



دانشکده علوم پایه - گروه فیزیک  
پایان نامه دکتری فیزیک

## تغییر در طیف تابش نوری چاه‌های کوانتومی چندگانه جفت شده با میدان فروسرخ قوی

ارائه شده جهت اخذ درجه دکتری فیزیک

استاد راهنما:

دکتر محمود رضائی رکن آبادی

نگارنده:

هادی رستگار مقدم رضائیون

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

## چکیده

در این پژوهش، تغییر در طیف تابش نوری (PL) چاه‌های کوانتومی چندگانه (MQW) تحت تأثیر لیزرهای فرسرخ قوی مطالعه شده است. دو نمونه چاه کوانتومی چندگانه  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ، یکی متقارن و دیگری نامتقارن، طراحی گردید به طوری که اختلاف انرژی بین دو زیر نوار رسانش این نمونه‌ها نزدیک به انرژی فوتونهای لیزر  $\text{CO}_2$ ، که به عنوان منبع میدان فرسرخ استفاده می‌شد، در نظر گرفته شد. نمونه‌های مورد مطالعه توسط دکتر جانسون و همکارانش در آزمایشگاه بر آرایبی باریکه مولکولی (MBE) در دانشگاه ایالتی آریزونا ساخته شدند. با استفاده از یک لیزر پالسی نیودیم-یاگ Nd:YAG فرکانس دو برابر شده، الکترون‌ها به نوار رسانش برانگیخته و با استفاده از لیزر  $\text{CO}_2$  دو زیر نوار رسانش با یکدیگر جفت شدگی فرسرخ پیدا کردند. هم‌زمانی لیزرهای مرئی و فرسرخ به وسیله طراحی یک مدار الکترونیکی ویژه تحقق پیدا کرد. نمونه‌ها در انتهای یک سرماپا که در دمای ۷۷K نگهداری می‌شد، قرار داده شدند. تابش نوری جمع‌آوری شده به یک تک فام ساز فرستاده شد و طول موج مورد نظر به سمت یک لامپ تکثیر کننده فوتونی (PMT) هدایت گردید. با استفاده از یک انتگرال گیر و کامپیوتر، داده‌های جمع‌آوری شده در فایل‌های مشخص ذخیره شدند. ابتدا نمونه متقارن به کار برده شد و تغییرات طیف تابش نوری مورد تحقیق قرار گرفت. برای این نمونه به علت پاریده، تنها گذار از اولین زیر نوار رسانش،  $E_1$ ، به اولین زیر نوار ظرفیت، حفره سنگین  $\text{HH}_1$ ، مجاز بود (گسیل  $E_1\text{-HH}_1$ ). تا آنجا که مطلعیم، برای اولین بار ساختار دوگانه در طیف تابش نوری چاه کوانتومی در حضور میدان فرسرخ مشاهده گردید. برای نمونه نامتقارن، هر دو گسیل  $E_1\text{-HH}_1$  و  $E_2\text{-HH}_1$  مجاز بودند و در آزمایش هر دو آن‌ها مورد تحلیل و بررسی قرار گرفتند و برای اولین بار اثر "حفره گسیل" و "خط تاریک" برای گسیل  $E_2\text{-HH}_1$  مشاهده گردید. همچنین اثرات جا به جایی‌های مثبت و منفی انرژی از حالت تشدید و رابطه بین قله طیف تابش نوری و شدت لیزر فرسرخ مطالعه و با مورد نظری مشابه مقایسه شد.

## فهرست مطالب

۱	پیشگفتار
	فصل اول: نظریه طیف تابش نوری (PL) چاه‌های کوانتومی چندگانه (MQW)
۴	جفت شده با میدان فروسرخ (IR)
۵	۱-۱ مقدمه
۵	۲-۱ معادلات طیف خطی تابش نوری
۹	۳-۱ تغییر طیف PL چاه‌های کوانتومی چندگانه در حضور میدان IR
۹	۱-۳-۱ نمونه MQW متقارن، گسیل $E_1 - HH_1$
۱۵	۲-۳-۱ نمونه MQW نامتقارن
۱۷	۱-۲-۳-۱ گسیل $E_1 - HH_1$ در MQW نامتقارن
۱۷	۲-۲-۳-۱ گسیل $E_2 - HH_1$ در MQW نامتقارن
۲۶	فصل دوم: مشخصات و طراحی نمونه‌ها
۲۷	۱-۲ مقدمه
۲۹	۲-۲ اصول نظری
۳۴	۳-۲ طراحی
۳۸	۴-۲ نوارهای انرژی و تابع بسته موج
۳۸	۱-۴-۲: MQW نامتقارن $Al_xGa_{1-x}As / GaAs$
۴۱	۲-۴-۲: MQW متقارن $Al_xGa_{1-x}As / GaAs$
۴۴	فصل سوم: وسایل، چیدمان و نحوه انجام آزمایش
۴۵	۱-۳ مقدمه
۴۵	۲-۳ لیزر $Nd^{+3}:YAG$ و تقویت کننده باز تولید (RGA)

۴۷	۳-۳ لیزر دی اکسید کربن $\text{CO}_2$
	۳-۴ حذف پرتو لیزر پیوسته $\text{CO}_2$ و کوتاه کردن پهنای پالس
۵۳	به روش الکترواپتیکی
۵۹	۳-۵ نمونه‌ها و سرماپا
۶۰	۳-۶ جمع آوردی داده‌ها
۶۳	فصل چهارم: نتایج آزمایش و جمع بندی
۶۴	۴-۱ مقدمه
۶۵	۴-۲ گسیل $\text{E}_1\text{-HH}_1$ برای نمونه متقارن
۸۰	۴-۳ گسیل $\text{E}_1\text{-HH}_1$ برای نمونه نامتقارن
۸۶	۴-۴ گسیل $\text{E}_2\text{-HH}_1$
۹۹	۴-۵ جمع بندی
۱۰۳	مراجع

## پیشگفتار

حدود ۹۰ سال پیش، هنگامی که وی -ام- گلداسمیت<sup>۱</sup> [۱] اولین بلور گالیوم آرسناید (GaAs) را ساخت هیچ کس تصور نمی کرد که روزی این بلور، از نظر صنعتی و بررسی و مطالعه، مهم ترین ماده مرکب نیمرسانا شود [۲].

پیش بینی نوع جدید از قطعات الکترونیکی، محرک خوبی برای افزایش استفاده از GaAs و آلیاژهای آن بود. ابداع روش "برآرایی باریکه مولکولی"<sup>۲</sup> (MBE)، که دریچه ای در رابطه با رشد لایه اتمی مواد نیمرسانا را بر روی لایه اتمی باز کرد، این فرآیند را سرعت بخشید.

خواص الکترونیکی GaAs حتی نسبت به سیلیکون ها برتری دارند. اول از همه GaAs دارای گاف نوار مستقیم می باشد و بنابراین می تواند برای ساخت قطعات نور گسیل استفاده شود، در حالیکه سیلیکون دارای گاف نوار غیر مستقیم بوده و بنابراین در گسیل نور بسیار ضعیف است. همچنین GaAs دارای سرعت الکترون اشباع شده بالاتر و تحرک الکترونی بیشتر است و بنابراین می تواند در فرکانس های بالای ۲۵۰ GHz نیز کار کند. ارزان تر بودن سیلیکون و فراوانی دی اکسید سیلیکون، یکی از بهترین عایق های شناخته شده از هر نوع، مزیت های اصلی سیلیکون نسبت به GaAs هستند. آلومینیم آرسناید (AlAs) نیز، عمدتاً به خاطر الحاق مکرر آن به مواد چندگانه دارای پایه گالیوم آرسناید، یکی از مهمترین مواد الکترونیکی و نور الکترونیکی می باشد [۲]. در واقع آلومینیم گالیوم آرسناید (AlGaAs) یکی از مهم ترین آلیاژهای نیمه رسانای ترکیبات III-V بوده و نقش مهمی در ساخت انواع زیادی از ترانزیستورها و قطعات نور- الکترونیکی دارد. در طول بیش از نیم قرن از زمان ساخت ترانزیستور به سبب مطالعه و تحقیق بر روی مواد مختلف نیمرسانا و آلیاژهای آنها، اطلاعات ما از فیزیک نیمرساناها و علم مواد قطعات کاربردی مرتبط با آنها، به مقدار زیادی پیشرفت داشته است.

---

<sup>۱</sup> V.M. Goldschmidt

<sup>۲</sup> MBE=Molecular Beam Epitaxy

یکی از کاربردهای عمده آلیاژ  $Al_xGa_{1-x}As$ ، در نیمه رساناهای دو بعدی یا چاه‌های کوانتومی<sup>۱</sup> می‌باشد. به علت تطابق ساختار بلوری نسبتاً کامل بین  $GaAs$  و  $AlAs$ ، قطعه آلیاژی  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  از اهمیت تکنولوژی بالایی برای ساخت قطعات الکترونیکی و نور الکترونیکی برخوردار است. این سیستم‌های دو بعدی در وسایل بسیاری، از لیزرها [۳]، کلیدهای سریع و مدولاتورها [۴] تا آشکارسازهای فروسرخ [۵] مورد استفاده قرار گرفته‌اند. یکی از دلایل اصلی برای چنین استفاده وسیعی آن است که در چاه‌های کوانتومی، حامل‌های بار می‌توانند در راستای جهت رشد،  $Z$ ، محبوس شوند و بنابراین ترازهای انرژی در امتداد این محور کوانتیده می‌شوند. با استفاده از این خاصیت، پارامتر رشد  $QW$  ها می‌تواند طوری انتخاب شود تا انرژی جدایی مورد نظر بین زیر نوارهای انرژی را ایجاد کند.

در این مطالعه، ما تغییر طیف تابش نوری<sup>۲</sup> چاه‌های کوانتومی چندگانه  $Al_xGa_{1-x}As / GaAs$  تحت تأثیر لیزرهای فروسرخ قوی را تحقیق کرده و تئوری را که عمدتاً توسط همکارانمان صادقی و دیگران [۶، ۷] در طی چند سال گذشته توسعه داده شده بود را به بوته آزمایش گذاشتیم.

یکی از دو هدف اصلی ما، مشاهده تغییرات در طیف تابش نوری (PL) برای انتقال اولین زیر نوار رسانش  $E_1$  به اولین زیر نوار ظرفیت  $HH_1$  بود. هر چند تغییر طیف گسیلی قبلاً دیده شده است اما تا آنجا که می‌دانیم، برای اولین بار ساختار دوگانه برای این گذار مشاهده گردید. هدف دوم تحقیق طیف گسیلی گذار از دومین زیر نوار رسانش به اولین زیر نوار ظرفیت،  $E_2 \rightarrow HH_1$ ، و مقایسه آن با پیش‌پیش بینی‌های نظریه بود. دوباره تا آنجا که مطلعیم، برای اولین بار اثر "حفره گسیلی"<sup>۳</sup> و "خط تاریک"<sup>۴</sup> برای این نوع گذار مشاهده گردید. لیزر دی اکسید کربن استفاده شده، به عنوان

---

<sup>۱</sup> Quantum Wells (QW)

<sup>۲</sup> Photo-Luminescence (PL)

<sup>۳</sup> Emission hole

<sup>۴</sup> Dark line

منبع میدان فرسرخ<sup>۱</sup> (IR)، تنظیم پذیر بود به طوری که ما می توانستیم میدان IR را در حالت تشدید یا غیر تشدید با گذار  $E_1-E_2$  قرار دهیم. با انجام این کار و مقایسه نتایج با نظریه (فصل اول)، یک "انحراف مؤثر"<sup>۲</sup> معرفی گردید تا نتایج به دست آمده را توضیح دهد.

پایان نامه به صورت زیر تدوین شده است. در فصل ۱ نظریه تابش نوری، که برای درک مراحل در طیف PL جفت شده با میدان فرسرخ لازم است، مرور گردیده و نمودارهای پیش بینی شده نمایش داده شده اند. فصل ۲ عمدتاً خصوصیات و طراحی نمونه هایی را که در آزمایش استفاده گردیده اند مورد بحث و بررسی قرار می دهد. در فصل ۳ دستگاه ها و وسایل مختلف به کار برده شده و چیدمان آن ها تشریح شده اند که شامل لیزر مرئی Nd:YAG، لیزر پیوندی  $CO_2$ ، راه اندازی لیزری<sup>۳</sup>، اثرات سلول های پاکلز<sup>۴</sup>، همزمانی<sup>۵</sup> بین لیزرهای مرئی و فرسرخ و سرماپا<sup>۶</sup> می باشد. همچنین درباره تک فام ساز<sup>۷</sup> و تکثیر کننده نوری<sup>۸</sup> توضیح داده شده و چگونگی استفاده از انتگرال گیر و کامپیوتر برای جمع آوری داده ها بیان شده است. فصل ۴ قسمت اصلی این پایان نامه است که نتایج و تمامی تجزیه و تحلیل ها آورده شده است. در این فصل مشاهده ساختار دوگانه برای گذار  $E_1 \rightarrow HH_1$  و ظهور یک "خط تاریک" در گسیل  $E_2 \rightarrow HH_1$  را نشان داده شده است. همچنین اثرات انحراف از تشدید برای هر دو حالت بررسی گردیده اند. در انتهای فصل ۴ نیز جمع بندی نتایج به دست آمده و همچنین پیشنهاداتی برای کارهای پیش رو ارائه شده است.

---

<sup>۱</sup> Infrared (IR)

<sup>۲</sup> Effective detuning

<sup>۳</sup> Laser triggering

<sup>۴</sup> Pockeles Cells

<sup>۵</sup> Synchronization

<sup>۶</sup> Cryostat

<sup>۷</sup> monochromator

<sup>۸</sup> Photo multiplier tube (PMT)



# فصل اول

نظریه طیف تابش نوری (PL)

چاه‌های کوانتومی چندگانه (MQW)

جفت شده با میدان فرسرخ (IR)

## فصل ۱: نظریه طیف تابش نوری چاه‌های کوانتومی چندگانه جفت شده با میدان فروسرخ

### ۱-۱ مقدمه

خواص نوری یک چاه کوانتومی می‌تواند در حضور یک میدان فروسرخ قوی، با فرکانس و قطبش مناسب، به طور چشمگیری تغییر کند. در این فصل نظریه در برگیرنده تغییرات طیف تابش نوری چاه‌های کوانتومی چندگانه فروسرخ جفت شده را مرور می‌کنیم [۶-۸]. هر چند نظریه می‌تواند هم به طیف گسیلی و هم به طیف جذبی اعمال شود، به علت نوع آزمایشاتمان، ما تنها حالت گسیلی را در نظر می‌گیریم. در این نظریه، یک میدان نوری ضعیف برای تولید اکسیتون‌ها، زوج‌های مقید الکترون-حفره، و یک میدان فروسرخ نسبتاً قوی برای جفت کردن دو زیر نوار رسانش در نظر گرفته می‌شوند.

### ۲-۱ معادلات طیف خطی تابش نوری

در حضور یک میدان IR، که نزدیک به تشدید با زیر نوارهای اول به دوم رسانش است، هامیلتونین یک چاه کوانتومی می‌تواند فرم زیر را داشته باشد:

$$H = H_0 + V + H_{IR} \quad (1-1)$$

که در آن  $H_0$  هامیلتونی یک ذره منفرد در نوارهای رسانش یا ظرفیت،  $V$  جمله نمایشگر اندرکنش کولنی بین حامل‌ها و  $H_{IR}$  جمله مربوط به برهمکنش این سیستم با یک میدان IR که قطبشی در راستای جهت رشد QW دارد، می‌باشند.

به علت استفاده از میدان پمپاژ ضعیف، از اثرات پراکندگی الکترون-الکترون و حفره-حفره صرف نظر شده است. همچنین تقریب نوار سهمی وار را اعمال نموده و فرض می‌کنیم که جرم موثر برای الکترون‌ها در هر دو زیر نوارهای رسانش یکسان می‌باشد. با استفاده از معادله هایزنبرگ برای ماتریس چگالی سیستم داریم:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] \quad (2-1)$$

پس از مقداری عملیات جبری و سپس رفتن به یک پایه اکسیتونی<sup>۱</sup>، مجموعه معادلات زیر برای

سیستم با دو زیر نوار رسانش و یک زیر نوار ظرفیت به دست می‌آیند [۶-۸]

$$\frac{d\sigma_{..}}{dt} = -\Gamma_{.}\sigma_{..} + \Gamma_{\nu}\sigma_{\nu\nu} + \Gamma_{\nu}\sigma_{\nu\nu} - N_{\nu} \quad (۳-۱)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu\nu}}{dt} = i\Omega(\sigma_{\nu\nu} - \sigma_{\nu\nu}) - \Gamma_{\nu}\sigma_{\nu\nu} + N_{\delta} \quad (۴-۱)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu\nu}}{dt} = i\Omega(\sigma_{\nu\nu} - \sigma_{\nu\nu}) - (\Gamma_{\nu} - \Gamma_{\nu}^{nr})\sigma_{..} \quad (۵-۱)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu\nu}}{dt} = -i\Omega\sigma_{\nu\nu} + (-iE_{\nu} - \gamma_{\nu\nu})\sigma_{\nu\nu} \quad (۶-۱)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu\nu}}{dt} = -i\Omega\sigma_{\nu\nu} + (-i(E_{\nu} - \hbar\omega) - \gamma_{\nu\nu})\sigma_{\nu\nu} \quad (۷-۱)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu\nu}}{dt} = i\Omega(\sigma_{\nu\nu} - \sigma_{\nu\nu}) + (i\Delta - \gamma_{\nu\nu})\sigma_{\nu\nu} \quad (۸-۱)$$

در حالیکه  $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}^*$  در این معادلات  $\Gamma_i$  ها آهنگ پراکندگی تابشی<sup>۲</sup> و  $\Gamma_i^{nr}$  ها آهنگ پراکندگی غیر تابشی<sup>۳</sup> می‌باشند.  $\gamma_{ij}$  ها نیز آهنگ از بین رفتن فاز<sup>۴</sup> وابسته با گذارهای اکسیتونی با شاخصه‌های متناظرند.  $\omega$  و  $\Delta$  به ترتیب فرکانس و جا به جایی<sup>۵</sup> میدان فروسرخ از تشدید و  $\Omega$  نمایشگر فرکانس ربی<sup>۶</sup> ( $= -\mu_{\nu}E/\hbar$ ) می‌باشند.  $N_{\delta}$  و  $N_{\nu}$  نیز آهنگ تولید الکترون‌ها و حفره‌ها مربوط به حالت‌های اکسیتون  $E_{\nu}$ -HH<sub>۱</sub> هستند. این مجموعه معادلات می‌توانند به عنوان یک مدل پدیداری نیز در نظر گرفته شده و به منزله نقطه شروع کار باشند.

می‌توان تمام معادلات (۳-۱) تا (۸-۱) را در یک معادله ماتریس خطی به فرم زیر قرار داد

$$\frac{d\Psi}{dt} = \mathbf{L}\Psi + \mathbf{N} \quad (۹-۲)$$

<sup>۱</sup> Excitonic basis

<sup>۲</sup> Radiative scattering rate

<sup>۳</sup> Non-radiative scattering rate

<sup>۴</sup> Dephasing rate

<sup>۵</sup> Detuning

<sup>۶</sup> Rabi frequency

که  $\Psi_i$  ها عبارتند از

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \sigma_{..} & \Psi_2 &= \sigma_{.1} & \Psi_3 &= \sigma_{.2} \\ \Psi_4 &= \sigma_{.1} & \Psi_5 &= \sigma_{11} & \Psi_6 &= \sigma_{12} \\ \Psi_7 &= \sigma_{.2} & \Psi_8 &= \sigma_{21} & \Psi_9 &= \sigma_{22} \end{aligned} \quad (10-1)$$

و ماتریس L به صورت زیر خواهد بود

$$\begin{bmatrix} -\Gamma_1 & \cdot & \cdot & \cdot & \Gamma_1 & \cdot & \cdot & \cdot & \Gamma_2 \\ \cdot & -iE_1 - \gamma_{.1} & -i\Omega & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & -i\Omega & -i(E_2 - \hbar\omega) - \gamma_{.2} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & iE_1 - \gamma_{.1} & \cdot & \cdot & \cdot & i\Omega & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -\Gamma_1 & i\Omega & \cdot & \cdot & -i\Omega \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & i\Omega & i\Delta - \gamma_{12} & \cdot & \cdot & -i\Omega \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & i(E_2 - \hbar\omega) - \gamma_{.2} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -i\Omega & \cdot & \cdot & -i\Delta - \gamma_{12} & i\Omega \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & i\Omega & -\Gamma_2 - \Gamma_2^{nr} \end{bmatrix} \quad (11-1)$$

N یک بردار با تنها دو جمله غیر صفر  $N_1$  و  $N_5$  می باشد. به علت فرض معتبر کند بودن تغییرات دامنه های هر دو میدان فروسرخ و پمپاژ در مقایسه با زمان های از فاز افتادگی اکسیتون ها، شرط حالت پایدار برقرار می باشد و جواب حالت پایدار معادله (9-1) به صورت زیر در می آید

$$\Psi_i(\infty) = -\sum_{j=1}^9 (L^{-1})_{ij} N_j \quad (12-1)$$

با استفاده از داده های نظری پاسخ خطی و کار تحت شرایط حالت پایدار، می توان شدت تابش نوری گسیل  $E_1$ -HH<sub>1</sub> را متناسب با عبارت زیر به دست آورد

$$|\mu_{E_1-HH_1}|^2 \text{Re}\{M_{22}\Psi_5 + M_{23}\Psi_6\} \quad (13-1)$$

که در این معادله M به صورت زیر است:

$$M(\omega_r) = (i\omega_r \mathbf{I} - \mathbf{L})^{-1} \quad (14-1)$$

در اینجا I ماتریس یکه و  $\omega_r$  فرکانس میدان تابشی گسیل خود به خودی می باشد. شدت تابش نوری گسیل  $E_2$ -HH<sub>1</sub> نیز می تواند به صورت زیر محاسبه شود.

$$|\mu_{E_2-HH_1}|^2 \text{Re}\{M'_{22}\Psi_8 + M'_{23}\Psi_9\} \quad (15-1)$$

که در آن  $M'$  برابر است با:

$$M'(\omega_r') = (i\omega_r' \mathbf{I} - \mathbf{L})^{-1} \quad (16-1)$$

و در اینجا  $\omega_r' = \omega_r - \omega$ .

قبل از اعمال این نظریه به نمونه‌ها، بعضی از فرض‌ها و تقریب‌های مهم را مرور می‌کنیم:

۱- فرض یک میدان پمپاژ ضعیف (لیزر Nd:YAG) که جفت الکترون-حفره تولید می‌کند (تابش نوری خطی) به طوری که بتوان از اثرات پراکندگی الکترون-الکترون و حفره-حفره در زیر نوارهای رسانش و ظرفیت صرف نظر کرد.

۲- میدان IR در تشدید یا نزدیک به تشدید با گذار زیر نوار اول به دوم رسانش می‌باشد.

۳- زیر نوارهای رسانش دارای پراکندگی سهمی وار بوده و جرم‌های موثر در صفحه QW مشابه یکدیگرند.

۴- قطبش میدان IR در امتداد جهت رشد QW می‌باشد.

۵- QWها پهنای باریکی دارند ( $76 \text{ \AA}$  برای نمونه متقارن و کمتر برای نمونه نامتقارن) بنابراین زیر نوارهای ظرفیت از هم دور می‌باشند و می‌توان اثر آمیختگی کولنی بین آن‌ها را نادیده گرفت. از آنجا که اولین زیر نوار ظرفیت یک زیر نوار حفره سنگین می‌باشد، ما تنها با اکسیتونهای  $E_1\text{-HH}_1$  و  $E_2\text{-HH}_1$  سروکار داریم.

۶- به علت طراحی ویژه نمونه‌های QW، تنها دو زیر نوار رسانش را در نظر می‌گیریم و از اندرکنش کولنی بین الکترون‌ها در دو زیر نوار صرف نظر می‌کنیم.

۷- تقریب دو قطبی<sup>۱</sup> و موج چرخان<sup>۲</sup> را اعمال نموده و با میدان IR کلاسیکی کار خواهد شد.

۸- تغییرات زمانی دامنه‌های میدان‌های فروسرخ و پمپاژ، بسیار کندتر از زمان‌های از فاز-افتادگی اکسیتون‌ها می‌باشند و بنابراین با سیستم به صورت حالت پایدار رفتار می‌شود.

<sup>۱</sup> Dipole approximation

<sup>۲</sup> Rotating-wave approximation

۹- انرژی‌های بستگی اکسیتونی برای حالت‌های  $E_1-HH_1$  و  $E_2-HH_1$  مشابه در نظر گرفته می‌شوند. فرض‌ها و تقریب‌های دیگری نیز وجود دارند که نسبت به آن‌هایی که در بالا ذکر شدند دارای اهمیت کمتری می‌باشند و در جای مناسب به آن‌ها اشاره خواهد شد.

### ۳-۱ تغییر طیف PL چاه‌های کوانتومی چندگانه در حضور میدان IR

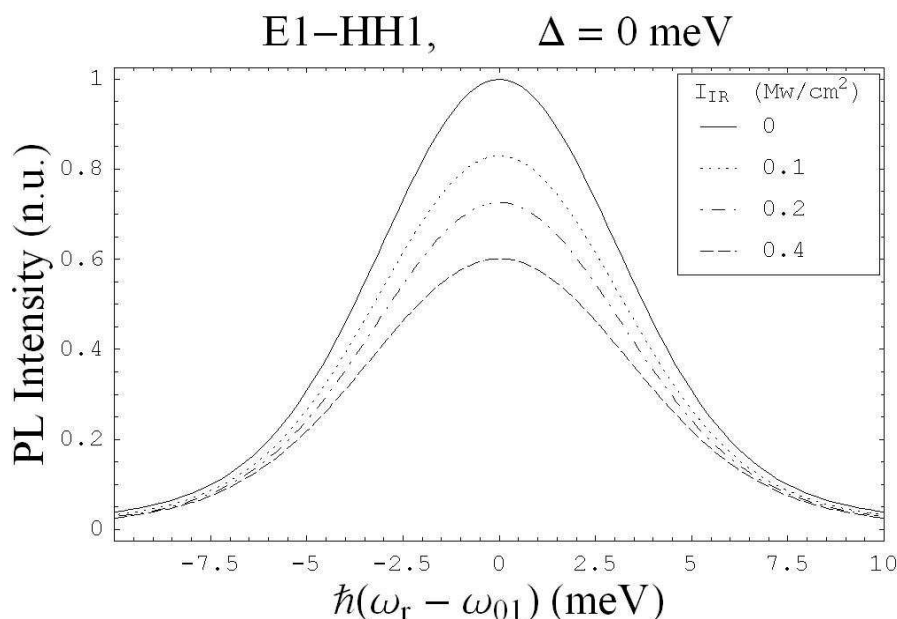
در این قسمت معادلات (۱-۱۳) و (۱-۱۵) را به دو نمونه MQW، یکی متقارن و دیگری نامتقارن، با استفاده از نرم افزار Mathematica اعمال می‌کنیم (جزئیات هر دو نمونه در فصل ۲ تشریح خواهند شد). متوجهیم که به علت پارامترهای خوش تعریف در نمونه متقارن، تنها گسیل  $E_1-HH_1$  ممکن می‌باشد، اما در نمونه نامتقارن هر دو گسیل  $E_1-HH_1$  و  $E_2-HH_1$  می‌توانند رخ دهند. با وجود این خواهیم دید که شدت تابش برای  $E_2-HH_1$  بسیار ضعیف‌تر از  $E_1-HH_1$  می‌باشد. همچنین پهن شدگی ناهمگن<sup>۱</sup> طیف گسیلی اکسیتونها به واسطه توزیع گاوسی را در نظر گرفته و سپس روش استاندارد هم‌میختگی<sup>۲</sup> این خط گاوسی با معادلات (۱-۱۳) و (۱-۱۵) را استفاده خواهیم نمود.

#### ۱-۳-۱ نمونه MQW متقارن، گسیل $E_1-HH_1$

نمونه متقارن از یک صد چاه غیر آلاینده GaAs با پهنای  $7/6\text{nm}$  را که بین سدهای  $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$  با پهنای  $15\text{nm}$  محصور شده‌اند، تشکیل شده است. هم‌چنان که در فصل بعد نشان خواهیم داد، فاصله انرژی بین زیر نوارهای اول و دوم رسانش در دمای  $77\text{K}$  حدود  $121\text{meV}$  به دست خواهد آمد. شکل ۱-۱ تغییرات طیف تابش نوری را برای شدت‌های مختلف میدان فرسرخ نشان می‌دهد. میدان IR به صورت تشدید با گذار بین  $E_1-HH_1$  و  $E_2-HH_1$  یعنی با  $\Delta = 0$  در نظر گرفته شده است. نمودارها نسبت به حالتی که هیچ میدان IR وجود ندارد، بهنجار شده‌اند. چنانکه از شکل ۱-۱ پیداست، برای  $I_{\text{IR}}$  (شدت میدان IR) بسیار ضعیف، تابش نوری PL تنها در شدت کاهش می‌یابد بدون آنکه پهن شدگی قابل توجهی داشته باشد (منحنی نقطه چین برای

<sup>۱</sup> *Inhomogeneously broadening*

<sup>۲</sup> *Convolution*



شکل ۱-۱ تغییر طیف تابشی نوری (PL) اکسیتونهای  $E_1-HH_1$  در یک MQW متقارن که به یک میدان IR با شدت بین  $0.1$  تا  $0.4 \text{ MW/cm}^2$  جفت شده است. در این شکل و دیگر شکل‌های این فصل  $\omega_r$  فرکانس فوتون گسیل شده و  $\omega_0$  فرکانس گذار بین اکسیتون حالت پایه به  $E_1-HH_1$  می‌باشد.

اما همچنان که  $I_{IR}$  افزایش می‌یابد، طیف تابشی نیز پهن‌تر می‌شود (منحنی  $I_{IR} = 0.1 \frac{MW}{cm^2}$ ).

خط چین برای  $I_{IR} = 0.4 \frac{MW}{cm^2}$  با ادامه افزایش شدت IR مشاهده می‌گردد که شدت طیف PL

کمتر شده (و هم‌زمان پهن‌تر گردیده) و برای یک  $I_{IR}$  مشخص، که به مقدار زیادی به  $\gamma_r$  بستگی دارد، یک ساختار دوگانه شروع به شکل گرفتن می‌کند.

برای نمونه متقارن، نظریه پیش‌بینی می‌کند که این ساختار دوگانه در حدود  $I_{IR} = 4 \frac{MW}{cm^2}$

(منحنی خط - نقطه در شکل ۱-۲) اتفاق می‌افتد. اثر اصلی افزایش بیشتر میدان IR، تنها جدایی

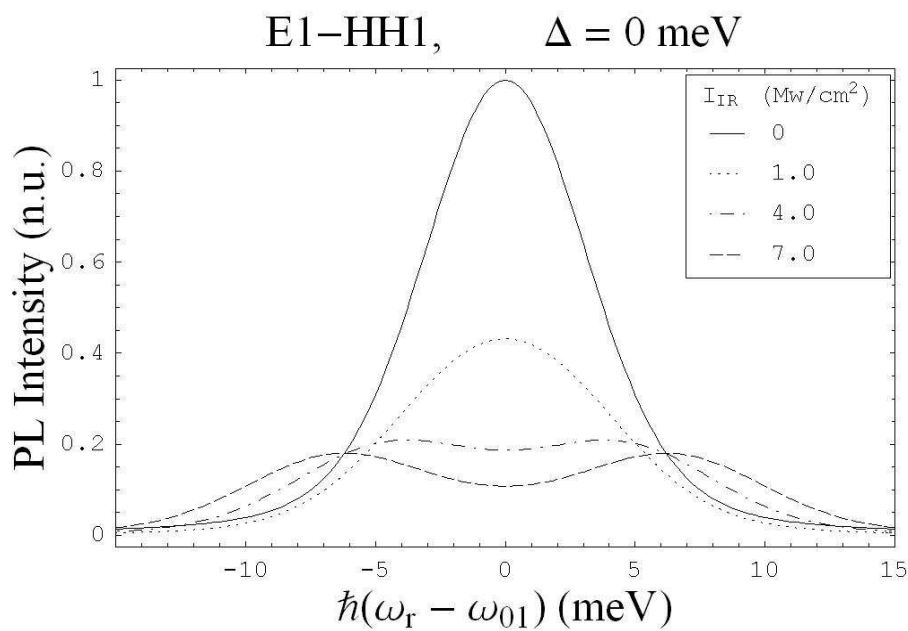
قله‌های دوگانه بوده و تغییر آنچنانی در شدت PL رخ نمی‌دهد (منحنی خط چین در شکل ۱-۲

برای  $I_{IR} = 7.0 \frac{MW}{cm^2}$ ) و اگر دقت کنیم می‌بینیم که هم‌زمان یک "حفره گسیل" در فرکانس

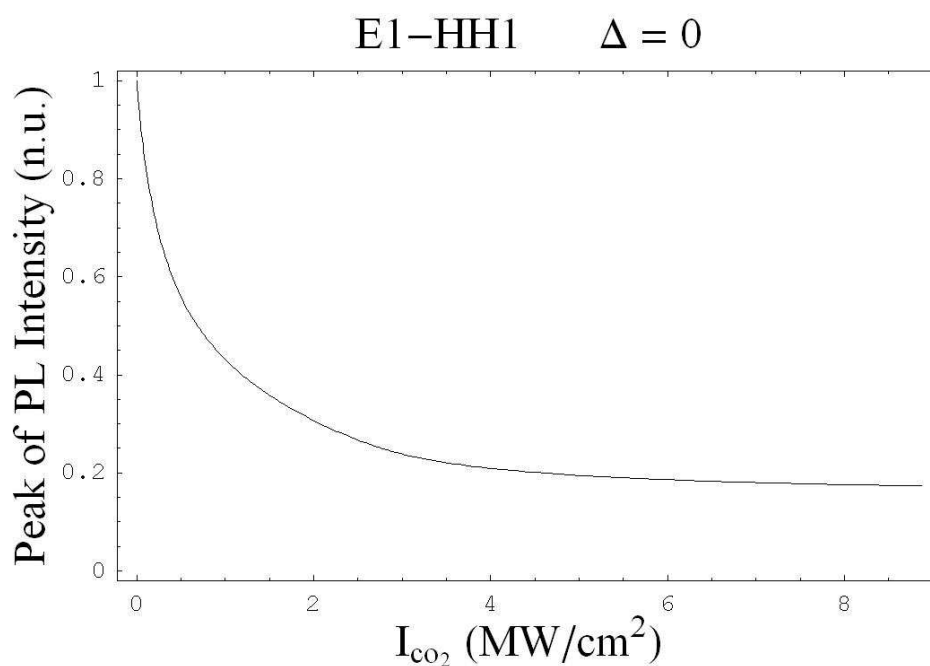
مرکزی ظاهر می‌گردد. در شکل ۱-۳ می‌توانیم رفتار قله طیف تابش نوری را در اثر تغییرات شدت

میدان IR مشاهده کنیم. در  $I_{IR}$  بسیار ضعیف، قله طیف PL با افزایش شدت میدان فروسرخ به طور

خطی تغییر می‌کند (شکل ۱-۴) اما همچنان که  $I_{IR}$  افزایش می‌یابد این آهنگ تغییرات کوچک‌تر و

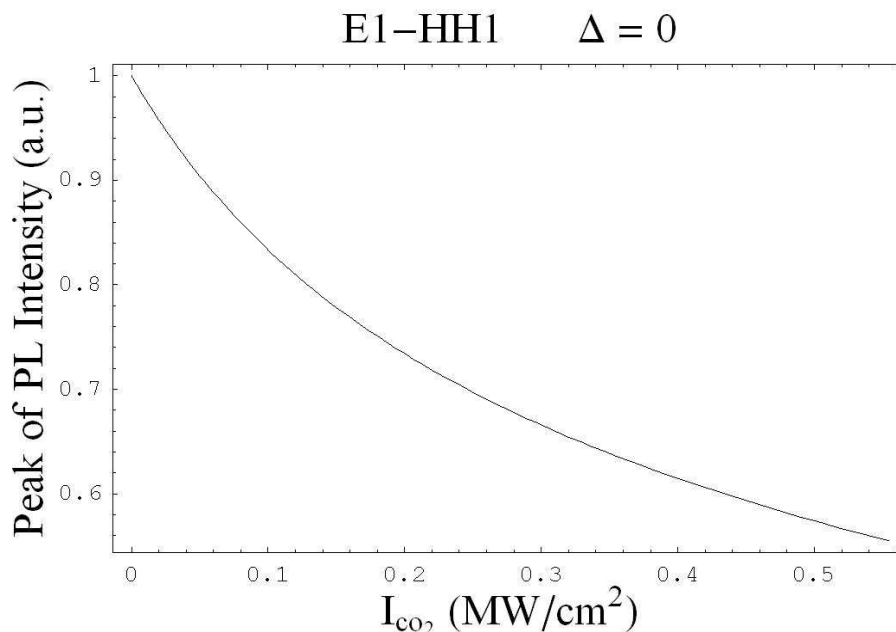


شکل ۱-۲ تغییر طیف PL اکسیتونهای  $E_1$ -HH $_1$  در یک MQW متقارن که به یک میدان IR با شدت بین  $1/0$  تا  $7/0$   $MW/cm^2$  جفت شده است.



شکل ۱-۳ نمودار قله‌ی طیف PL بر حسب شدت میدان IR برای یک MQW متقارن انرژی فوتون میدان IR برابر اختلاف انرژی بین اولین و دومین زیر نوارهای رسانش است.





شکل ۴-۱ نمودار قله طیف PL در شدت‌های پایین میدان IR برای یک MQW متقارن. انرژی فوتون میدان IR برابر اختلاف انرژی بین اولین و دومین زیر نوارهای رسانش است

کوچک‌تر شده و در شدت‌های بالا، قله طیف PL به حداقل مقدار خود رسیده و تقریباً ثابت می‌ماند. اکنون می‌خواهیم تغییرات شدت PL را برای حالت‌های غیر تشدید بررسی کنیم.

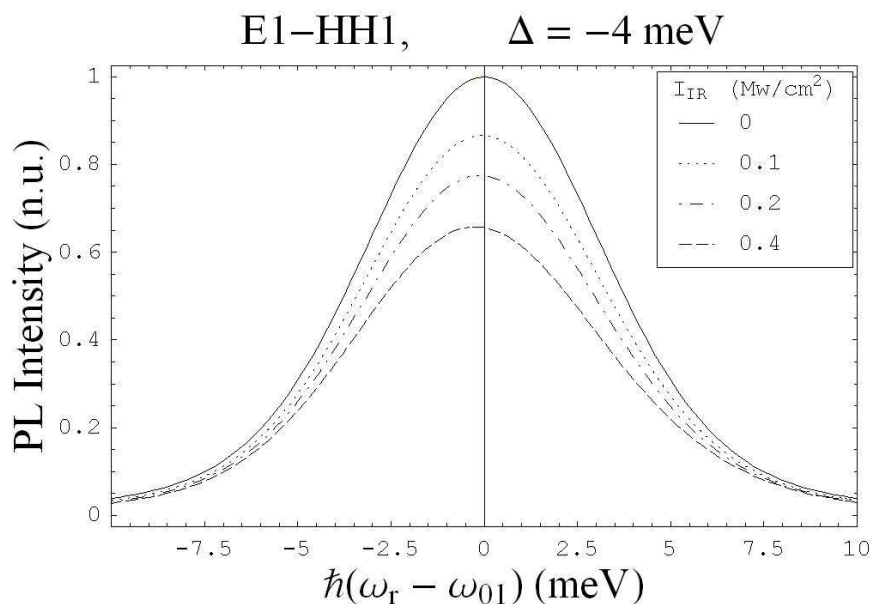
همچنان که قبلاً گفته شد، برای نمونه متقارن اختلاف انرژی بین زیر نوارهای اول و دوم رسانش در دمای ۷۷K در حدود ۱۲۱ meV می‌باشد. انرژی فوتونی لیزر فرسرخ استفاده شده توسط ما ۱۱۷، ۱۲۱ و ۱۳۰ meV به ترتیب مربوط به طول موج‌های ۱۰/۶، ۱۰/۲۶ و ۹/۵۴  $\mu\text{m}$  می‌باشد. تاکنون ما تنها حالتی را که میدان IR در تشدید با زیر نوارهای رسانش  $E_1-E_2$  بود، یعنی برای  $\lambda_{IR} = 10.26 \mu\text{m}$ ، مطالعه می‌کردیم. اما اکنون می‌خواهیم دو حالت دیگر را نیز در نظر بگیریم.

ابتدا وضعیت  $\lambda_{IR} = 10.6 \mu\text{m}$  یا میدان IR با انرژی فوتونی مساوی با ۱۱۷ meV را بررسی می‌کنیم. بنابراین معادله ۲-۱۲ را برای حالتی که  $\Delta = -4 \text{ meV}$  است به کار می‌بریم. شکل ۱-۵، طیف PL را

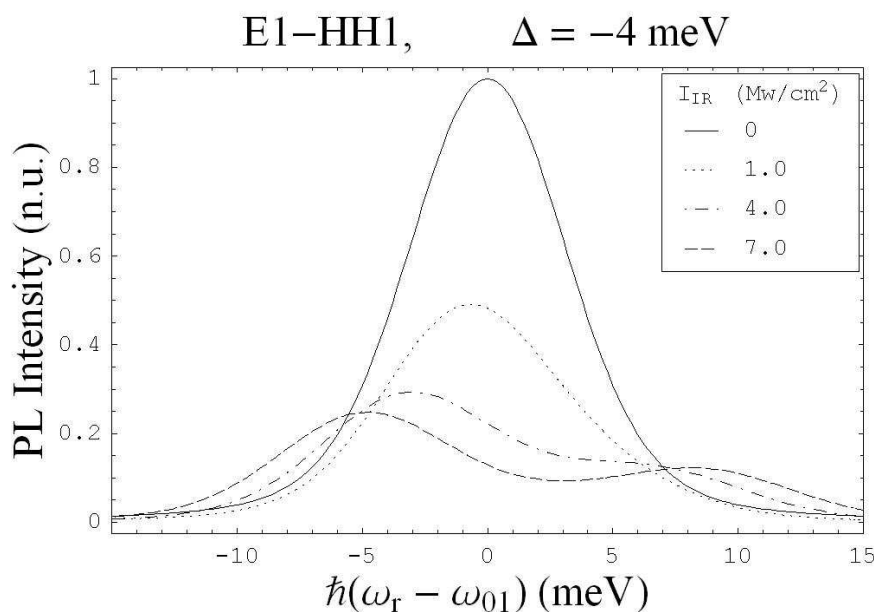
در این حالت برای شدت‌های کم میدان‌های IR بین صفر تا  $0.4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$  نشان می‌دهد. مقایسه این

شکل با نمودارهای شکل ۱-۱ دو نکته مهم را نشان می‌دهد. یکی اینکه تغییر در شدت PL برای

حالت غیر تشدید ( $\Delta = -4 \text{ meV}$ ) در مقایسه با حالت تشدید ( $\Delta = 0$ ) کمتر است. نکته مهم‌تر



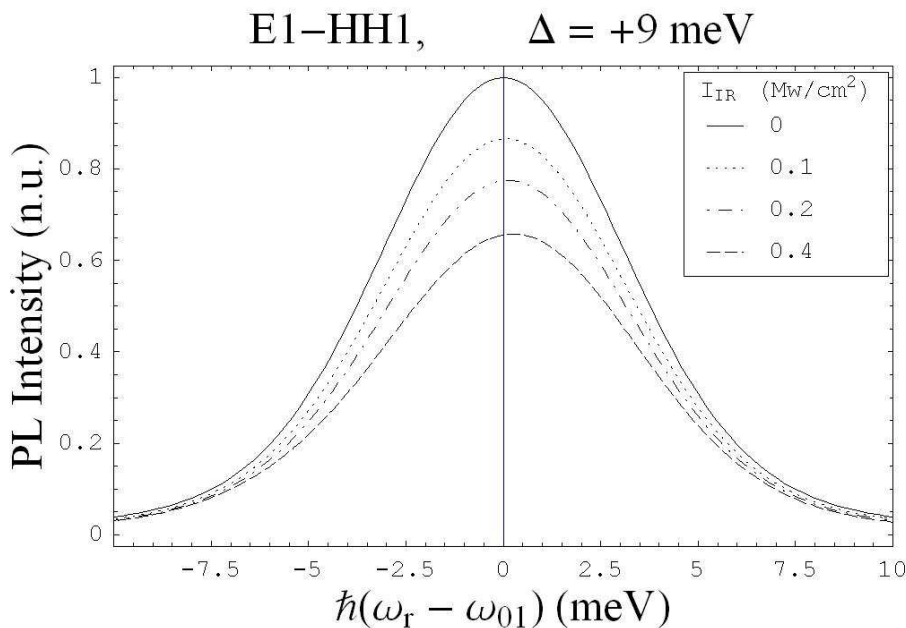
شکل ۵-۱ تغییر طیف PL اکسیوتونهای  $E_1-HH_1$  در یک MQW متقارن که به یک میدان IR غیر تشدید با شدت بین ۰/۱ تا ۰/۴  $MW/cm^2$  جفت شده است. انحراف از تشدید  $\Delta = -4 \text{ meV}$  می‌باشد.



شکل ۶-۱ تغییر طیف PL اکسیوتونهای  $E_1-HH_1$  در یک MQW متقارن که به یک میدان IR غیر تشدید ( $\Delta = -4 \text{ meV}$ ) با شدت بین ۱/۰ تا ۷/۰  $MW/cm^2$  جفت شده است.

جا به جایی قرمز طیف است که با افزایش شدت میدان IR بهتر دیده می‌شود. در شکل ۶-۱ طیف

PL را برای  $I_{IR}$  بین ۱/۰ تا  $\frac{7}{0} \frac{MW}{cm^2}$  رسم کرده‌ایم. با نگاهی به این شکل می‌توان دید که در



شکل ۷-۱ تغییر طیف PL اکسیوتونهای  $E_1-HH_1$  در یک MQW متقارن که به یک میدان IR غیر تشدیدي ( $\Delta = +9 \text{ meV}$ ) با شدت بین  $0.1$  تا  $0.4 \text{ MW/cm}^2$  جفت شده است.

شدت‌های متوسط به بالای میدان IR (نمودار نقطه چین و نمودار خط-نقطه به ترتیب برای  $I_{IR}$

مساوی  $1/0$  و  $4/0 \frac{MW}{cm^2}$ ) طیف PL دیگر متقارن نیست و تنها در  $I_{IR}$  بسیار بالا (نمودار خط

چین برای  $I_{IR} = 7/0 \frac{MW}{cm^2}$ ) است که دوباره به سمت تقارن بیشتر حرکت می‌کند. اثر مهم دیگری

که ارزش ذکر کردن دارد آن است که ساختار دوگانه پدید آمده، جا به جایی آبی دارد.

حال تغییرات طیف PL را برای حالت  $\lambda_{IR} = 9/54 \mu m$  بررسی می‌کنیم، (انرژی فوتون میدان IR

برابر با  $130 \text{ meV}$ ) که مربوط به  $\Delta = +9 \text{ meV}$  می‌شود. دوباره شدت PL برای میدان IR با

شدت‌های کم و زیاد به ترتیب در شکل‌های ۷-۱ و ۸-۱ رسم شده است. همچنان که انتظار می‌رود

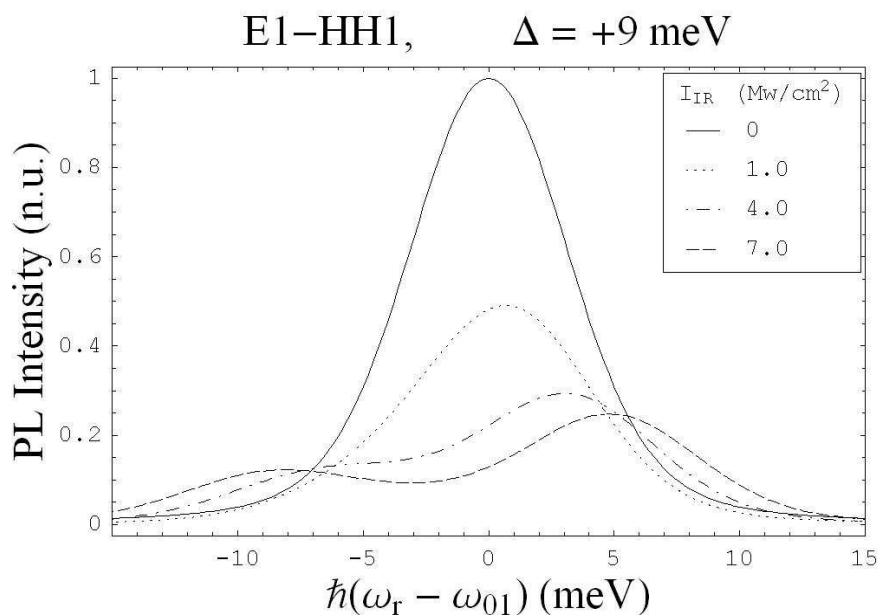
یک جا به جایی آبی برای طیف PL در  $I_{IR}$  پایین (شکل ۷-۱) و یک جا به جایی قرمز بزرگ برای

ساختار دوگانه (که کاملاً نامتقارن است) در  $I_{IR}$  بالا مشاهده می‌شود (شکل ۸-۱).

ممکن است تصور شود که جا به جایی آبی در شکل ۷-۱ متناسب با  $\Delta$  است، اما این تنها برای

مقادیر کوچک  $\Delta$  صادق است، اما وقتی انحراف از تشدید،  $\Delta$ ، افزایش می‌یابد، جا به جایی آبی

کمتر و کمتر می‌شود و همان طوری که انتظار می‌رود در وضعیت غیر تشدیدي شدید ( $\Delta$  بزرگ)،



شکل ۸-۱ تغییر طیف PL اکسیوتونهای  $E_1-HH_1$  در یک MQW متقارن که به میدان IR غیر تشدیدی ( $\Delta=+9\text{meV}$ ) با شدت بین  $1/0$  تا  $7/0 \text{ MW/cm}^2$  جفت شده است.

جا به جایی آبی به سمت صفر میل می کند و در واقع هیچ تغییری در طیف PL وجود ندارد. این

مسئله به وضوح در شکل ۹-۱ نشان داده شده است. در میدان های IR با شدت بالا، افزایش  $\Delta$  سبب غیر متقارن شدن بیشتر و بیشتر ساختار دوگانه می شود و هنگامی که  $\Delta$  بسیار بزرگ شود، ساختار دوگانه کاملاً ناپدید می گردد و تنها یک قله وجود خواهد داشت که بیشتر شبیه طیف PL بدون وجود میدان IR خواهد بود (شکل ۱-۱۰)، هر چند که به علت شدت بالای میدان IR، این تحول در مقایسه با شکل ۹-۱ بسیار آهسته تر خواهد بود. قابل ذکر است که در دو شکل ۹-۱ و ۱۰-۱ تمام مقادیر  $\Delta$  مثبت در نظر گرفته شده اند.

### ۱-۳-۲ نمونه MQW نامتقارن

نمونه MQW نامتقارن دارای صد دوره، هر کدام شامل لایه GaAs با ضخامت  $0.85 \text{ nm}$ ، پس از آن لایه  $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  با پهنای  $1.7 \text{ nm}$  به عنوان سد ضعیف، دوباره  $5.1 \text{ nm}$  لایه GaAs و سرانجام  $15 \text{ nm}$  لایه  $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$  به عنوان سد اصلی می باشد. بر اساس محاسبات (فصل ۳) تنها دو زیر نوار رسانش وجود خواهد داشت و اختلاف انرژی آنها در دمای  $77 \text{ K}$  برابر  $123 \text{ meV}$  می باشد. در اینجا به علت طبیعت نامتقارن نمونه، هر دو گسیل  $E_1-HH_1$  و  $E_2-HH_1$  می تواند رخ دهد.