

روشن کردن پاسخ دینامیکی و ماژوله شده در لیزرهای نقطه کوانتومی نیمه هادی

نشان میدهیم که پاسخ دینامیکی لیزرهای نقطه کوانتومی نیمه هادی پمپ الکتریکی میتواند بصورت کمّی از طریق مشخصه قوی غیرخطی فرایندهای پراکندگی الکترون –الکترون قابل درک باشد. شبیهسازیهای متعددی برای ترکیب رویکردهای میکروسکوپی که برای نرخ پراکندگی غیرتابشی محاسبه میشود را با مدل نرخ معادله استفاده شده برای مدل سازی به کار انداختن رفتارهای پیچیده دینامیکی ارائه شده است. تاخیر به جریان انداختن شبیهسازی، فرکانس نوسانات ضعیف، پاسخ مدولاسیون سیگنال کوچک و الگوهای چشم لیزرهای نقطه کوانتومی ارائه شدهاند و با نتایج تجربی در طول موج 1300 نانومتر مقایسه شدهاند. میرایی شدید نوسانات ضعیف به یک مکانیزم غیر عادی نسبت داده شده است که شامل جذب اوگر<sup>۱</sup>، شامل فرایند ترکیبی حفره-الکترون که از لایه خمیری به سمت نقطه کوانتومی میرود و بر پایه درجه وابستگی جریان پمپ تراکم حفره و الکترون وابسته است.

#### 1. مقدمه

لیزرهای نقطه کوانتومیQD بهترین کاندید برای مخابرات سرعت بالای آینده است و در حال حاضر با توجه به ویژگیهای مهم مثل آستانه هدایت جریان، پایداری دما، تولید صدا و عدم حساسیت فیدبک [3–1] به لیزرهای کوانتومی ترجیح داده میشود. به هر حال، فرکانس قطع و نرخ انتقال دادهها باید بیشتر بهبود یابند تا در مصارف صنعتی مهم جلوه کنند. بنابراین نیاز است تا محدودیتها در کارایی و نحوه بهبود آنها شناسایی شود. برای رسیدن به این هدف، درک اصولی دینامیکی در سطح میکروسکوپی لازم است. این هدف مدل سازی زیر از یک سیستم لیزری نقطه کوانتومی مدل شده است که ترکیبی از یک روش میکروسکوپی برای محاسبه نرخ پراکندگی غیر تابشی الکترون-

<sup>1</sup> Auger

الکترون با یک مدل نرخ معادلات مورد استفاده برای مدلهای رفتار ترتیبی پیچیده دینامیکی است، میباشد. بنابراین، این فراتر از نرخ معادلات استانداردی میرود [12–4] که به طور مشابه در لیزرهای کوانتومی استفاده شده است [13 و 14]. از آنجا که در اینجا تمرکز ما بر روی ویژگیهای طیفی مانند سوزاندن گودال طیفی، انبساط ناهمگن و فرایندهای خفیف نقاط درونی نیست، ویژگیهایی که در کارهای دیگر در نظر گرفته شده است [11 و 17–15] در اینجا نادیده گرفته میشود.

به طور کلی یک توصیف میکروسکوپی کامل از دینامیک لیزرهای نقطه کوانتومی بالاتر از آستانه هدایت نیاز به توصیف دینامیک قطبش و جمعیت از یک توزیع ناهمگن از نقطههای کوانتومی در یک رژیم [18]، لایه آغشته کوانتومی و مناطق عمده تزریق پمپ میباشد. فعل و انفعالات الکترونها در این مراحل توسط فایندهای خفیف وابسته مثل اثر متقابل الکترون-الکترون و الکترون-فنون تامین میشود. یک روش میکروسکوپی کامل [19] برای همه مقیاسهای زمانی وطولی، دینامیک لیزرهای نقطه کوانتومی است که تا به حال به صورت عددی خیلی بیشتر از تقاض میباشد. برای مثال، یک سلسله مراتب دینامیکی برای دینامیک جمعیت و مدولاسیون لیزرهای نقطه کوانتومی در تقریب زمان خفیف در مرجع 20 تعیین شده است و مطالعه همبستگی کوانتومی در انتشار نوری در مرجع 21 آمده است. در کار ما، ما بر روی دینامیک نوسانات خفیف در مقیاس زمانی نانو ثانیه برای تزریق جریان به بالاتر از آستانه هدایت لیزر تمرکز می کنیم. ما بر دینامیک جمعیت ناشی شده از اثر متقابل حالات نقطه کوانتومی در از آستانه هدایت مدل شده جریان گذرا از لایه خمیری،تمرکز می کنیم.

در این حد تحریک بالا، پراکندگی الکترون –الکترون، کانال تعامل اصلی را فراهم می کند. یک مقایسه دقیق بین دادههای تجربی و نظری برای طیف گستردهای از جریان پمپهای مختلف داده شده است. ما به یک رابطه عالی بین دینامیک مشاهدات تجربی و پیشبینیهای نظری منتجه در خصوص توضیحات کمی از میرایی شدید نوسانات لیزرهای نقطه کوانتومی دست یافتهایم. نرخ پراکندگی الکترون – الکترون محاسبه شده یک وابستگی شدید غیر خطی بر روی الکترون و تراکم حفره در لایه خمیری را نشان میدهد که به عنوان مسئول میرایی شدید نوسانات خفیف یافت شده است. علاوه بر این، ما اهمیت فرایندهای جذب مخلوط h که به هر دوی الکترون (ع) و تراکم حفره (h) بستگی دارد را نشان میدهیم. اگرچه برخی بینش در دینامیک خفیف لیزرهای نقطه کوانتومی میتواند توسط سیستم ساده سه متغیر با چشمپوشی از تفاوت در الکترون و تراکم حفره فراهم شود [6،7،12]. یک مدل واقعی تر به منظور مقدار تولید مجدد و درواقع پیشبینی مشاهدات دینامیک نیاز است. علاوه بر این ما نشان میدهیم که دو نوع تفاوت کیفی از پاسخ دینامیکی محتمل است و تنها پارامتر خروجی قابل دسترسی که با کلید زنی بین دو رژیم تعیین میشود.

مدل اصلی در اینجا استفاده شده است و توسط روابط 5-1 در پاینن توصیف شده است که این روابط در کارهای گذشته و در مراجع 22 و 23 ارائه شده بودند. در اینجا، به عنوان یک فرمت ضروری، ما وابستگی میزان پراکندگی حامل حامل را بر روی هر دوی تراکم الکترون لایه خمیری و تراکم حفره لایه خمیری به حساب میآوریم. ما نشان میدهیم که نسبت بین این دو کمیت با جریان پمپ متغیر است. بنابراین خیلی مهم است که هر دو تراکم را به طور جداگانه در مدل لحاظ کنیم. علاوه براین درمورد تاثیر پارامترهای مختلف بر روی دینامیک خروجی لیزر ا به طور دقیق بحث میکنیم و شبیه سازی خود را با نتایج تجربی مقایسه میکنیم. به طور خاص، ما شبیه سازی هایی را در خصوص روشن کردن مشخصات، الگوهای چشم و پاسخ مدولاسیون سیگنال کوچک ارائه میدهیم.

#### 2. مدل درجه معادله

مدل ما یک سیستم لیزر نقطه کوانتومی را توصیف می کند که الکترونها اول قبل از اینکه توسط نقاط کوانتومی جذب شوند به لایههای خمیری تزریق میشوند. ما یک سیستم دو سطحی را برای لحاظ کردن الکترونها و حفرهها در نقاط کوانتومی لحاظ می کنیم. از آنجا که فرایندهای حامل خفیف با وجود حالتهای لایههای خمیری و به وجود نقاط کوانتومی، خیلی سریعتر از ( تقریبا پیکو ثانیه) فرایندهای جذب شدن از لایههای خمیری به داخل نقاط کوانتومی در بالاترین تراکم حاملهای لایههای خمیری است [24]، در نتیجه تنها انرژیدارترین الکترون و حفره در پایینترین سطوح در نقاط کوانتومی در دینامیک لیزر شرکت می کنند[25]. معادلات پایین ( معادلات 5–1) به ترتیب برای تراکم بار حامل در نقاط کوانتومی و مه، تراکم بار در لایه خمیری و هم و چگالی فوتون مام، تعیین دینامیک الکترون و حفره ( e برای الکترون و h برای حفره).

$$\dot{n}_{e} = -\frac{1}{\tau_{e}} n_{e} + S_{e}^{\text{in}} N^{\text{QD}} - R_{\text{ind}}(n_{e}, n_{h}) - R_{\text{sp}}(n_{e}, n_{h}), \quad (1)$$

$$\dot{n}_{h} = -\frac{1}{\tau_{h}}n_{h} + S_{h}^{\rm in}N^{\rm QD} - R_{\rm ind}(n_{e},n_{h}) - R_{\rm sp}(n_{e},n_{h}),$$
 (2)

$$\dot{w_e} = \frac{j(t)}{e_o} + \frac{n_e}{\tau_e} \frac{N^{\rm WL}}{N^{\rm QD}} - S_e^{\rm in} N^{\rm WL} - \widetilde{R}_{\rm sp}(w_e, w_h), \qquad (3)$$

$$\dot{w}_h = \frac{j(t)}{e_o} + \frac{n_h}{\tau_h} \frac{N^{\rm WL}}{N^{\rm QD}} - S_h^{\rm in} N^{\rm WL} - \widetilde{R}_{\rm sp}(w_e, w_h), \qquad (4)$$

$$\dot{n}_{\rm ph} = -2\kappa n_{\rm ph} + \Gamma R_{\rm ind}(n_e, n_h) + \beta R_{\rm sp}(n_e, n_h).$$
(5)

در اینجا  $n_{ph} = N^{QD} (n_e + n_h - N^{QD}) n_{ph}$  نرخی است برای فرایندهای ناشی از جذب و نشر که در آن  $N^{QD} N_{ph}$  بر اینجا  $N_{ph} = N^{QD} (n_e + n_h - N^{QD}) n_{ph}$  it with the solution of the

 $\Gamma$  در روش ما، تعامل حامل حامل خامل خامل خامل نور در چگالی فوتون خلاصه شده است  $n_{ph}$  که شامل همه حالتها میشود.  $\Delta m_{ph}$  نوری در معادله 5، تفاوت مناطق فعال نوری و الکترونیکی را بیان می کند و یک اندازه گیری برای فرایندهای  $\Delta m_{ph}$  نوری است. با توجه به مرجع 1،  $\Gamma$  بستگی دارد به تراکم نقطه کوانتوم  $N^{0D}$ ، حجم نقطه کوانتوم  $\gamma_{xy}$ ، ضریب عمودی  $\Gamma_{z}$ ، و تعداد لایههای نقطه کوانتوم L،  $\Gamma$  بستگی دارد به تراکم نقطه کوانتوم  $N^{0D}$ ، حجم نقطه کوانتوم  $\gamma_{xy}$ ، ضریب عمودی  $\Gamma_{z}$ ، و تعداد لایههای نقطه کوانتوم L، با در نظر گرفتن نتایج تجربی جدول 1، مشاهده می کنیم که  $\Gamma_{z}$ ، و تعداد لایههای نقطه کوانتوم L، با در نظر گرفتن نتایج تجربی جدول 1، مشاهده می کنیم که  $\Gamma_{z}$ ، و تعداد لایههای نقطه کوانتوم به در ورد و است که معادل است با احتمال برخورد فوتون تولید شده در شرکت  $\Gamma_{z}$  مجموع انتشار خودبه خود در لیزر درنظر گرفته شده در درون حفره می باشد. ضریب  $\overline{\chi_{ba}}$  ای N/2. با توجه به مرجع 27 ،

مىباشد ( $k_{\rm int} = 220m^{-1}$ مىباشد ( اين مقدار با مقدار مرجع 23 متفاوت است كه در آن $k_{\rm int} = 0.12 p s^{-1}$
انتخاب شده است. تفاوت به علت ثابت دىالكتريك مىباشد. تزريق حامل به لايه خميرى توسط چگالى $k=0.4 ps^{-1}$
پالس تزریق جریان (j(t) تقسیم بر شارژ ابتدایی بیان میشود.
یکی دیگر از سهم مهم دینامیک لیزرهای نقطه کوانتوم، فرایندهای پراکندگی حامل-حامل غیر تابشی میباشد. میزان
پراکندگی $S_{e}^{in}, S_{e}^{out}, S_{h}^{in}, S_{h}^{out}$ یراکندگی $r_{e/h} = (S_{e/h}^{in} + S_{e/h}^{out})^{-1}$ یک میزان بر قدرت
این فرایند است. از نرخ میکروسکوپی مشتق میگیریم و وابستگی آنها را به تراکم حامل لایه خمیری آنالیز میکنیم.

		<b>U</b> , ,	8 8 9 9 9		
نشانه	مقدار	نشانه	مقدار	نشانه	مقدار
$r_1, r_2$	0.32	A	$4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$	L	1 mm
$\hbar \omega$	0.96 eV	$N^{ ext{QD}}$	$1 \times 10^{10} \mathrm{~cm}^{-2}$	$a_L$	15
к	$0.12 \text{ps}^{-1}$	$N^{\mathrm{WL}}$	$2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$\varepsilon_{ m bg}$	13.18
$\kappa_{\rm int}$	$220m^{-1}$	β	$5 \times 10^{-6}$	Ŵ	$1.3 \ {\rm ns}^{-1}$
Γ	0.0011	$\gamma_{ m xy}$	$3 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$	Т	300 K
$\mu$	$0.28e_0$ nm	$\Gamma_z$	$2.5 \times 10^{-3}$		

جدول۱. پارامترهای عددی استفاده شده در شبیهسازی

# 3. نرخ پراکندگی غیر خطی

توصیف دینامیک لیزرهای نقطه کوانتوم در InAs/GaAs نیاز به گنجاندن تعامل بین حالتهای گسسته در نقاط کوانتوم محلی و حالتهای الکترونها و حفرههای پیوسته در بالاترین سطح انرژی به همراه لایه خمیری دارد. از آنجا که علاقهمند در تحقیقات رژیم لیزر هستیم، برای مثال تراکم حامل لایه خمیری خیلی بالا میباشد، دینامیک جذب شده توسط ساختار لایه خمیری-نقطه کوانتوم زیر نظر قانون پراکندگی غیر محلی کولون میباشد [24، 32–28]. میزان پراکندگی کولون برای الکترون و حفره جذب شده از لایه خمیری به نقطه کوانتوم و بالعکس بصورت میکروسکوپی همانند تابع تراکم لایه خمیری الکترون و حفره عw و we محاسبه میشود. سهم کولون بصورت مرتبه دوم درنظر گرفته میشود [33،34].

$$\dot{\rho}_b = S_b^{\text{tn}} (1 - \rho_b) - S_b^{\text{out}} \rho_b, \tag{6}$$

که  $p_b$  احتمال اشغال الکترون و یا حفره د نقطه کوانتوم است (b=e,h). این معادله بولتزمن شامل نرخ پراکندگی داخل و خارجی کولون میباشد.

$$S_{b}^{\text{in/out}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{lmnb'} M_{bnlm} (2M_{bnlm}^{*} - \delta_{b,b'}M_{bnml}^{*}) f_{lmnb'}^{\text{in/out}} \times \delta(E^{b} + E_{n}^{b'} - E_{l}^{b} - E_{m}^{b'}).$$
(7)

در اینجا مجموع تمام حالتها لایه خمیری میباشد ( احتمال اشغال  $p_{l}^{b}, p_{m}^{b}, p_{m}^{b}, p_{m}^{b}, p_{m}^{b}$ ). انرژی یک ذره منفرد با نامهای  $M_{bnlm}$  میباشد.  $M_{bnlm}$  میباشد.  $E^{b}, E_{l}^{b}, E_{m}^{b}, E_{m}^{b}$ 

$$f_{lmnb'}^{\text{in}} = \rho_l^b \rho_m^{b'} (1 - \rho_n^{b'}) \text{ and } f_{lmnb'}^{\text{out}} = \rho_n^{b'} (1 - \rho_m^{b'}) (1 - \rho_l^{b}).$$
(8)

روش میکروسکوپی برای محاسبات در مرجع 23 با جزئیات شرح داده شده است. شکل 1a و 1b طرح نقطه کوانتومی-لایه خمیری را نشان میدهد که شامل فرایند ذوب الکترونها و حفرهها میباشد [25]. پایستگی انرژی نیازمند آن است که اگر یک الکترون از لایه خمیری به نقطه کوانتوم رسید، به دنبال آن یک پراکندگی الکترون ( سمت چپ شکل 1a) و یا یک حفره ( سمت راست شکل 1a) در داخل لایه خمیری به سطح انرژی بالاتری برسد. این نتایج منجر به جذب الکترون از دو طریق میشود: یک الکترون –الکترون خالص و فرایند ترکیبی الکترون–حفره. دینامیک جذب حفرهها همانند شکل 1b



ترکیبی 
$$w_h = 3.4 w_e$$
 درنظر گرفته میشود.

نرخ پراکندگی برای فرایند جذب ترکیبی ( الکترون-حفره، سمت راست شکل 1a) بستگی به تراکم حامل لایه خمیری we و  $w_e$  و  $w_h$  دارد. برای کاهش زمان محاسبات فرض می شود که  $w_e$  و  $w_e$  دینامیک یکسانی دارند [23]. سپس ما می توانیم فرض کنیم که  $w_e$  و  $w_h$  است [23]. شکل می توانیم فرض کنیم که  $w_e$  و  $w_h$  است [23]. شکل امی توانیم فرض کنیم که مورد که  $w_e$  و  $w_e$  می توانیم فرض کنیم که و  $w_h$  است [23]. شکل می توانیم فرض کنیم که مدار برای پراکندگی مقدار برای برقراری رابطه بین  $w_e$  و  $w_e$  است [23]. شکل ادمیت فرایند ترکیبی برای پراکندگی داخلی الکترون را نشان می دهد.  $w_e^{n}$  مقدار ماکزیمم را در یک دجه بالاتر از تراکم حامل لایه خمیری را نشان می دهد.  $w_e^{n}$  مقدار ماکزیمم را در یک دجه بالاتر از پراکندگی معلوط منجر به حداکثر انتظار از  $w_e^{m}$  می شود. این به خاطر تراکم بالای حفره در لایه خمیری داخلی حفره ها، مسئول افزایش سریعتر احتمال پراکندگی حفره در لایه خمیری می باشد. برای دینامیک پراکندگی داخلی حفره،

شرکت در فرایند ترکیبی بسیار کمتر می شود، شکل 1d. برای فرایند پراکندگی خارجی، سهم ترکیبی تاثیر بیشتر و بزرگتری در ارتفاع نرخ پراکندگی دارد، اما در شکل کیفی نقش کمتری دارد.

شکل 2 نرخ پراکندگی کولون برای فرایند جذب حفره و الکترون به عنوان یک تابع از متبوع تراکم حفره و الکتون در لایه خمیری با رنج g<sub>c</sub>های مختلف را نشان میدهد. برای wbهای کوچک، نرخ پراکندگی داخلی و خارجی با افزایش تراکم حاملها افزایش می یابند، از آنجا که شرکای پراکندگی بیشتری موجود است. با توجه به اصل طرد پائولی، احتمال برای پراکندگی خارجی در تراکم لایه خمیری بالا کاهش می یابد. در نتیجه نرخ پراکندگی خارجی S<sup>out</sup> نقطه ماکزیمم تیزی (شکل 2 سمت راست) به سبب جرم موثر بزرگتر جمعیت لایه خمیری با فرایند حفرههای آرامتر از الکترون  $S_e^{out}$  دارد. بنابراین، اثر اصل طرد پائولی باعث می شود که الکترون سریعتر تاثیر بگذارد که منجر به کاهش سریعتر می شود. نرخ پراکندگی داخلی متناسب با دو حالت لایه خمیری  $p_{l}^{b}p_{m}^{b}$  می باشد (رابطه 8). از این و آن ها در تراکم حامل بالای لایه خمیری که پراکندگی خارجی به علت اصل پائولی مسدود شده است، به عنوان گروه غالب و برتر میباشد ( ستون سمت چپ شکل 2 را ببینید). به سبب جمعیت بیشتر الکترون  $S_e^{in}$  سریعتر از  $S_h^{in}$  افزایش مییابد. در w<sub>b</sub> خیلی بالا، حتی پراکندگی داخلی نیز کاهش مییابد، زیرا حالتهای لایه خمیری به سطحی رسیدهاند که احتمال فرایند پراکندگی آن کاهش می یابد ( فلشهای قرمز در شکل 1a و1b). در شکل 2 نرخهای پراکندگی برای نسبتهای مختلف بین w<sub>e</sub> و W<sub>h</sub> رسم شده است تا تاثیر ضریب g<sub>c</sub> را نشان دهد. همانطور که از بحث بالا انتظار می فت، شدیدترین تغییر در  $S_e^{in}$  زمانی ظاهر می شود که بیشترین مشارکت فرایندهای ترکیبی اتفاق می افتد. برای شبیهسازی ارائه شده در بخش 4، g<sub>c</sub> به طور خود تنظیم برای هر پارامتر تعیین می گردد. بعد از شبیه مقدار نهایی g<sub>c</sub> با مقدار اولیه فرض شده مقایسه میشود و پس از آن دوباره تنظیم میشود تا به یک مقدار همگرای نهایی برسد. توجه داشته باشید که g<sub>c</sub> همچنان تابعی از جریان پمپ است.



شکل2. نرخ نمونهبرداری پراکندگی  $S_e^{in}, S_e^{out}, S_e^{in}, S_e^{out}, S_h^{in}, S_h^{out}$  محاسبه شده در مقابل تراکم حامل در لایه خمیری محاسبه شده در مرجع36 برای  $g_c=2.7$ ، و مربع محاسبه شده در مرجع36 برای  $g_c=2.7$ ، و مربع محاسبه شده در مرجع36 برای  $g_c=2.7$  و مربع محاسبه شده در مرجع

برای یک مقایسه بهتر با مدل ساده شده ، شخص میتواند میزان پراکندگی عددی را با برازش منحنی مورد ارزیابی قرار دهد؛ ضمیمه را ببینید. این توابع ممکن است مفید باشد. به عنوان مثال برای تجزیه و تحلیل سیگنال کوچک تقریبی که در آن ماتریس ژاکوبین، معادلات سرعت در حالت پایدار است مورد نیاز است. با این حال در بخشهای زیر ما باید از نرخ پراکندگی کامل غیر خطی که به صورت عددی محاسبه شده استفاده کنیم.

### 4. روشن کردن مشخصات

به منظور بحث بر روی نتایج شبیه سازی ها، ما تحول زمانی تراکم فوتون شبیه سازی شده nph با داده های تجربی از لیزر نقطه کوانتوم ، همانطور که در شکل 3a نشان داده شده است، مقایسه می کنیم. خروجی لیزر اندازه گیری شده را برای جریان های مختلف پمپ j شرح می دهد ( مقدار واحد آستانه هدایت لیزر) که از مشخصات ورودی خروجی حالت دائمی شبیه سازی شده محاسبه شده است ( شکل 4 ). جریان پالس تزریقی با دوره تناوب 5 نانو ثانیه در لحظع صفر کلید می خورد. نتایج شبیه سازی در شکل 3b نشان داده شده است. برای شبیه سازی جریان پالس

و فرمول افت و خیز 
$$j(t) = j_0 \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{2.5ns}\right)^n\right]$$
 و  $t_0 = 2.49$  و فرمول افت و خیز  $j(t) = j_0 \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{2.5ns}\right)^n\right]$ 

ا میباشد ( شکل 5a). پارامترها در جدول 1 خلاصه شده است. برای جریان پمپ  $j = 1.8 j_{th}$  منحنیهای radius میباشد ( شکل 5a). پارامترها در جدول 1 خلاصه شده است. برای جریان دهد. تجربی و شبیه سازی شده در شکل 3b کشیده شده است. تا تناسب خوب آنها را نشان دهد.



شکل3. به کار افتادن گذرای دینامیک. (a) دادههی اندازه گیری شده و (b) شبیهسازی شده با جریان پمپهای مختلف،  $j = 1.8j_{th}$  . عکس الحاق شده نمودار تجربی (سیاه) و شبیهسازی شده (قرمز) در  $j = 1.8j_{th}$ 



j شكل4. مشخصات حالت دائمی ورودی و خروجی تراکم فوتون شبیهسازی شده  $n_{\rm ph}$  در مقابل تراکم جریان تزریقی j. تراکم جریان آستانه از  $j_{th} = 2883A \, cm^{-2}$ ، اگر از نشر خودبهخودی چشمپوشی شود، از اصبت لایه بیرونی لیزر تعیین می شود. پارامترها همانند جدول 1 می باشد.



شکل5. (a) جریان ضربه تزریقی استفتده شده در شبیهسازی روشن کردن مشخصات. (b) ضربه تزریقی مدوله شده استفاده شده برای شبیهسازی الگوی چشم ( سیگنال مدوله شده عدم برگشت به صفر)

یکی از ویژگیهای مشخصه لیزرهای نقطه کوانتوم، میرایی شدید نوسانات ضعیفی که فقط یکبار در پهنای باند کامل در مدت زمان  $\Delta t_{FWHM}$  در پیک قرار می گیرد. همچنین زمان تاخیر روشن شدن برای کارایی لیزر بسیار مهم است مدوله شده سیگنال مثال، زمان مورد نیاز برای رسیدن به آستانه لیزر. فرکانس نوسانات ضعیف نیز  $f_{RO}$  به اندازه پاسخ مدوله شده سیگنال بزرگ لیزر حیاتی است. شبیه سازی انجام شده با تمامی نتایج تجربی برای تمامی کمیتهایی که بیان شده، دارای تناسب خوبی است ( شکل 6). این شکل به طور جداگانه کمیتهای  $f_{RO}$  به معاورت بیان شده، دارای تناسب خوبی است ( شکل 6). این شکل به طور جداگانه کمیتهای  $f_{RO}$  به معاورت تجربی و تئوری از دادههای شکل 3 در یک بازه متغیر از جریان پمپ با هم مقایسه می کند. توجه داشته باشید که ز واحدی از  $f_{th}$  میباشد. برای تمامی جریانهای پمپ، فرکانس نوسانات خفیف محاسبه شده تناسب خوبی با نمونه تجربی آن داشت ( شکل 60) که یک رفتار تقریبا دقیق و یکسانی را نشان می دهد. این امر به طرز چشمگیری نتایج قبلی ما را بهبود می یخشد [23:24] که تقریبا دو برابر این مقدار  $f_{RO}$  محاسبه شده بود. دلیل آن دقت بیشتر ما محاسبه شده نیز تناسب خوبی با نتایج تجربی داشته باد و برابر این مقدار را نشان می دهد. این امر به طرز چشمگیری نتایج محاسبه شده نیز تناسب خوبی با نتایج تجربی داشته داند روشن کردن و پهنای پیک اول استان خوسانات ضعیف درخصوص فرایند او گر ترکیب ( e ( h) میباشد. تاخیر در روشن کردن و پهنای پیک اول ۸۲ پسینات ضیف محاسبه شده نیز تناسب خوبی با نتایج تجربی داشته داند ( شکل 60 و 6c) . شبیه سازی ( *ز*) یرایت می هده دادی را در نمودار لگاریتمی دوتایی ( شکل 6d) ا همانطور که ا مدل معادله درجه اول لیزرهای نقطه کوانتومی نیمه هادی



شکل6. مقایسه بین دادههای تجربی( ستارههای مشکی) و شبیهسازی شده ( نقطههای قرمز) در قبال افزایش جریان پمپ j. (a) فرکانس نوسانات خفیف f<sub>RO</sub>. (b) پهنای زمانی پیک اول نوسانات خفیف  $(c - \Delta t_{FWHM})$  تاخیر رون شدن  $\tau_{delay}$ . (c) فرکانس توسانات خفیف می ای ارامترها همانند شکل 3 می اشد. لوزی های توخالی نتایج شدن  $\tau_{delay}$ . (c) می اشد. لوزی های توخالی نتایج

درواقع با یک تقریب مشابه این رفتار میتواند برای لیزر نقطه کوانتومی خودمان استخراج شود: چشمپوشی از دو ترکیب خود به خودی و القایی در معادله 1 و3 در طول فرایند پمپاژ گذرا برای j که کاملا از آستانه دور میباشد، و مشاهده انتقال سریع الکترون از سطوح نقطه کوانتوم به خاطر پراکندگی قوی الکترون–الکترون ( $N^{WL} \square N^{QD}$ )، مشاهده انتقال سریع الکترون از سطوح نقطه کوانتوم به خاطر پراکندگی قوی الکترون–الکترون ( $n^{WL} \square N^{QD}$ )، معادله 1 (j = 0)، معادله 1 (j = 0) که می تواند با آستانه دور می باشد، و معادله 1 ( $n^{QD} \square N^{WL}$ ) معادله 1 (j = 0) که می تواند با آستانه تراکم الکترون ( $n_{rad} \square n^{QD}$ ) که می تواند با آستانه تراکم الکترون ( $n_{rad} \square n^{QD}$ ) که کاملا از آستانه دور می باشد، و معادله 1 ( $n_{rad} \square n^{QD}$ ) که می تواند با آستانه تراکم الکترون ( $n_{rad} \square n^{QD}$ ) در ایم ما بدهد. به هر حال

داده\_های تجربی، انحراف را در جریان پمپهای خیلی زیاد و خیلی کم نمایش میدهد.

درحالیکه نرخهای پراکندگی بصورت میکروسکوپی محاسبه میشوند، بعضی از پارامترها با توجه به شرایط تجربی میتوانند انتخاب شوند که عبارتاند از  $N^{QD}$ ،  $N^{WL}$ ،  $\Gamma_{delay}$  و  $\beta$ . در حالت عملکرد میرایی شدید، زمان تاخیر  $\tau_{delay}$ اساسا از طریق جریان پمپ و ضریب انیشتین W ( که شامل فرایندهای انتشا خودبهخودی و القایی میباشد) محاسبه میشود.  $^{1-1}$  میان پمپ و ضریب انیشتین W ( که شامل فرایندهای انتشا خودبهخودی و القایی میباشد) محاسبه میشود. میرای محاب خوبی با مقدار تجربی دارد. برای می شود.  $^{1-1}$  های بزرگتر، زمان تاخیر در حالت عملکرد میرایی شدید، زمان تاخیر محاسبه می از طریق جریان پمپ و ضریب انیشتین W ( که شامل فرایندهای انتشا خودبهخودی و القایی میباشد) محاسبه می شود.  $^{1-1}$  های از طریق پارامترهای جدول 1 محاسبه شده است) تناسب خوبی با مقدار تجربی دارد. برای Wهای بزرگتر، زمان تاخیر در حالت میرایی شدید، مقدار خیلی کوچکی را دارد و بالعکس.  $\Upsilon$  ضریب نوری میتواند W با تغییر تعداد لایههای کوانتومی  $\Gamma$  و تراکم نقطه با تغییر تعداد لایههای کوانتومی  $\Upsilon$ 

كوانتومى  $^{QD}$  همانند ساير متغيرها به جز  $\beta$  ثابت باشد، تغيير نمى كند. استفاده از 15 لايه نقطه كوانتومى به همراه محيط  $^{2}$  ممانند ساير متغيرها به جز  $^{2}$  و  $^{2}$  ثار  $^{2}$  ثار  $^{2}$  شاهده مى كنيم كه 2000  $^{2}$  مى شود كه بهترين محيط  $^{2}$  مار  $^{2}$  م $^{2}$  او  $^{2}$   $^{2}$  و  $^{2}$   $^{2}$  و  $^{2}$   $^{2}$  مشاهده مى كنيم كه 2000  $^{2}$  مى شود كه بهترين تناسب را با فركانس نوسانات خفيف دارد. اين مقدار  $^{0}$   $^{0}$  در مقدار مشابه آن كه در عمل انجام شده است كوچكتر مى باشد ( $^{2}$   $^{2}$   $^{2}$   $^{2}$   $^{2}$   $^{2}$  مى مى باشد ( $^{2}$   $^{2}$ 

# 5. میرایی ضعیف درمقابل میرایی قوی

برای الکترونها در نقاط کوانتومی، رقابتی بین ترکیب مجدد تابشی و برخوردهای پراکندگی غیرتابشی وجود دارد. برای ترکیب مجدد تابشی قویتر، فرایندهای پراکندگی الکترون-الکترون اهمیت خود را از دست میدهند . بنابراین میراییهای شدید نوسانات ضعیف از بین میروند. یک پارامتر که نسبت هر دو فرایند را تحت تاثیر قرار میدهد، ضریب محدودیت نوری Γ است که یک مقیاس مهم برای فرایندهای تابشی میباشد. افزایش Γ دینامیک را کاملا تغییر میدهد و همانطور که در پایین نمایش داده شده است، میرایی ضعیف نوسانات خفیف را به دنبال دارد.

در این بخش با تغییر ۲ نشان می دهیم، برای مثال با تغییر تعداد لایه های نقطه کوانتوم AL، می توان انتقال بین دو نوع مختلف از عملکرد لیزر را انجام داد. در یکسو، میرایی شدید دینامیک روشن کردن همانطور که در نمونه تجربی ارائه داده شده قابل مشاهده است و در سوی دیگر میرایی آرام نوسانات خفیف به همراه تراکم الکترونهای مدوله شده نزدیک به اشباع وارونگی، همانطور که در لیزرهای تزریقی نیمه هادی های معمولی یافت می شود. در حالت اول، تنظیم یکی از پارامترها برای بحثهای بالا مشخص است، در صورتی که پارامتر دیگر که محدودیت نوری می باشد به آرامی



شکل 7. یک فاز کشیده شده برای تراکم فوتون در مقابل تراکم الکترون نقطه کوانتوم در حالت میرایی ضعیف (  $\Pi = 0.0015 = T$ ) میرایی شدید ( 0.0011 = T). تصویر اصلی تغییرات CW را نشان میدهد (نقاط ثابت) با افزایش جریان پمپ برای تنظیم دو پارامتر مختلف، دایره های مشکی متعلق به 0.0011 = T میباشد. ستاره های آبی متعلق به 0.0015 = T میباشد. تصویر الحاق شده نیز ضربه اطراف آستانه را نشان میدهد. نوسانات خفیف به عنوان مسیر گذرا برای جریان های پمپ رسم شده اند و دو مقدار T به ترتیب حالت های میرایی ضعیف و قوی را شرح میدهد (

رفتار پیچیده دینامیک لیزرهای نقطه کوانتوم نتیجه نرخ پراکندگی غیرخطی شدید میباشد <sup>سمسر</sup> و میتوان با آنالیز کردن تحول زمانی آنها، آن را شرح داد. این به ترتیب برای  $\Pi = 0.0011$  و  $\Pi = 0.0011$  در شکلهای 8 و 9 نشان داده شده است. هر دو شکل (*n*<sub>e</sub>(*t*) , *m*<sub>e</sub>(*t*) (*n*<sub>p</sub>) (*t*) برای جریانهای مختلف پمپ در رنج *m*<sub>1</sub>(*t*) 1 *m*<sub>1</sub>(*t*) نشان داده شده است. هر دو شکل (*n*<sub>e</sub>(*t*) , *m*<sub>e</sub>(*t*) (*n*<sub>p</sub>) (*t*) *n*<sub>ph</sub> (*t*) (*t*) *n*<sub>ph</sub> (

حالت میرایی ضعیف، نقاط کوانتومی کاملا پر نمی شوند. بنابراین پراکندگی داخلی هنوز هم می تواند لایه خمیری کوچکتر را به سمت مدوله قوی تر از تراکم الکترون نقطه کوانتومی هدایت کند و این مقدار با زمان افزایش می یابد که نتیجه آن نوسانات ضعیف می باشد.



شکل 8. دینامیک روشن شدن در میرایی قوی برای چهار جریان پمپ مختلف  $j \leq 3.9 j_{th} \leq j \leq 3.9 j_{th}$  شکل 8. دینامیک روشن شدن در میرایی قوی برای چهار جریان پمپ مختلف (b) تراکم الکترون لایه خمیری الکترون ننقطه کوانتومی n<sub>e</sub> ( که بصورت شکل الحاقی e بزرگنمایی شده است). (b) تراکم الکترون لایه خمیری (c) برخ پراکندگی برای پراکندگی داخلی الکترون  $S_e^m$  و (b) تراکم n<sub>ph</sub> پارامترها از شکل 3 میباشد (

.( $\Gamma = 0.0011$ 



شکل 9. دینامیک روشن شدن در میرایی ضعیف برای چهار جریان پمپ مختلف  $j_{th} \leq j \leq 3.5 j_{th}$  (a) تراکم (b) الکترون ننقطه کوانتومی  $n_e$  (b) تراکم الکترون لایه خمیری

س (c) نرخ پراکندگی برای پراکندگی داخلی الکترون  $S_e^{im}$  و (d) تراکم n<sub>ph</sub>. پارامترها از شکل 8 گرفته شده است. با این تفاوت که  $\Gamma = 0.0015$  است.



شکل 10. فاز به تصویر کشیده شده دینامیک روشن شدن برای سه ضریب محدودیت متفاوت و جریان پمپ (c) میرای متوسط با (b)  $\Gamma = 0.0015$  میرایی متوسط با  $g_c = 2.5 \ ij = 2.5 j_{th}$  دینامیک میرایی شدید با  $\Gamma = 0.0011$ 

نسبت تراکم حفره و الکترون لایه خمیری  $g_c$  ، هر زمان که لیزر در محدودیت شدید میرایی 11a قرار دارد، 11b بستگی خیلی زیادی به جریان پمپ دارد. برای مثال فرایندهای پراکندگی در شکل 11a غالب هستند. شکل 11b بستگی خیلی زیادی به جریان پمپ دارد. برای مثال فرایندهای پراکندگی در شکل  $g_c$  غالب هستند. شکل 11b تاثیر انتخاب غلط  $g_c$  بر روی دینامیک روشن شدن در رژیم را نشان میدهد. اگر  $g_c$  خیلی بزرگ انتخاب شود ( خط تیره در شکل 11b بر روی دینامیک روشن شدن در رژیم را نشان میدهد. اگر اگر ا



شکل 11. (a) وابستگی نرخ تراکم حفره الکترون لایه خمیری به جریان پمپ  $w_e = w_h / w_e$ ؛ لوزیهای سبز و نقاط سیاه به ترتیب مربوط به  $\Gamma = 0.0015$  و  $\Gamma = 0.0011$  است. (b) دینامیکهای روشن شدن لیزر نقطه کوانتوم ( سیاه به ترتیب مربوط به  $\Gamma = 0.0015$  و دو نوع جریان مختلف ( مشکی:  $4j_h$  و قرمز:  $3j_h$ 

### 6. پاسخ مدوله شده

در این بخش به آنالیز پاسخهای مدوله شده سیگنال کوچک و بزرگ لیزر شبیهسازی شده در قیاس با مشاهدات تجربی می پردازیم. رفتار سیگنال بزرگ دیود لیزر، ظرفیت آن را برای انتقال دیجیتالی دادهها محاسبه می کند. همانطور که در شکل 5b نشان داده شده است، به منظور بررسی رفتار سیگنال بزرگ، اصطلاح دیاگرام الگوی چشم از طریق پمپاژ لیزر با بیت توالی تصادفی اندازه گیری می شود. این سیگنال وارد دیود می شود و تبدیل به یک جریان از دادههای نوری می شود. آغاز الگوی چشم، یک پارامتر کیفی ضروری می باشد. جریان حد پایین، بالتر از مقدار آستانه انتخاب می شود، بنابراین لیزر خاموش نمی شود و احتمالا زمان خاموش شدن نیز دچار تاخیر می شود. به طور معمول برای لیزر نقطه کوانتوم، شکل الگوی چشم متقارن که حاصل از میرایی شدید است، یک مزیت محسوب می شود. همانطور که در شکل 12 دیده می شود، الگوی چشم شبیه سازی شده برای نرخ انتقال 5 گیگابایت در ثانیه، یک تناسب خیلی خوب را در مقایسه با نمونه اندازه گیری شده، اگر متقارن و یا در سطح بالایی فراجهش داشته باشد نشان می دهد. به هر حال فروجهش شبیه سازی شده در سطح پایین نیز یک تفاوت کوچک با نمونه تجربی را نشان می دهد که باید درک شود.



شکل 12. دیاگرام الگویچشم لیزر نقطه کوانتوم (a) اندازه گیزی شده و (b) شبیه سازی شده. پارامترهای شبیه سازی  $j = 2.5 j_{th}$  همانند شکل 3 می باشد. سطح بالا و پایین جریان پمپ 5 گیگابایت بر ثانیه در دو مقدار  $j = 4.5 j_{th}$  و  $j = 4.5 j_{th}$  می باشد. سطح بالا و پایین جریان پمپ 5 گیگابایت بر ثانیه در دو مقدار می ا

پاسخ سیگنال کوچک لیزر با اضافه کردن سیگنال مدوله شده کوچک به فرکانسهای بین 0.2 تا 20 گیگا هرتز در جریان پمپ ثابت اندازه گیری می شود. دامنه مدوله شده کسر کوچکی ( یک درصد) از جریان پمپ است. به عنوان نتیجه، خروجی دائمی لیزر بصورت دورهای مدوله می شود. پاسخ سیگنال کوچک شبیه سازی شده و اندازه گیری شده برای جریانهای پمپ j مختلف در شکل 13 آورده شده است. برای jهای بزرگتر، فرکانس قطع مقادیر بالاتری به خود می گیرد. مدل ما یک پاسخ مدوله شده برای محدوده وسیعی از شرایط عملکرد را توصیف می کند و بنابراین امکان پیش بینی رفتار و بهینه سازی پارامترها برای کاربردهای واقعی در انتقال داده می می می می دود.



شكل 13. پاسخ مدوله شده ليزر نقطه كوانتوم براى سه جريان پمپ مختلف  $j = 1.2j_{th}...4.9j_{th}$  براى دادههاى اندازه گيرى شده ( خط نازک) و شبيهسازى شده ( خط كلفت). پارامترها مربوط به شكل 3 مىباشد.

### 7. نتيجەگىرى

میرایی شدید نوسانات خفیف لیزرهای نقطه کوانتوم بصورت کمّی به وسیله یک مکانیزم نوین که بصورت قابل توجهی با لیزرهای معمولی تفاوت دارد و شامل پراکندگی حامل–حامل غیرخطی قوی از لایه خمیری به سمت نقاط کوانتومی میشود، بررسی شده است. از طریق مدل معادله 5 متغیره میکروسکوپی نشان دادیم که میرایی ضعیف معمولی نوسانات خفیف خلاف عقربههای ساعت در یکسو و میرایی شدید غیرمعمولی نوسانات خفیف در سوی دیگر، مربوط به دو دینامیکغیر خطی مختلف میباشد. در شبیهسازی ما، انتقال بین این دو حالت میتواند توسط انتخاب مقادیر مختلف ضریب محدودیت نوری، مشاهده شود.

علاوه بر این، ما اهمیت فرایندهای جذب او گر ترکیبی الکترون-حفره را که به تراکم تراکم الکترون و حفره در لایه خمیری بستگی داشت را نشان دادیم. در نتیجه، نتایج قبلی ما که به طور قابل توجهی فرکانس نوسانات خفیف را دسته بالا حساب کرده بود، بهبود بخشیدیم. اگر فقط تفاوت غلظت الکترون و حفره در لایه خمیری و همچنین وابستگی آنها به جریان پمپ در نظر گرفته میشود، با توجه به شکل میتوان از تفاوت قابل توجه تجربی و فرکانس نوسانات ضعیف دوری کرد. دینامیک روشن کردن و پاسخ مدوله شده سیگنال بزرگ و کوچک برای پارامترهای مختلف در یک محدوده بزرگ از جریانهای پمپ آنالیز شد که تناسب فوقالعادهای با نمونه عملی داشت.

# قدردانی

این کار در چارپوب Sfb 787 انجام شده است. E.M از E.M از Studienstiftung des deutschen Volkes برای پشتیبانی مالی سپاسگذار است. ما از G.fiol برای بحثهای مهیج سپاسگذاریم.

#### ضميمه

به منظور انجام یک مقایسه با مدلهای ساده شده، این ضمیمه یک تابع تناسب برای نرخهای پراکندگی محاسبه شده فراوانی مهیا کرده است. برای مشاهده نتایج صحیح، متغیرهای We و Wh در واحدهای <sup>2</sup>-10<sup>11</sup>cm قرار داده شدهاند. باید توجه داشت از آنجا که پاسخ دینامیکی به نرخهای پراکندگی غیرخطی حساس است، باید این تناسب را با دقت به کار برد.

$j \rightarrow$ (ps <sup>-1</sup> ) نرخ	1.6 <i>j</i> <sub>th</sub>	$2.1j_{\rm th}$	$2.7j_{\rm th}$	3.9 <i>j</i> <sub>th</sub>
$\mathbf{S}_{e}^{\mathrm{in}}$ $\mathbf{S}_{e}^{\mathrm{out}}$	0.196 $8.3 \cdot 10^{-5}$	0.199 4.9 · 10 <sup>-5</sup>	0.178 $2.0 \cdot 10^{-5}$	0.185 $0.6 \cdot 10^{-5}$
$\mathbf{S}_{h}^{\text{in}}$ $\mathbf{S}_{h}^{\text{out}}$	0.0402	0.0401	0.040	0.039
(ps) زمان $ au_e$	5.1	5.02	5.62	5.4
$ au_h$	10.8	11.0	11.3	12.0

جدول ۲ . نرخ پراکندگی و زمانهای پراکندگی ارزیابی شده برای جریان پمپ مختلف

$$\begin{split} S_{e}^{\text{in}}(w_{e}) &= F\left(\frac{1}{1+e^{(38-w_{e})/5.4}}\right) \left(\frac{e^{(38-w_{e})/B}}{1+e^{(38-w_{e})/B}}\right) + A \cdot e^{-2(w_{e}-124.5)^{2}/29.6^{2}} \\ F &= 0.715 + 0.6g_{c} - 0.19g_{c}^{2} \\ B &= -6.9 + 40.5g_{c} - 11g_{c}^{2} \\ A &= 0.0116 \end{split}$$

$$\begin{split} S_{h}^{\text{in}}(w_{h}) &= \tanh(B \cdot w_{h}) \frac{A}{C\sqrt{\pi/2}} e^{-2(w_{h}-182)^{2}/C^{2}}, \\ A &= 8 + 0.228g_{c}, \\ B &= 0.096 - 0.0095g_{c} \\ C &= 171 \end{aligned}$$

$$\begin{split} S_{h}^{\text{out}}(w_{h}) &= F(1 - e^{-(w_{h}-1.2)/1.7})^{0.7} e^{-(w_{h})^{2}/18854} + e^{-(w_{h}-D)/26.4} \\ F &= 0.2823 + 0.0201g_{c} \\ D &= -0.9 - 3g_{c} \end{split}$$

$$\begin{split} S_{e}^{\text{out}}(w_{e}) &= (1 - e^{(1-w_{e})/2})^{0.9} e^{-(w_{e})^{2}/B} + e^{(1.73-w_{e})/C} + A \cdot e^{-(w_{e}-27.5)^{2}/137.8} \\ B &= 963 - 153g_{c} \\ C &= 12.4 - 5.35g_{c} + 0.718g_{c}^{2} \\ A &= 0.1154. \end{split}$$

جدول 2 نرخهای پراکندگی  $S_e^{in}$ ،  $S_e^{out}$  و  $S_h^{out}$  را میدهد و زمان پراکندگی و  $\tau_h$  در حالت ماندگار برای جدول 2 نرخهای پراکندگی و  $\tau_h$  در حالت ماندگار برای جریانهای پمپ مختلف ارزیابی می شوند که ممکن است برای آنالیز سیگنال کوچک در حالت ماندگار مفید باشد.

### References

1D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, Quantum Dot Heterostructures Wiley, New York, 1999.

2D. Bimberg, M. Kuntz, and M. Lämmlin, Appl. Phys. A 80, 1179 2005.

3D. Bimberg, Electron. Lett. 44, 168 2008.

4H. Huang and D. G. Deppe, IEEE J. Quantum Electron. 37, 691 2001.

5G. Huyet, D. O'Brien, S. P. Hegarty, J. G. McInerney, A. V. Uskov, D. Bimberg, C. Ribbat, V. M. Ustinov, A. E.

Zhukov, S. S. Mikhrin, A. R. Kosvh, J. K. White, K. Hinzer, and A. J. SpringThorpe, Phys. Status Solidi B 201, 345 2004.

6D. O'Brien, S. P. Hegarty, G. Huyet, and A. V. Uskov, Opt. Lett. 29, 1072 2004.

7A. Markus and A. Fiore, Phys. Status Solidi A 201, 338 2004.

8H. Dery and G. Eisenstein, IEEE J. Quantum Electron. 41, 26 2005.

9C. Xing and E. A. Avrutin, J. Appl. Phys. 97, 104301 2005.

10A. E. Viktorov, P. Mandel, A. G. Vladimirov, and U. Bandelow, Appl. Phys. Lett. 88, 201102 2006.

11A. Fiore and A. Markus, IEEE J. Quantum Electron. 43, 287 2007.

12T. Erneux, E. A. Viktorov, and P. Mandel, Phys. Rev. A 76, 023819 2007.

13E. Schöll, D. Bimberg, H. Schumacher, and P. T. Landsberg, IEEE J. Quantum Electron. 20, 394 1984.

14D. Bimberg, K. Ketterer, E. H. Böttcher, and E. Schöll, Int. J. Electron. 60, 23 1986.

15M. Grundmann, Appl. Phys. Lett. 77, 4265 2000.

16M. Grundmann, Appl. Phys. Lett. 77, 1428 2000.

17E. Gehrig and O. Hess, Phys. Rev. A 65, 033804 2002.

18M. Lorke, F. Jahnke, and W. W. Chow, Appl. Phys. Lett. 90, 051112 2007.

19W. W. Chow and S. W. Koch, Semiconductor-Laser Fundamentals Springer, Berlin, 2004.

20W. W. Chow and S. W. Koch, IEEE J. Quantum Electron. 41, 495 2005.

21C. Gies, J. Wiersig, M. Lorke, and F. Jahnke, Phys. Rev. A 75, 013803 2007.

22E. Malić, K. J. Ahn, M. J. P. Bormann, P. Hövel, E. Schöll, A. Knorr, M. Kuntz, and D. Bimberg, Appl. Phys. Lett. 89, 101107 2006.

23E. Malić, M. J. P. Bormann, P. Hövel, M. Kuntz, D. Bimberg, A. Knorr, and E. Schöll, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 13, 1242 2007.

24R. Wetzler, A. Wacker, and E. Schöll, J. Appl. Phys. 95, 7966 2004.

25T. R. Nielsen, P. Gartner, and F. Jahnke, Phys. Rev. B 69, 235314 2004.

26E. Schöll, IEEE J. Quantum Electron. 24, 435 1988.

27M. Kuntz, Ph.D. thesis, Technische Universität Berlin, 2006.

28A. V. Uskov, F. Adler, H. Schweizer, and M. H. Pilkuhn, J. Appl. Phys. 81, 7895 1997.

29A. V. Uskov, Y. Boucher, J. L. Bihan, and J. McInerney, Appl. Phys. Lett. 73, 1499 1998.

30R. Wetzler, A. Wacker, and E. Schöll, Semicond. Sci. Technol. 19, S43 2004.

31M. Lorke, T. R. Nielsen, J. Seebeck, P. Gartner, and F. Jahnke, Phys. Rev. B 73, 085324 2006.

32T. Piwonski, I. O'Driscoll, J. Houlihan, G. Huyet, R. J. Manning, and A. V. Uskov, Appl. Phys. Lett. 90, 122108 2007.

33M. Lindberg and S. W. Koch, Phys. Rev. B 38, 3342 1988.

34F. Rossi and T. Kuhn, Rev. Mod. Phys. 74, 895 2002.

35P. T. Landsberg, Recombination in Semiconductors Cambridge University Press, Cambridge, 1991.

36Scattering rates were calculated with me=0.043m0, mh=0.45m0, and =14.2 which are averaged values of InAs and GaAs. Leff =8 nm, EeT=300 K=195 meV, EhT=300 K=105 meV.