار موج سطح فرمی است و از رابطه زیر بدست می آید:

$$k_f = (2\pi m_{2D})^{\frac{1}{2}} \quad (13-3)$$

۳-۲-۳ پراکندگی در رفتگی:

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

زمان واهلش وابسته به این ساز و کار که در دماهای پایین تحرک الکترون ها را تحت تاثیر قرار می هد برابر است با [۱۱،۱۰]:

$$\tau_t = \left(\frac{N_{dis} \cdot m^* \cdot e^2}{\hbar^3 \cdot \epsilon^2 \cdot c^2} \cdot \frac{I_t}{4\pi \cdot k_f^4} \right)^{-1} \quad (14-3)$$

که در آن N_{dis} چگالی در رفتگی ها در واحد سطح، c ثابت شبکه بلور GaN در جهت (۰۰۰۱) است. I_t در این رابطه برابر است با:

$$I_t = \frac{1}{2} \cdot \xi^2 \cdot \int_0^1 \frac{1}{(1 + \xi^2 \cdot u^2) \cdot \sqrt{1 - u^2}} du \quad (15-3)$$

و ξ پارامتر بدون بعدی است و برابر است با:

$$\xi = \frac{2 \cdot k_f}{q_{TF}} \quad (16-3)$$

که q_{TF} همان بردار موج دو بعدی فرمی بوده و برابر است با:

$$q_{TF} = \frac{2}{a_B^*} \quad (17-3)$$

a_B^* شعاع موثر بردار بوهر است.

۳-۳ فرایندهای ذاتی پراکندگی حاملها

با افزایش دما از دماهای پایین به دماهای متوسط تاثیر پراکندگی های غیرذاتی بر تحرک الکترونها کاهش یافته و سازوکارهای ذاتی ناشی از برهم کنش فونونهای منتسب به شبکه بلوری با حاملها نقش اصلی کنترل تحرک را بر عهده دارند، در ادامه به آنها به اختصار به شرح آنها می پردازیم.

۳-۳-۱ پراکندگی آکوستیک :

این ساز و کار توسط دو فرآیند مستقل از هم بر تحرک الکترونها تاثیر می گذارد. این دو فرآیند عبارتند از پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک و پراکندگی فونون آکوستیک که از جمله عوامل تاثیر گذار در محدوده دمایی متوسط هستند.

الف - پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک:

مقدار تحرک محدود شده گاز الکترون دو بعدی بر اثر این ساز و کار پراکندگی به صورت زیر با دما تغییر می کند [۱۲]:

$$\mu_{dp}(T) = \frac{2.e.\hbar^3 . \rho . u_l^2 . Z}{3.m^{*2} . E_d^2 . k_B . T} \quad (۱۸-۳)$$

در رابطه (۱۸-۳) ρ چگالی بلور، u_l سرعت فونون آکوستیک طولی و E_d پتانسیل تغییر شکل است.

ب - پراکندگی پیزوالکتریک:

در دماهای متوسط پراکندگی الکترونها در گاز الکترون دو بعدی تحت تاثیر این سازو کار پراکندگی به صورت زیر گزارش شده است [۶]:

$$\mu_{pe}(T) = \frac{\pi . k_f . E_d}{Z . e . (h_{14})^2} \cdot \frac{1}{\left[\left(\frac{9}{32} \right) + \frac{13}{32} \left(\frac{u_l}{u_t} \right)^2 \cdot \frac{I_2(T)}{I_1(T)} \right]} \cdot \frac{2.e.\hbar^3 . \rho . u_l^2 . Z}{3.m^{*2} . E_d^2 . k_B . T} \quad (۱۹-۳)$$

که در آن h_{14} ثابت پیزوالکتریک و u_t سرعت فونون آکوستیک عرضی است

و مقادیر I_1 و I_2 از روابط زیر حاصل می شوند:

$$I_1(T) = \left[\left(\frac{4 \cdot \frac{2 \cdot \hbar \cdot \omega \cdot k_f}{k_B \cdot T}}{3 \cdot \pi} \right)^2 + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (20-3)$$

$$I_2(T) = \left[\left(\frac{4 \cdot \frac{2 \cdot \hbar \cdot \omega \cdot k_f}{k_B \cdot T}}{3 \cdot \pi} \right)^2 + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (21-3)$$

۳-۳-۲ پراکندگی فونون قطبی - نوری:

پراکندگی فونونهای قطبی - نوری وابسته به مداراتعاشی طولی شبکه بلوری (Lo-phonons) معمولاً در دماهای بالا از بیشترین تاثیر برخوردار بوده و فرآیند حاکم در کنترل رساندگی ماده است.

تحرک محدود شده بر اثر این مکانیزم از رابطه زیر به دست می آید [۱۳]:

$$\mu_{lo}(T) = \frac{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_p \cdot \hbar^2}{e \cdot \omega \cdot m^* \cdot z} \left(\exp \frac{\hbar \cdot \omega}{k_B \cdot T} - 1 \right) \cdot \epsilon_0 \quad (22-3)$$

که در آن، ϵ_p به صورت زیر تعریف می شود:

$$\epsilon_p = \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right)^{-1} \quad (23-3)$$

ϵ_s ثابت دی الکترونیک بلور در فرکانس های پایین و ϵ_∞ ثابت دی الکترونیک بلور در فرکانس های

بالا است.

- 1- Jaspirt Singh , *Semiconductor Optoelectronics*, Mc Graw Hill (1995).
- 2- D. L .Rodei, R. K Willardson, A. C Beer, *Semiconductor and Semimetals vol 10*, Academic press, NewYork, (1975).
- 3- J. S. Blackemore, *solid state physics*. Cambridge university press (1975).
- 4- K. Hess, Appl. Phys. Lett **35**, 484 (1979).
- 5- K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drumond, H. Morkos , Jpn. Appl. Phys. Lett **54**, 6432 (1983).
- 6- K . Hess. Appl. Phys. Lett **35**, 484 (1979).
- 7- Franck Stengel, S. Noor Mohammad, H. Morkoc, Jpn. Appl. Phys. Lett **80**, 3035 (1996).
- 8- C. T. Sah, T. H Ning, L. L. T. Schopp, Surf. Sci **32**, 561 (1972).
- 9- K . V . Arova Naeem. Phys. Rev. B **31**, 3887 (1985).
- 10- T. Wang, J. Bai, S. Sakai, Y. Ohno, H. Ohno, Appl. Phys. Lett **76**, 2737(2000) .
- 11- B. K. Ridley, B. E. Foutz, F. Eastman, Phys. Rev. B **611**, 6862 (2000).
- 12- B. K. Rodly, J. Physc **15**, 5899 (1982).
- 13- S. Das Sarma, F. Stern, Phys. Rev. B **32**, 8442 (1985).

فصل چهارم

بررسی خواص ترابری ساختار ناهمگون یگانه GaN/AlGaN

۴-۱ مقدمه

می دانیم رسانندگی یک نیمرسانا تابعی از دو کمیت تراکم و تحرک حاملها است. بنابراین برای بررسی خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون یگانه AlGaN/GaN باید بستگی دمایی تراکم و تحرک گاز الکترون دو بعدی با در نظر گرفتن پارامترهای گوناگون را به خوبی شناخت. در ادامه در بخش ۲-۴ به تاثیر پارامترهای مختلف شامل روش به کار گرفته شده رشد لایه، جنس زیر لایه، ضخامت لایه GaN، کسر مولی آلومینیوم، آرایش لایه سد و ضخامت لایه جداکننده بر رفتار الکتریکی ماده پرداخته شده است. سپس در بخش ۳-۴ با در نظر گرفتن عوامل گوناگون پراکندگی الکترونها در ساختار دو بعدی برای دو نمونه نتایج تجربی مربوط به تحرک الکترونی آنها مورد تحلیل قرار گرفته و تاثیر هر یک از این عوامل در نواحی دمایی مختلف بررسی می شود و تطبیق محاسبات نظری و نتایج تجربی برای دو نمونه با استفاده از محاسبه پراکندگی دررفتگی انجام می شود. هم چنین موقعیت تراز فرمی در چاه کوانتومی با تغییر چگالی گاز الکترون دو بعدی بررسی می شود. سرانجام در بخش ۴-۴ خواص ترابری مشاهده شده در نمونه ای با ساختار ناهمگون دوگانه با نمونه ای با ساختار ناهمگون یگانه مقایسه شده است.

۲-۴ تاثیر پارامترهای رشد بر تراکم و تحرک گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون

AlGa_{0.15}N/GaN

۱-۲-۴ روش رشد

در بخش ۱-۲-۱ گفته شد، برای رشد ساختارهای ناهمگون معمولاً از دو روش MBE یا MOCVD استفاده می شود. نتایج کار محققان مختلف نشان می دهد که خواص الکتریکی ساختار ناهمگون AlGa_{0.15}N/GaN شامل تراکم و تحرک گاز الکترون دو بعدی به روش های رشد لایه نشانی یاد شده بستگی ندارد [۱-۶].

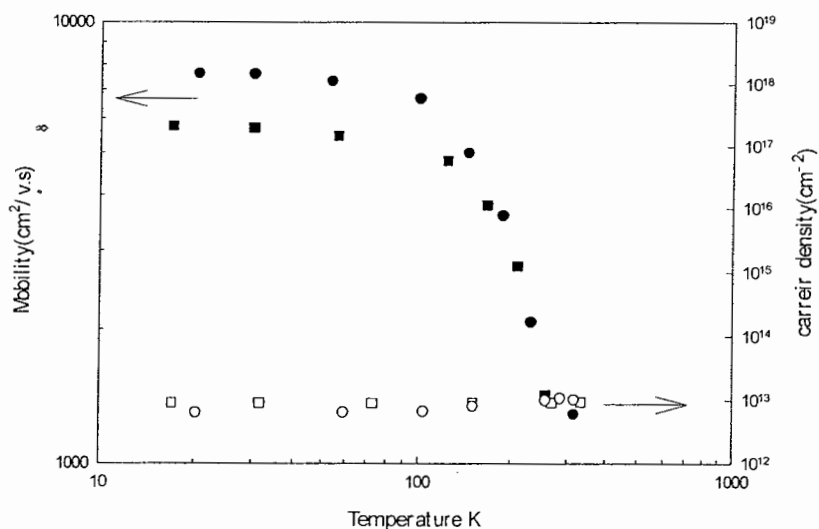
۲-۲-۴ جنس زیر لایه

جنس زیر لایه به کار گرفته شده در رشد ساختار ناهمگون، بر خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی تاثیر می گذارد. همان طور که در فصل یک گفته شد، معمولاً برای رشد ساختار ناهمگون AlGa_{0.15}N/GaN از دو زیر لایه Sapphire یا SiC استفاده می شود. برای بررسی تاثیر جنس زیر لایه بر خواص گاز الکترون دو بعدی دو گروه نمونه انتخاب شده اند. گروه اول شامل دو نمونه با ساختار یکسان است که به روش MOCVD یکی بر روی sapphire و دیگری بر روی SiC رشد یافته است [۷]. شکل زیر طرحی ساده از ساختار این نمونه ها را نشان می دهد :

Undoped Al _{0.15} Ga _{0.85} N (500° A)
Undoped GaN (3 μm)
AlN(150°A)
substrate

شکل ۱-۴ طرحی از ساختار نمونه ها با زیر لایه های متفاوت

تراکم و تحرک گاز الکترونی در هر دو نمونه در محدوده دمایی ۲۰ تا ۳۰۰ کلوین اندازه گیری شده است.



شکل ۴-۲ بستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترونی در دو نمونه با زیر لایه sapphire (مربع ها)، SiC (دایره ها) گروه دوم شامل دو نمونه با ساختار هندسی مشابه $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN$ است که به روش MOCVD یکی بر روی SiC و دیگری روی Sapphire لایه نشانی شده است [۱] مقادیر تراکم و تحرک گاز الکترون دو بعدی در این ساختارها در دماهای ۳۰۰ و ۷۷ کلوین در جدول ۴-۱ آمده است.

جدول ۴-۱ بستگی دمایی تراکم و تحرک در نمونه هایی که روی Sapphire و SiC رشد داده شده اند.

جنس زیر لایه	$\mu_{300} (cm^2 / v.s)$	$n_{300} (cm^{-2})$	$\mu_{77} (cm^2 / v.s)$	$n_{77} (cm^{-2})$
SiC	۲۰۰۰	10^{13}	۹۰۰۰	10^{13}
Sapphire	۱۲۰۰	$1/5 \times 10^{13}$	۴۵۰۰	$1/5 \times 10^{13}$

از مقایسه این نتایج می توان دریافت که اگر چه میزان تراکم گاز الکترونی تغییر چندانی پیدا نکرده است، لکن تحرک گاز الکترونی در محدوده دمایی پایین در نمونه های رشد یافته روی SiC، در

حدود دو برابر نمونه رشد یافته بر روی Sapphire است. علت این امر می تواند ناشی از ورود پراکندگی های ناشی از دررفتگیها در محل فصل مشترک لایه های AlGaN/GaN باشد که منشاء آن در لایه های زیرین به ویژه در فصل مشترک با زیر لایه است. لازم به ذکر است که عدم تطابق ثابت شبکه SiC با GaN ۳/۸ درصد و در مورد Sapphire این مقدار ، ۱۴/۸ درصد می باشد [۷]. این امر باعث می شود که کرنش ایجاد شده در لایه GaN رشد یافته بر روی SiC در مقایسه با زیر لایه Sapphire کمتر باشد

گرچه نمونه رشد یافته بر روی زیر لایه SiC خواص ترابری بهتری را نشان می دهد ، اما به دلیل ازراوتر بودن Sapphire و هم چنین پایداری و شفافیت بیشتر آن نسبت به SiC، برای رشد ساختارهای ناهمگون معمولاً از زیر لایه Sapphire استفاده می شود

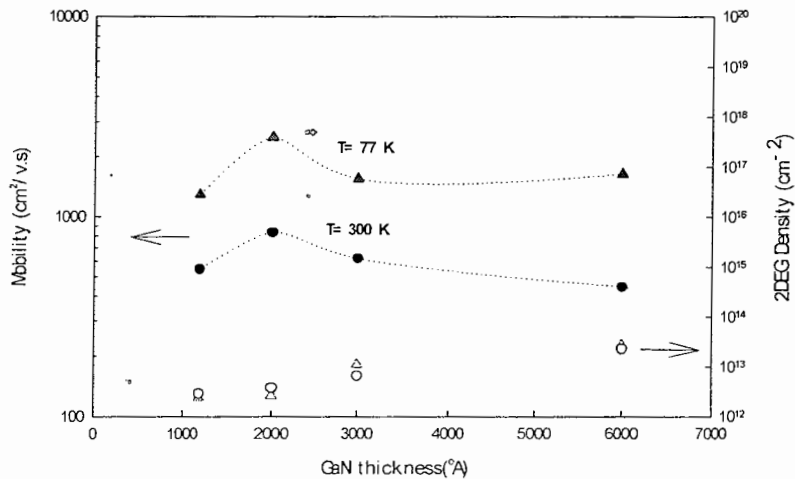
۴-۲-۳ ضخامت لایه GaN

برای مطالعه نقش ضخامت لایه GaN بر خواص ترابری گاز الکترون دوبعدی در ساختار ناهمگون GaN/AlGaN ، چهار نمونه گزارش شده توسط آصیف خان و همکاران [۸] انتخاب شده اند. این نمونه ها که بر روی زیر لایه Sapphire و به روش MOCVD رشد داده شده اند از ساختار هندسی نشان داده شده در شکل ۴-۳ برخوردارند.

Undoped Al _{0.13} Ga _{0.87} N (1000°A)
GaN (600-1200°A)
Sapphire

شکل ۴-۳ طرحی از ساختار نمونه ها با ضخامت متغیر لایه GaN

شکل ۴-۴ تحرک و تراکم این نمونه ها را در دو دمای ۷۷ و ۳۰۰ کلوین به ازای ضخامت‌های مختلف لایه GaN نشان می دهد.



شکل ۴-۴ تغییرات تحرک و تراکم الکترونها بر حسب ضخامت GaN در دمای ۷۷ کلوین (مثلث ها)

۳۰۰ کلوین (دایره ها)

همان طور که از این شکل پیداست با افزایش ضخامت لایه GaN، همزمان تحرک گاز الکترون دو بعدی کاهش و تراکم الکترونی افزایش می یابد. علت این تغییرات می تواند ناشی از حضور رسانندگی موازی در ناحیه گاز الکترون دو بعدی و نیز لایه GaN باشد. زیرا با افزایش ضخامت لایه GaN کیفیت بلوری آن بیشتر شده و الکترونها از تحرک بیشتری برخوردار می شوند. تحلیل نظری رسانندگی موازی نشان می دهد [۸]:

$$\mu = (n_{GaN}\mu_{GaN}^2 + n_{2D}\mu_{2D}^2) / (n_{GaN}\mu_{GaN} + n_{2D}\mu_{2D}) \quad (1-4)$$

$$n = (n_{GaN}\mu_{GaN} + n_{2D}\mu_{2D})^2 / (\mu_{GaN}^2 n_{GaN} + \mu_{2D}^2 n_{2D}) \quad (2-4)$$

که در روابط فوق n_{2D} و μ_{2D} به ترتیب تراکم و تحرک گاز الکترون دو بعدی همچنین n_{GaN} و μ_{GaN} به ترتیب تراکم و تحرک الکترونها در لایه GaN هستند. به راحتی میتوان تحقیق کرد که

چنانچه تحرک الکترونی در GaN افزایش پیدا کند به طوری که $\mu_{GaN} \approx \mu_{2DEG}$ (که تقریب

مناسبی در دمای اتاق است.) در این صورت معادلات فوق به صورت زیر ساده می شوند:

$$n \approx n_{GaN}^s + n_{2D} \quad (3-4)$$

$$\mu \approx \mu_{GaN} \quad (4-4)$$

که در آن $n_{GaN}^s = n_{GaN} \cdot d$ (که d ضخامت لایه GaN و s نشانگر واژه sheet، "پوسته ای"

است.) است. در دمای پایین (۷۷ کلوین) تراکم حاملها در لایه GaN تا حد زیادی کاهش یافته در

نتیجه با فرض تعداد کوچکی برای n_{GaN} (در مقایسه با n_{2DEG}) معادلات (۴-۱) و (۴-۲) به صورت

زیر ساده می شوند:

$$n \approx n_{2D} \quad (5-4)$$

$$\mu \approx \mu_{2D} \quad (6-4)$$

این نتایج به خوبی با نتایج تجربی در ضخامتهای بزرگتر از $A \approx 2000^\circ$ توافق دارد. گرچه انتظار می

رود این روند در ضخامت های پایین تر GaN نیز ادامه یابد لکن نتایج تجربی خلاف این را نشان می

دهد. این امر می تواند ناشی از وجود تراکم بالاتر چگالی در رفتگی ها در لایه بسیار نازک GaN باشد

که به کاهش تحرک گاز الکترونی انجامیده است. در عمل برای کنترل و کاهش در رفتگیهایی که به

علت عدم انطباق شبکه ای و ضرایب انبساط دمایی که در فصل مشترک ایجاد می شوند از رشد یک

لایه واسط از جنس AlN بر روی زیر لایه و لایه GaN استفاده می کنند. در ادامه بحث به نمونه هایی

از این قبیل اشاره خواهد شد.

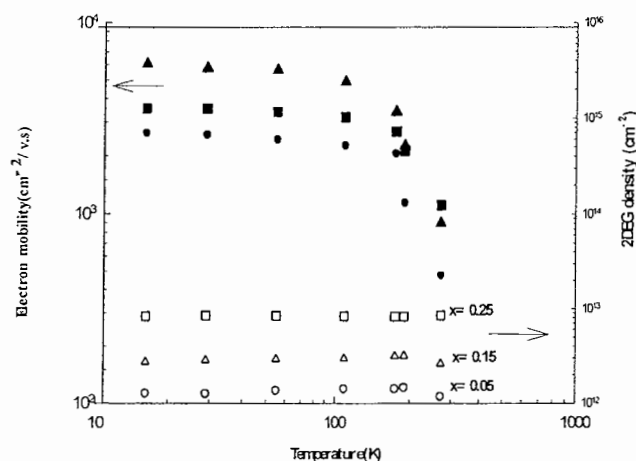
۴-۲-۴ کسر مولی آلومینیوم :

برای بررسی تغییرات خواص ترابری گاز الکترون دوبعدی در ساختار GaN/AlGa_xN با تغییر کسر مولی آلومینیوم (x) دو گروه از نمونه های متعلق به ردینگ [۹] و آصیف خان [۸] انتخاب شده اند. ردینگ و همکارانش سه نمونه را بر روی Sapphire و با استفاده از روش MOCVD با طرح لایه گذاری نشان داده شده در شکل ۵ رشد دادند. در این نمونه ها مقدار کسر مولی آلومینیوم در لایه سد بدون آلیش AlGa_xN معادل ۵، ۱۵ و ۲۵ درصد می باشد.

Undoped Al _x Ga _{1-x} N (500° A)
Undoped GaN (3 μm)
AlN(150° A)
(0001)Sapphire

شکل ۴-۵ طرح ساختاری لایه ها در نمونه های ردینگ و همکاران [۹] با مقادیر کسر مولی آلومینیوم متفاوت

شکل ۴-۶ نتایج تجربی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی را در این نمونه ها در محدوده دمایی ۱۰ تا ۳۰۰ کلوین نشان می دهد.



شکل ۴-۶ بستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه های Al_xGa_{1-x}N/GaN با مقادیر x=0.05

(دایره ها)، x=0.15 (مثلث ها) و x=0.25 (مربع ها)

همانگونه که از داده ها پیداست، تحرک الکترونی در هر سه نمونه در دماهای پایین (تا ۷۷ کلوین) تقریباً ثابت بوده و در دماهای بالاتر از ۱۰۰ کلوین کاهش می یابد. نمونه با کمترین مقدار کسر مولی آلومینیوم (۰/۰۵)، کمترین تحرک الکترونی را در بین این سه نمونه داراست. با افزایش کسر مولی آلومینیوم تا ۰/۱۵، تحرک الکترونها نیز افزایش می یابد. با افزایش بیشتر کسر مولی تا ۰/۲۵ این مقدار مجدداً کاهش می یابد. علاوه بر این با توجه به داده های مربوط به تراکم گاز الکترونی ملاحظه می شود که افزایش کسر مولی آلومینیوم به افزایش تراکم الکترونی منجر می شود که با دقت خوبی در تمامی گستره دمایی مستقل از دماست. این پدیده یکی از نشانه های وجود گاز الکترون دو بعدی است و حاکی از آن است که در دماهای پایین پدیده انجماد حاملها که پدیده ای قابل انتظار در شرایط سه بعدی در نیم رساناهای نیتروژن دار است در اینجا رخ نمی دهد [۱۰].

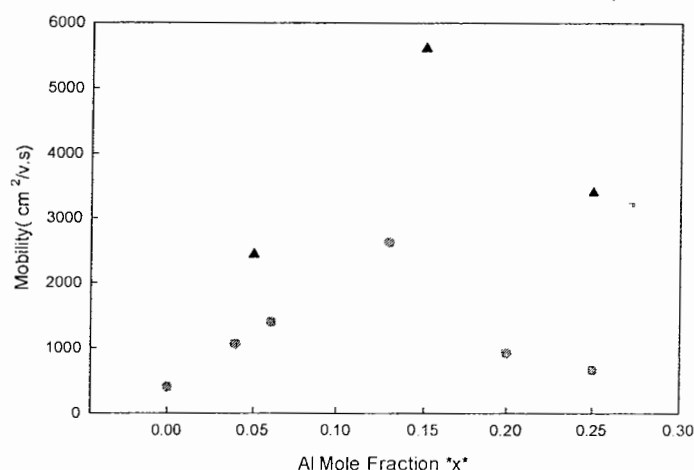
آصیف خان و همکارانش [۸] نیز آزمایشهای مشابهی را برای بررسی تاثیر کسر مولی آلومینیوم بر خواص الکتریکی گاز الکترونی به کار گرفته اند. آنها نمونه های خود را (با ساختار هندسی نشان داده شده در شکل ۴-۷) بر روی زیر لایه Sapphire و به روش MOCVD رشد داده اند. مقدار کسر مولی آلومینیوم در لایه سد در نمونه های آنها بین صفر تا ۲۵ درصد تغییر می کند.

Undoped Al _x Ga _{1-x} N (500° A)
Undoped GaN (60 μm)
AlN(500°A)
(0001)Sapphire

شکل ۴-۷ طرحی از ساختار هندسی نمونه های آصیف خان به منظور بررسی تاثیر کسر مولی آلومینیوم (X) بر خواص

ترابری گاز الکترون دو بعدی

شکل ۴-۸ تحرک الکترونی این نمونه ها را در دمای ۷۷ کلوین به همراه نتایج گزارش شده توسط ردوینگ و همکارانش نشان می دهد. همانگونه که پیداست اگرچه بزرگی تحرک الکترونی در نمونه های گروه ردوینگ بزرگتر از نمونه های گروه آصیف خان است، ولی هر دو گروه تحرک بیشینه را به ازای X بین ۱۳ و ۱۵ درصد یافته اند.



شکل ۴-۸ بستگی تحرک گاز الکترونی به کسر مولی آلومینیوم در دمای ۷۷ کلوین مثلث ها نتایج گروه ردوینگ [۸] و دایره ها نتایج گروه آصیف خان [۹] است.

تغییرات رو به کاهش تحرک گاز الکترونی در این ساختارهای ناهمگون به ازای $x < 0.13$ در لایه سد با توجه به رابطه (۱-۱۱) می تواند ناشی از نزدیکی بزرگی گاف نواری AlGaN به گاف نواری GaN باشد که بر اثر کوچک بودن عمق چاه کوانتومی الکترونها به لایه AlGaN یا GaN نفوذ پیدا کرده و رفتاری سه بعدی پیدا کنند. از طرفی افزایش بیشتر کسر مولی آلومینیوم به ازای $x > 0.13$ به عدم انطباق ثابت شبکه ای لایه های AlGaN و GaN منجر شده که به افزایش تراکم دررفتگیها در فصل مشترک انجامیده و سبب کاهش تحرک حاملها می شود.

نمونه هایی که تا کنون مورد بررسی قرار گرفته اند فاقد آلاینش خواسته بوده اند. در ادامه به بررسی نمونه هایی می پردازیم که لایه سد آنها به طور خواسته آلاینده شده اند.

۴-۲-۵ آرایش لایه سد

در ساختار های ناهمگون معمولاً لایه سد را با ناخالصی می آلاینده تا خواص الکتریکی ساختار را به نحو مطلوب تغییر دهند. در نمونه های مورد مطالعه در این تحقیق لایه سد با ناخالصی های بخشنده Si آلاینده شده است، اما در مواردی که خواص الکتریکی گاز حفره ای دو بعدی مورد توجه است، لایه سد با ناخالصی های پذیرنده مانند Mg آلاینده می شود [۱۱]. برای بررسی تاثیر آرایش سد بر خواص گاز الکترون دو بعدی دو نمونه، با ساختار لایه ای در شکل ۴-۵ را در نظر می گیریم که در شرایط یکسان بر روی زیر لایه Sapphire و به روش MOCVD رشد یافته اند. لایه سد در نمونه اول بدون آرایش خواسته بوده و در نمونه دوم با اتم های سیلیسیوم با چگالی $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ آلاینده شده است [۹].

تحرك و تراکم الکترونها در این دو نمونه در دما های ۳۰۰ و ۷۷ کلوین اندازه گیری شده در جدول (۴-۲) نشان داده شده است.

جدول ۴-۲ مقایسه تراکم و تحرك گاز الکترونی در نمونه فاقد آرایش خواسته و با آرایش خواسته در لایه سد

نمونه	$\mu_{300} (\text{cm}^2 / \text{v.s})$	$n_{300} (\text{cm}^{-2})$	$\mu_{77} (\text{cm}^2 / \text{v.s})$	$n_{77} (\text{cm}^{-2})$
بدون آرایش خواسته	۱۰۱۰	$8/5 \times 10^{12}$	۵۲۰۰	$8/3 \times 10^{12}$
با آرایش	۱۱۵۰	$8/6 \times 10^{12}$	۳۸۸۰	$8/5 \times 10^{12}$

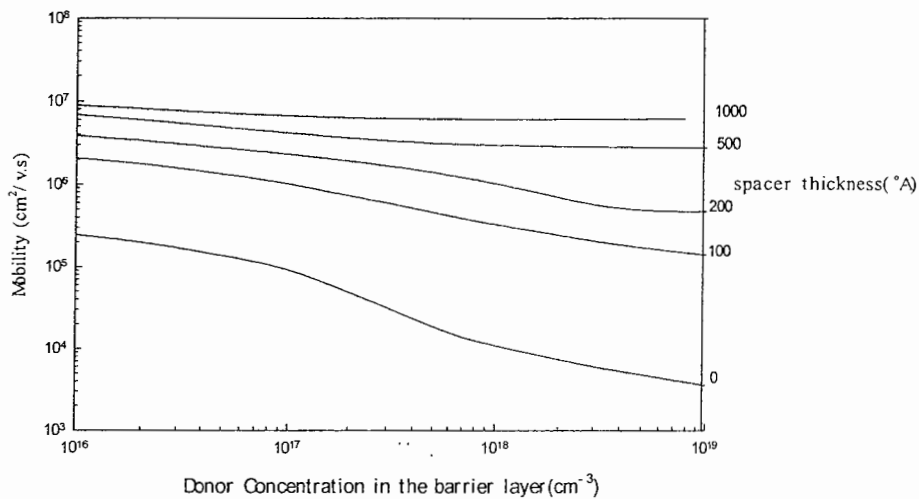
از مقایسه مقادیر تحرك الکترونی در دمای اتاق ملاحظه می شود که در نمونه آلاینده تحرك قدری بیشتر از نمونه بدون آرایش خواسته است. اما در دمای ۷۷ کلوین تحرك الکترونها در دو بعدی در نمونه آلاینده به مراتب کمتر از نمونه بدون آرایش خواسته است. از سوی دیگر مشاهده می شود که تراکم گاز الکترونی در نمونه ای که لایه سد آن آرایش دارد اندکی بیشتر از نمونه سد بدون آرایش خواسته است. کاهش تحرك گاز الکترونی با لایه سد آرایش شده در دمای ۷۷ کلوین می تواند ناشی از تاثیر پراکندگی ناخالصی های یونیده باشد که ساز و کار غالب پراکندگی در دماهای پایین است. علت

آنکه این پراکندگی در دماهای بالا چندان موثر نیست این است که در ناحیه دمایی بالا انرژی جنبشی الکترونها زیاد بوده و در نتیجه به هنگام عبور از کنار مراکز ناخالصی بخشنده چندان تحت تاثیر نیروی کولنی آنها قرار نمی گیرند.

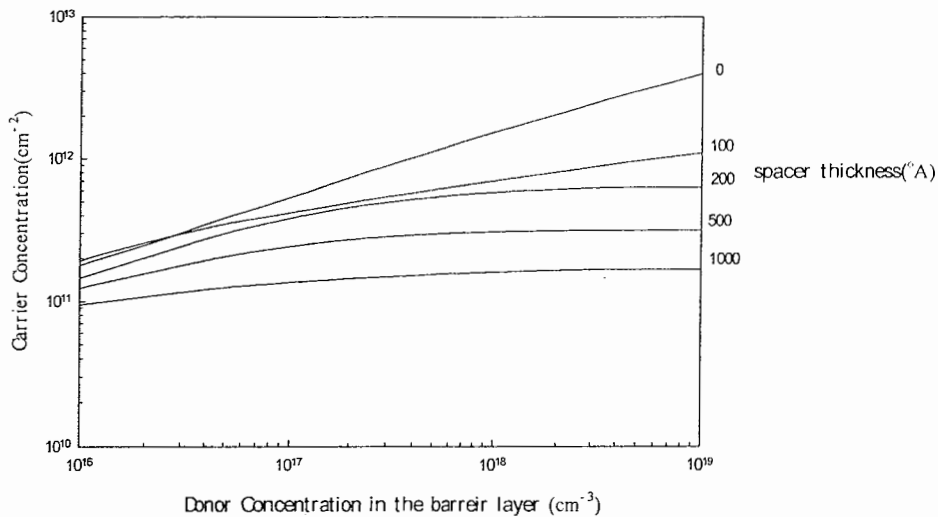
به منظور ارتقاء مقدار تحرک گاز الکترون دو بعدی غالباً از رشد یک لایه نازک در حد فاصل لایه های GaN و AlGaIn آرایش شده به نام لایه جداکننده (spacer) استفاده می شود. در بخش بعد به بررسی تاثیر وجود این لایه در خواص ترابری گاز الکترونی می پردازیم.

۵-۲-۶ ضخامت لایه جدا کننده

همانگونه که در بخش قبل ملاحظه شد آرایش خواسته در لایه سد می تواند به کنترل تراکم گاز الکترونی منتهی شود، لکن تحرک آنها را کاهش می دهد. به منظور رفع این ایراد ما بین لایه های GaN و AlGaIn آرایش یافته، لایه ای نازک از AlGaIn بدون آرایش رشد داده می شود، که به لایه جدا کننده (spacer) موسوم است. ولکوویکس و همکارانش [۱۲] برای بررسی تاثیر لایه جداکننده بر تحرک و تراکم گاز الکترونی پنج نمونه را با شرایط یکسان به روش MOCVD رشد دادند. تنها تفاوت ساختاری این نمونه ها ضخامت لایه جدا کننده بود این گروه تحرک و تراکم گاز الکترونی را در دمای ۴ کلون اندازه گیری کردند. نتایج اندازه گیری ها به ترتیب در شکل های ۴-۹ و ۴-۱۰ نشان داده شده است.



شکل ۹-۴ بستگی تحرک گاز الکترونی با چگالی آلاینش لایه سد در نمونه های با ضخامت های متفاوت لایه جداکننده



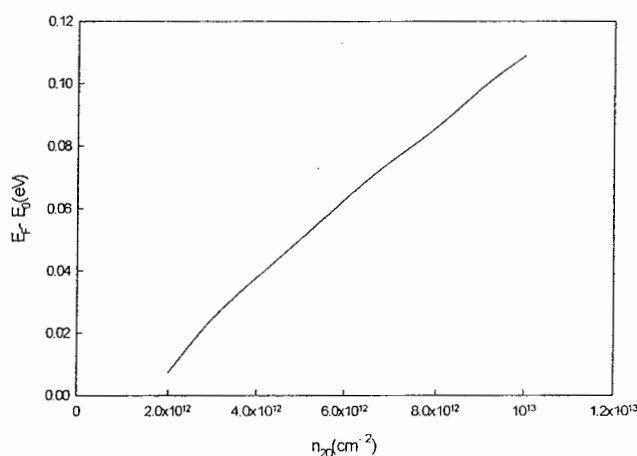
شکل ۴-۱۰ بستگی تراکم گاز الکترونی با چگالی آلاینش لایه سد در نمونه هایی با ضخامت متفاوت لایه جداکننده همان طور که از این شکلها پیداست با افزایش ضخامت لایه جداکننده تحرک گاز الکترونی افزایش و تراکم آن کاهش می یابد. در حقیقت حضور لایه جدا کننده باعث فاصله گرفتن گاز الکترونی در چاه کوانتومی دو بعدی از اتم های ناخالصی در لایه سد شده، در نتیجه اثر پراکندگی ناخالصی یونیده کاهش و تحرک افزایش می یابد. از سوی دیگر وجود لایه جداکننده باعث می شود تا الکترونها نتوانند

به راحتی از لایه سد به چاه کوانتومی انتقال یابند. در نتیجه هر چه ضخامت این لایه بیشتر باشد الکترونها برای رسیدن به لبه چاه باید مسیر طولانی تری را طی کنند و در طی راه ممکن است به علت برخورد با مراکز مختلف پراکندگی از رسیدن به چاه کوانتومی بازمانند. بدین ترتیب افزایش ضخامت لایه جدا کننده به کاهش تراکم گاز الکترونی منجر می شود.

۳-۴ بررسی نظری تراکم گاز الکترون دو بعدی

در تمامی نمونه های مورد بررسی مشاهده می شود که تراکم گاز الکترونی تقریباً مستقل از دماست، که این خود نشان از شکل گیری گاز الکترون دو بعدی در پیوند گاه ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN است. لازم به توجه است که در ساختارهای حجمی در دماهای پایین پدیده انجماد حاملها رخ میدهد که به کاهش چگالی گاز الکترونی منجر می گردد. این مشکل با به کارگیری ساختار ناهمگون برطرف می شود.

با استفاده از رابطه (۲-۷) می توان موقعیت تراز انرژی فرمی را برای گاز الکترون دو بعدی نسبت به نخستین تراز کوانتومی (E_0) به دست آورد. نتیجه محاسبات در شکل ۴-۱۱ نشان داده شده است.



شکل ۴-۱۱ تغییر موقعیت تراز فرمی بر حسب چگالی گاز الکترون دو بعدی

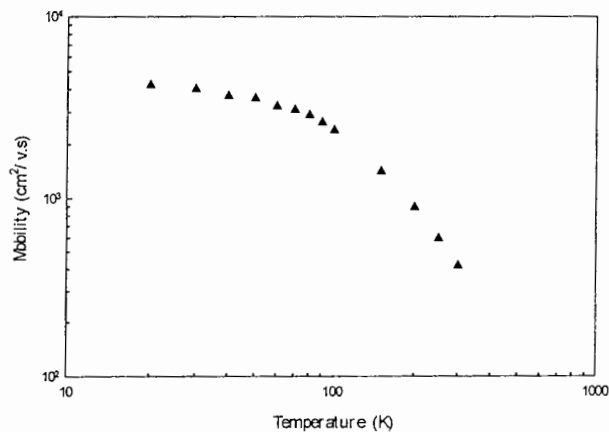
همانگونه که از شکل پیداست با افزایش چگالی گاز الکترونی دو بعدی (با فرض ثابت ماندن موقعیت

تراز اول انرژی) فاصله تراز انرژی فرمی از نخستین تراز انرژی افزایش می یابد. این امر با توجه به افزایش آرایش لایه سد و انتقال تراز E_F به ترازهای انرژی بالاتر بخوبی قابل انتظار است.

۴-۴ بررسی نظری تحرک گاز الکترون دو بعدی

در بخش ۲-۴ میزان تاثیر عوامل گوناگون رشد بر تحرک گاز الکترون دو بعدی در ساختار AlGaIn/GaN نشان داده و علت این تغییرات را به طور کیفی توضیح دادیم. در این بخش سعی کرده ایم تا با در نظر گرفتن مهمترین ساز و کارهای پراکندگی که پیشتر در فصل ۳ معرفی شده اند، تحرک گاز الکترونی را به صورت کمی محاسبه و با نتایج تجربی برای دو نمونه مقایسه نمائیم. نخستین نمونه انتخاب شده برای مطالعه در این بخش بر روی Sapphire و به روش MBE رشد داده شده است. ضخامت لایه GaN، ۳ میکرومتر است و کسر مولی آلومینیوم در لایه سد AlGaIn، بدون آرایش خواسته و به ضخامت ۲۵۰ آنگستروم، ۰/۳۰ است.

زاناتو و همکارانش [۱۳] تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در فصل مشترک این ساختار را در محدوده دمایی ۴ تا ۳۰۰ کلوین اندازه گیری کردند. چگالی گاز الکترونی در فصل مشترک نمونه 10^{13} cm^{-2} اندازه گیری شده است. شکل زیر بستگی دمایی تحرک را نشان می دهد



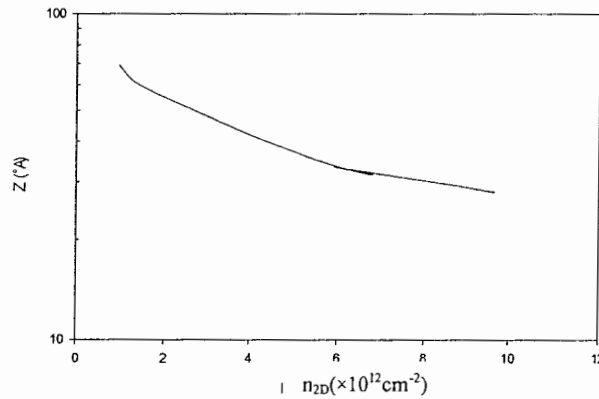
شکل ۴-۱۲ بستگی دمایی تحرک در نمونه $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$ بدون آرایش خواسته

با توجه به این که نمونه مورد بررسی فاقد آلاینش خواسته می باشد، انتظار می رود ساز و کارهای موثر بر تحرک گاز الکترون دو بعدی در این نمونه عمدتاً مربوط به برهمکنش فونونها با الکترونها باشد. در این مورد می توان از پراکندگی آکوستیکی و پراکندگی فونون های قطبی-نوری به عنوان مهمترین عوامل محدود کننده تحرک نام برد. برای محاسبه تاثیر هر یک از این ساز و کارهای پراکندگی با استفاده از روابط (۳-۱۸)، (۳-۱۹)، (۳-۲۲) از ثابت های جدول شماره ۳-۴ استفاده شده است. در نهایت تحرک گاز الکترون دو بعدی با کمک قاعده ماتیسن به دست آمده است.

جدول شماره ۳-۴ ثابت های مادی GaN (مورد استفاده در محاسبات)

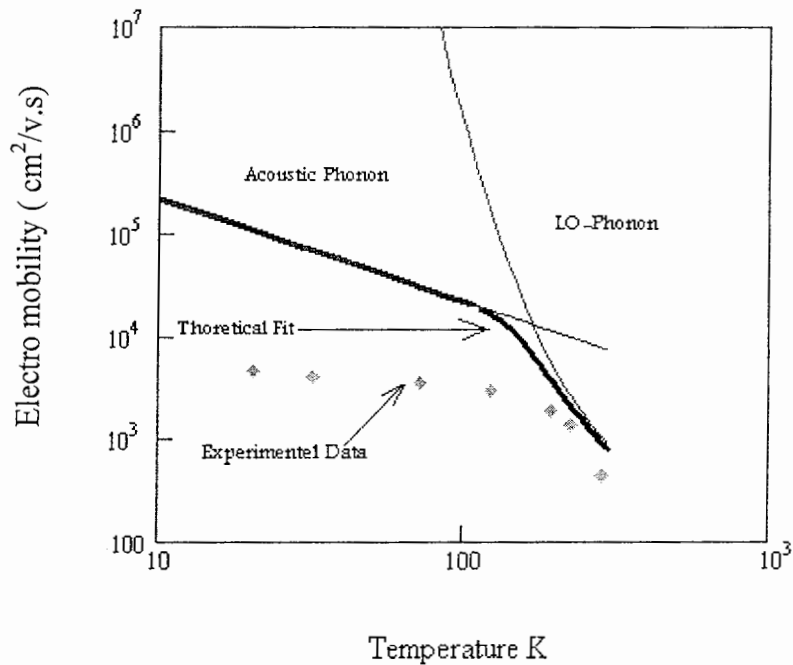
$0.22m_0$	جرم موثر الکترون
۵/۳۵	ثابت دی الکترونیک فرکانس بالا
۹/۷	ثابت دی الکترونیک فرکانس پایین
۹۲ eV	انرژی فونون قطبی-نوری
Z	عرض چاه کوانتومی
6156×10^3 m/s	سرعت فونون آکوستیک طولی
2168×10^3 m/s	سرعت فونون آکوستیک عرضی
6115×10^3 kg/m ³	چگالی بلور
۸/۳ eV	انرژی پتانسیل تغییر شکل یافته
1158×10^{-11} Fm ⁻¹	ثابت دی الکترونیک بلور
3×10^{24} m ⁻³	چگالی اتم های بخشنده
3733×10^{-8} m	پهنای لایه تغییر شکل یافته
10^{15} m ⁻³	چگالی ناخالصی ها
0.375 C/m ²	ثابت پیزوالکتریک
$7/3 \times 10^8$ m ⁻¹	بردار موج الکترون
$1/68 \times 10^8$ m ⁻¹	بردار موج توماس-فرمی
۲۳/۱ °A	شعاع موثر بوهر

برای محاسبه عرض چاه کوانتومی در جدول فوق از رابطه (۳-۹) استفاده شده است.



شکل ۴-۱۳ تغییر عرض چاه کوانتومی بر حسب چگالی گاز الکترون دو بعدی

در شکل ۴-۱۳ مشاهده می کنید که با تغییر چگالی گاز الکترون دو بعدی بین 10^{12} cm^{-2} تا 10^{13} cm^{-2} ، عرض چاه کوانتومی نیز بین ۷۰ تا ۳۰ آنگستروم تغییر می کند. شکل زیر نتیجه محاسبات را به همراه تحرک اندازه گیری شده در نمونه زانانو نشان می دهد.

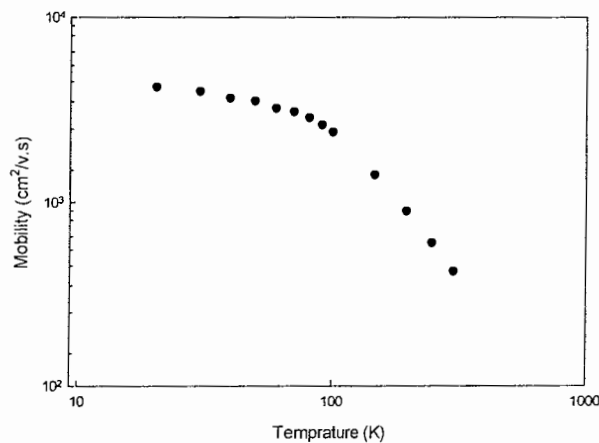


شکل ۴-۱۴ بستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$ بدون آرایش خواسته

(لوزی ها نتایج تجربی و خط پر مقدار محاسبه شده است.)

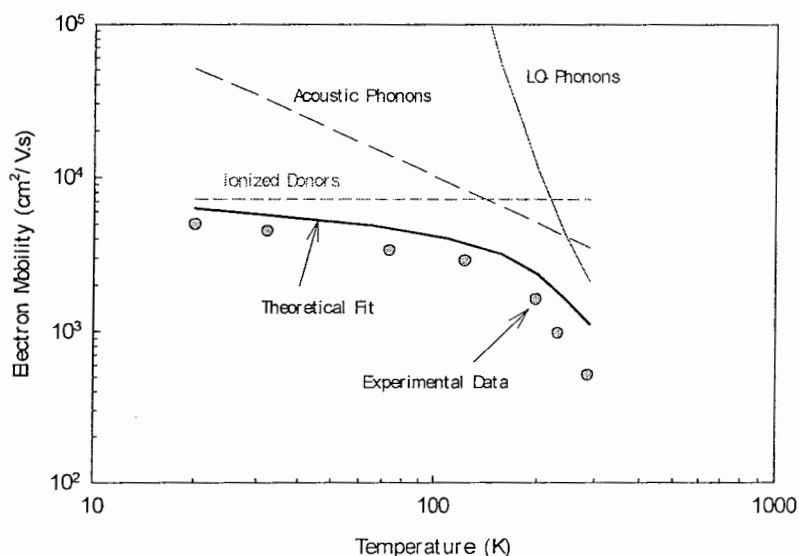
در شکل ۴-۱۴ مشاهده می کنید در دماهای بالا پراکندگی فونون قطبی-نوری مهمترین عامل محدود کننده تحرک گاز الکترونی است و با کاهش دما تاثیر آن نیز کاهش می یابد. هم چنین مشاهده می کنید که نتایج نظری و تجربی در دمای اتاق به خوبی سازگار هستند اما در دماهای پایین اختلاف بین نتایج نظری و تجربی به طور قابل ملاحظه ای افزایش می یابد. علت این اختلاف می تواند ناشی از تاثیر پراکندگی در رفتگی بر تحرک گاز الکترون دو بعدی باشد که در ادامه به آن خواهیم پرداخت. نمونه دوم نیز به روش MBE، بر روی Sapphire رشد داده شده است. کسر مولی آلومینیوم در لایه سد به ضخامت ۲۵۰ آنگستروم، ۰/۱۵ است.

لایه سد توسط اتم های سیلیسیوم با چگالی $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ آلاینده شده است. گوکدن و همکارانش [۱۴] بستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترونی را در این نمونه اندازه گیری کردند. تراکم گاز الکترونی در فصل مشترک نمونه 10^{13} cm^{-2} است. بستگی دمایی تحرک گاز الکترونی در محدوده دمایی ۱۰ تا ۳۰۰ کلوین در شکل ۴-۱۵ نشان داده شده است.



شکل ۴-۱۵ بستگی دمایی تحرک در نمونه $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ با آلاینش خواسته

ساز و کارهای موثر بر تحرک گاز الکترون دو بعدی در این نمونه پراکندگی آکوستیک، پراکندگی فونون قطبی-نوری و پراکندگی ناخالصی یونیزه هستند. تحرک الکترونها با استفاده از روابط (۳-۱۸)، (۳-۱۹)، (۳-۲۲)، (۳-۷)، (۳-۱۰)، ثابت های جدول شماره ۴-۳ و قاعده ماتیسین محاسبه شده است.



شکل ۴-۱۶ بستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ با آلیاژ خواسته

(دایره ها نتایج تجربی و خط پر نتیجه محاسبه است.)

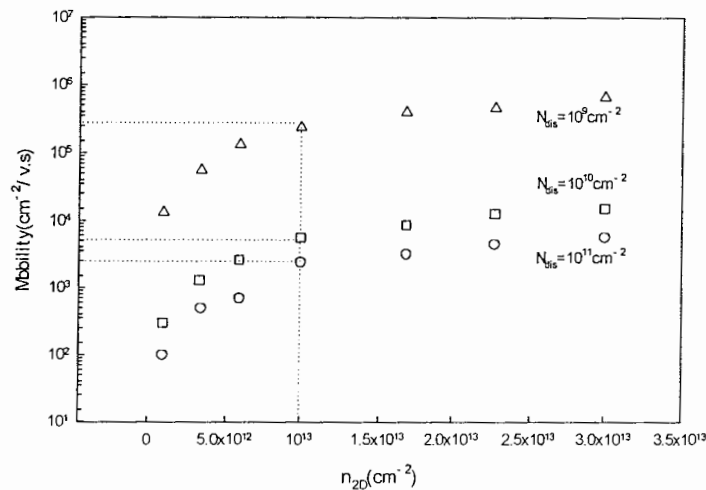
شکل ۴-۱۶ نیز نشان می دهد که در دماهای بالا فرایندهای پراکندگی ذاتی موثرین عوامل محدود کننده تحرک گاز الکترونی هستند و با کاهش دما تاثیر فرایندهای پراکندگی غیر ذاتی افزایش می یابد. هم چنین مشاهده میکنید که نتایج نظری و تجربی در دمای اتاق از توافق خوبی برخوردار هستند. اما با کاهش دما اختلاف بین نتایج نظری و تجربی افزایش می یابد.

همان طور که گفته شد در اینجا نیز علت اختلاف می تواند ناشی از تاثیر پراکندگی دررفتگی در دمای پایین بر تحرک گاز الکترون دو بعدی باشد که در محاسبات در نظر گرفته نشده است.

برای بدست آوردن تاثیر پراکندگی دررفتگی در نمونه های فوق با کمک رابطه (۳-۲۱) ابتدا باید چگالی دررفتگی در فصل مشترک ساختار ناهمگون تعیین شود. محققان تاکنون موفق به تعیین دقیق

مقدار چگالی دررفتگی در پیوندگاه ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN نشده اند. بنابراین برای محاسبه تحرک محدود شده بر اثر پراکندگی دررفتگی، مقدار چگالی دررفتگی حدس زده می شود. در اینجا محاسبات با سه مقدار مختلف چگالی دررفتگی ($10^9, 10^{10}, 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) انجام شده است.

نتیجه محاسبات در شکل ۴-۱۷ ترسیم شده است.



شکل ۴-۱۷ محاسبه تحرک محدود شده ناشی از پراکندگی دررفتگی بر حسب چگالی گاز الکترونی

شکل نشان می دهد که با افزایش چگالی گاز الکترون دو بعدی و در نتیجه افزایش اثر پوششی و کاهش چگالی دررفتگی، تحرک افزایش می یابد.

با توجه به اینکه چگالی گاز الکترون دو بعدی در هر دو نمونه 10^{13} cm^{-2} است، تحرک گاز الکترونی به ازای مقدار فوق و چگالی های دررفتگی ذکر شده در جدول ۴-۴ نشان داده شده است.

جدول ۴-۴ تحرک گاز الکترونی بر حسب چگالی دررفتگی

10^{11}	10^{10}	10^9	چگالی دررفتگی (cm^{-2})
۳۰۰۰	۶۰۰۰	۳۰۰۰۰۰	تحرک گاز الکترونی ($\text{cm}^2/\text{v.s}$)

جدول ۴-۴ نشان می دهد که اگر چگالی دررفتگی در پیوندگاه ساختار ناهمگون 10^{11} cm^{-2} باشد، آنگاه تحرک گاز الکترونی $3000 \text{ cm}^2/\text{v.s}$ است که از توافق خوبی با تحرک مشاهده شده در نمونه

اول (زاناتو و همکاران) در دمای پایین برخوردار است و به ازای چگالی دررفتگی 10^{17}cm^{-2} ، تحرک گاز الکترونی $6000 \text{ cm}^2/\text{v.s}$ است که با تحرک گاز الکترونی در دمای پایین در نمونه دوم (گوکدن و همکاران) مطابقت دارد. گرچه برای محاسبه تحرک گاز الکترون دو بعدی در این دما نیز باید براساس قاعده ماتیسین، تاثیر سایر سازوکارهای پراکندگی نیز در نظر گرفته شوند. اما تاثیر آنها بر تحرک در دمای پایین بسیار اندک است و پراکندگی دررفتگی مهم ترین سازوکار پراکندگی در دمای پایین است که تنها با در نظر گرفتن آن در دماهای پایین میتوان به انطباق نتایج نظری و تجربی دست یافت [۱۴].

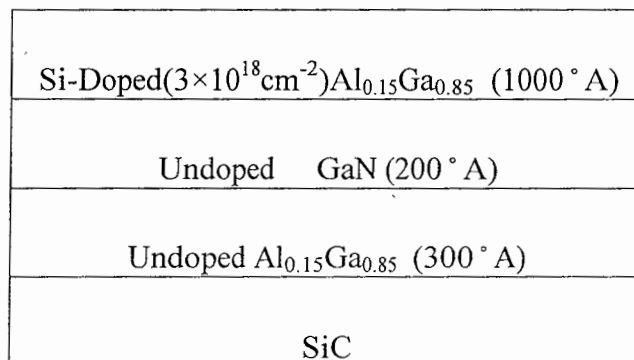
۴-۵ مقایسه خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN با

ساختار ناهمگون دو گانه AlGaIn/GaN/AlGaIn

نمونه هایی که تاکنون مورد بررسی قرار گرفتند همگی دارای یک پیوند ناهمگون بوده اند. با توجه به مطالب فصل اول ساختار ناهمگون می تواند شامل دو پیوند ناهمگون نیز باشد. در این بخش به منظور مقایسه خواص ترابری ساختار ناهمگون دو گانه با ساختار ناهمگون یگانه دو نمونه با ساختار هندسی مشابه (شکل های ۴-۱۸ الف و ۴-۱۸ ب) انتخاب شده اند که بر روی زیر لایه SiC و به روش MOCVD رشد داده شده اند. [۱۵]

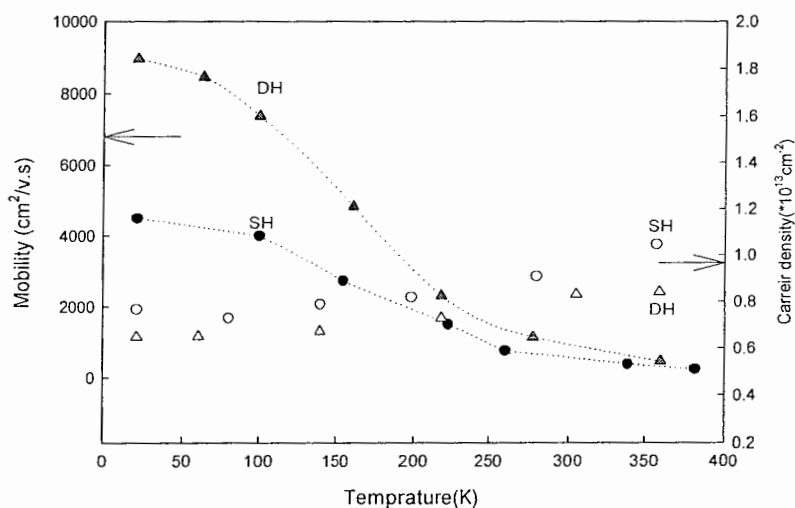
Si-Doped ($3 \times 10^{18} \text{cm}^{-2}$) Al _{0.15} Ga _{0.85} (300 °A)
Undoped GaN (200 °A)
SiC

شکل ۴-۱۸ الف طرح هندسی نمونه ای با ساختار ناهمگون یگانه



شکل ۴-۱۸ ب طرح هندسی نمونه ای با ساختار ناهمگون دو گانه

شکل ۴-۱۹ تراکم و تحرک گاز الکترونی این دو ساختار را که توسط میدا و همکارانش در محدوده دمایی ۱۰ تا ۴۰۰ کلوین اندازه گیری شده است نشان می دهد.



شکل ۴-۱۹ مقایسه بستگی دمایی تراکم و تحرک گاز الکترونی در AlGaIn/GaN (دایره ها) و

AlGaIn/GaN/AlGaIn (مثلث ها)

شکل نشان می دهد که تراکم گاز الکترونی در هر دو نمونه با افزایش دما به کندی تغییر می یابد و مقدار آن در دو نمونه تقریباً یکسان است. اما تحرک گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون دو گانه در در دماهای پایین تقریباً دو برابر بزرگتر از تحرک در ساختار ناهمگون یگانه است. این افزایش بنا به

گزارش میدا [۱۵] به اثرات قطبشی شامل اثر قطبش پیزوالکتریک ناشی از کرنش شبکه در لایه GaN و نیز اثر قطبشی ذاتی ناشی از مواد به کار رفته در ساختار ناهمگون نسبت داده شده است.

۴-۶ نتیجه گیری

خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون یگانه AlGaIn/GaN با توجه به کاربرد آن در ترانزیستورهای اثر میدانی توجه زیادی را در سالهای اخیر به خود جلب کرده است. دریافتیم در ساختارهای با آرایش و بدون آرایش خواسته در لایه سد (AlGaIn) تراکم گاز الکترونی در چاه کوانتومی مثلی تا حد زیادی مستقل از دما بوده و پدیده انجماد حاملها در دمای پایین رخ نمی دهد، که از ویژگی های این ساختار است. هم چنین نتایج تجربی نشان می دهند که موضع مکانی کانال رسانندگی مربوط به گاز الکترون دو بعدی، بسته به مقدار آرایش لایه سد، برای بازه تراکم الکترونی 10^{12} تا 10^{13} cm^{-2} ما بین ۷۰ تا ۳۰ آنگستروم پایین تر از فصل مشترک در لایه GaN قرار می گیرد. از بررسی داده های تجربی مربوط به تحرک گاز الکترون دو بعدی در این پیوندگاه ملاحظه می شود که اگرچه بزرگی آن در مقایسه با ساختار حجمی GaIn در دماهای بالا نزدیک به یکدیگر بوده، لکن در دماهای پایین به طور قابل ملاحظه ای (در حدود ۱۰ برابر) از تحرک در ساختار های حجمی بزرگتر است. یکی از علل این امر می تواند ناشی از جدایی الکترونها از ناخالصی های یونیده لایه سد باشد. محاسبه تحرک گاز الکترون دو بعدی بر حسب تابعی از دما بر اساس موثرترین ساز و کارهای پراکندگی نشان می دهد که پراکندگی های ذاتی (فونون های قطبی- نوری و آکوستیکی) در دماهای بالا و پراکندگی های غیر ذاتی (ناخالصی های یونیده و بویژه دررفتگی ها) در دماهای پایین مهمترین عوامل محدود کننده تحرک گاز الکترونی در این ساختارها هستند. به نظر می رسد در ساختارهای ناهمگون دو گانه به علت

آثار ناشی از خواص پیزوالکتریکی در چاه کوانتومی مربعی گاز الکترون دو بعدی نسبت به ساختار یگانه از تحرک بالانتری برخوردار باشند.

مراجع فصل ٤ :

- 1- R. Gaska, M. S. Shur, A.D. Bykhoski, Appl. Phys. Lett, **74**, 287 (1999).
- 2- T. Wang, Y. Ohno, M. Lachab, D. Nakagawa, T. Shirahama, S. Sakai, Appl. Phys. Lett **74**, 3531(1999)
- 3- C. R. Elsas, I. P. Smorchkova, B. Heying. Appl. Phys. Lett **74**, 3528(1999).
- 4- I. P. Smorchkova, C. R. Elsas, J. P. Ibbesten, Appl. Phys. Lett **86**, 4520(1999).
- 5- K. K. Li, W. I. Wang, D. C. Look, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 1275(1998).
- 6- L. B. Webb, H. Targ, S. Rolfe, J. A. Bardwell, Appl. Phys. Lett **75**, 953 (1999).
- 7- J. M. Redwing, M. A. Tischler, S. Elhamri, Appl. Phys. Lett **69**, 963 (1996).
- 8- M. Asif Khan, Appl. Phys. Lett **60**, 24 (1992).
- 9- M. Redwing, J. S. Flynn, A. Tischler, W. Mitchel, A. Saxler, Mat. Res. Symp. Proc. Vol **395**, 132 (1996).
- 10- F. Yun, M. Reshchikov, K. Jones, H. Morcok, Solid. State. Electronics **44**, 2225 (2000).
- 11- X. Z. Dang, P. M. Asbeck, E. T. Yu, , Appl. Phys. Lett **74**, 3890 (1999).
- 12- W. Wulukewicz, L. Hsu, J. M. Redwing, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol **449**, 573 (1997).
- 13- D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B. K. Ridely, Semicond. Sci. Technol. **19**, 427(2004).
- 14- S. Gokden, Physica E **23**, 24 (2004).
- 15- Narihiko Maeda, Tadashi Saitoh, Kotaro Tsubaki, <http://www.nsr.mij.mrs.org/5s1/w4.7>

Abstract

In the last decade, wide research programs have considered the studying of GaN and its related alloys, due to their direct bandgaps that ranges from 0.7 to 6.2 eV. These semiconductors have had a profound effect on a wide applications of electronics and optoelectronics devices.

In this thesis we are interested on studying the transport properties of the two dimensional electron gas(2DEG) at the interface of single heterostructure of AlGa_N/Ga_N. For this purpose we have gathered the experimental data reported by various research groups from 1992 till now, and have looked for the effect of the various growth parameters on the 2D electron density and their mobility. In addition we have considered the most important scattering mechanisms that dominate the electron mobility in the quantum well, and have analysed the reported experimental data as a function of temperature. Our analysis shows at high temperature ($\geq 200\text{K}$) it is the intrinsic phono related scattering that controls the mobility of electrons and at lower temperature the extrinsic scattering including ionized impurities in the AlGa_N layer and also the dislocation density due to the lattice mismatch between Ga_N and substrate limits the electron mobility. Our calculation show by reduction the dislocation density from 10^{11} cm^{-2} to 10^9 cm^{-2} the electron mobility for the electron gas density of 10^{13} cm^{-2} increases by two orders of magnitude.



Physics Department

Shahrood university Of Technology

Electrical Characterization of III-N Semiconductor

Quantum Well Structures

By:

Pegah Kazemi

Submitted In Partial Fulfilment Of The Requirments

For Degree Of Master Of Science

Solid State Physic

Under Supervision Of:

Dr.Hosein Eshghi

February 2006