

مدلسازی پدیده دو پایداری نوری جاذب در ضخامت‌های مختلف ZnSe

یلدا اثنی عشری*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی (ره)، قزوین، ایران

عطاءاله کوهیان

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه تهران، تهران، ایران

سعید جلوانی، شهریار ابوالحسینی

سازمان انرژی اتمی، تهران، ایران

چکیده:

در این مقاله مدلی مبنی بر تغییرات غیر خطی ضریب جذب با دما برای توصیف پدیده دو پایداری نوری جاذب در نیمه هادی ZnSe ارائه گردیده است و با استفاده از آن منحنی‌های توان خروجی برحسب توان ورودی رسم شده‌اند. منحنی‌های حاصل تطابق بسیار خوبی از نظر کیفی و کمی با نتایج تجربی بدست آمده را نشان می‌دهد. بعلاوه اثرات ناشی از تغییر دو پارامتر ضخامت نمونه و قطر پرتوی لیزر، و تاثیرات آن بر حلقه پسماند مورد بررسی قرار گرفته است.

واژه‌های کلیدی: دو پایداری نوری جاذب، خود تمرکزی، سلنید روی

مقدمه:

تاکنون پدیده دو پایداری نوری در تعداد زیادی از مواد مشاهده شده است. این پدیده برای اولین بار در سال ۱۹۷۶ توسط Gibbs و همکارانش در بخار سدیم مشاهده شد⁽¹⁾ و پس از آن مواد مختلفی از جمله نیمه هادیها این پدیده را از خود نشان دادند. اولین گزارش در رابطه با پدیده دو پایداری نوری در نیمه هادیها در سال ۱۹۷۸ ارائه گردید که مربوط به لایه نازکی از ZnS بود⁽²⁾ و از آن پس فعالیت در این زمینه با توجه به قابلیت کاربرد نیمه هادیها در مصارف مختلف الکترونیکی و کامپیوتری نظیر ترانزیستورهای اپتیکی، محدودگرهای اپتیکی، جدا کننده‌های اپتیکی، حافظه‌های اپتیکی، پردازشگرها و عناصر محاسبات اپتیکی، پردازشگرهای اپتیکی تصویر، مدارهای رقمی اپتیکی و گیت‌های منطقی نظیر AND, XOR و ... گسترش زیادی پیدا کرد. نیمه هادیهای با گاف انرژی کوچک نظیر InSb⁽³⁾، InAs⁽⁴⁾ و CdHgTe⁽⁵⁾ خصوصیات غیر خطی بزرگی را با منشاء الکترونیکی در انرژی‌های نزدیک به لبه جذب از خود نشان داده‌اند. از طرفی خصوصیات غیر خطی ناشی از اثرات گرمایی نیز در بسیاری از نیمه‌هادیها نظیر Si⁽⁶⁾، GaAs⁽⁷⁾، ZnSe^(8,9)، ZnS⁽⁹⁾، Ge⁽¹⁰⁾، InSb⁽¹¹⁾، CdHgTe⁽¹²⁾ مشاهده شده است. در تمامی این سیستم‌ها پدیده دو پایداری نوری ناشی از ترکیب رفتار غیر خطی محیط با یک فیدبک خارجی مناسب (کاواک اپتیکی) می‌باشد، اگرچه نوع دیگری از این پدیده (دو پایداری نوری جاذب) در سیستم‌های بدون کاواک نیز مشاهده شده است. در این نوع دو پایداری تغییرات غیر خطی ضریب جذب ناشی از اثرات گرمایی در نزدیکی لبه اصلی جذب نیمه هادی، نقش اصلی را ایفا می‌کند. این پدیده برای اولین بار توسط Hajto & Janossy در نیمه هادی GeSe₂ شناخته شد^(13,14) و از آن پس پدیده‌های مشاهده شده در نیمه هادی‌های ZnSe^(15,16)، InSb⁽¹⁷⁾، CdS⁽¹⁸⁾، GaAs/GaAlAs⁽¹⁹⁾ توصیف شدند.

از آنجا که یک سیستم کاربر همواره باید قادر به عملکرد در دمای اتاق، طول موجهای مرئی و توانهای حدود میلی وات باشد، اغلب موادی که پدیده دو پایداری نوری جاذب را از خود نشان داده‌اند برای کاربرد مناسب نمی‌باشند. ولیکن این پدیده در نیمه هادی ZnSe به‌مراه پدیده خود کانونی شدن برای طول موج مرئی ۴۷۶ نانومتر در دمای اتاق و توانهای سوئیچینگ حدود (۳۰۰ - ۸۰) میلی وات بصورت تجربی مشاهده شده است^(15,16). در این مقاله یک مدل ریاضی برای توصیف ساز و کار فیزیکی این پدیده در ضخامت‌های مختلفی از نیمه هادی ZnSe ارائه می‌گردد که با استفاده از آن منحنی‌های توان خروجی برحسب توان ورودی قابل رسم می‌باشند.

مدل ارائه شده

در محدوده‌ای از شدت‌های ورودی که به ازاء آن پدیده دو پایداری نوری مشاهده می‌شود، وجود دو مقدار برای شدت خروجی متناظر با یک مقدار برای شدت ورودی می‌باشد که ناشی از وجود دو مقدار برای یکی از پارامترهای مشخصه محیط در آن محدوده از شدت‌های ورودی است. در پدیده دو پایداری نوری جاذب، پارامتر مشخصه محیط همان دمای محیط بوده که افزایش خودکار آن با شدت ورودی، زمینه را برای تغییرات غیر خطی ضریب جذب در نزدیکی لبه اصلی جذب نیمه هادی فراهم می‌کند. این رفتار که در بسیاری از نیمه هادی‌ها مشترک است توسط قانون Urbach بیان می‌گردد^(13,14). مطالعات انجام شده بر روی دو پایداری نوری جاذب در نیمه

هادی ZnSe در شرایط عدم حضور کاواک، در دمای اتاق (حدود 300K) و طول موج مرئی ۴۷۶ نانومتر نشان می‌دهد که برای انرژی‌های لیزر ورودی که در محدوده حدود $0/1\text{ eV}$ پائین تر از گاف انرژی قرار دارند، ضریب جذب به ازاء دماهای بالاتر از دمای اتاق بگونه با اهمیتی افزایش پیدا کرده و قانون Urbach بخوبی در مورد آن صادق می‌باشد^(15,16). اکنون با معرفی چند تقریب مناسب که در نتیجه اعمال آنها نتایج حاصل بسیار نزدیک به نتایج تجربی خواهد بود، بحث را ادامه می‌دهیم:

ضریب جذب وابسته به دما را در نزدیکی لبه جذب برای محدوده دمایی حدود $(300 - 450)$ درجه

کلوین بصورت:

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp\left(-\frac{E_g + \Delta E_g - h\nu}{K_B T}\right) \quad (1)$$

تقریب می‌زنیم که در آن $\Delta E_g = \frac{\partial E_g}{\partial T} \Delta T$ تغییرات گاف انرژی ناشی از تغییرات دما را نشان می‌دهد.

میزان انرژی جذب شده از نور لیزر توسط ضخامت L نمونه را بصورت:

$$A(T) = 1 - \exp(-a\alpha(T)L) \quad (2)$$

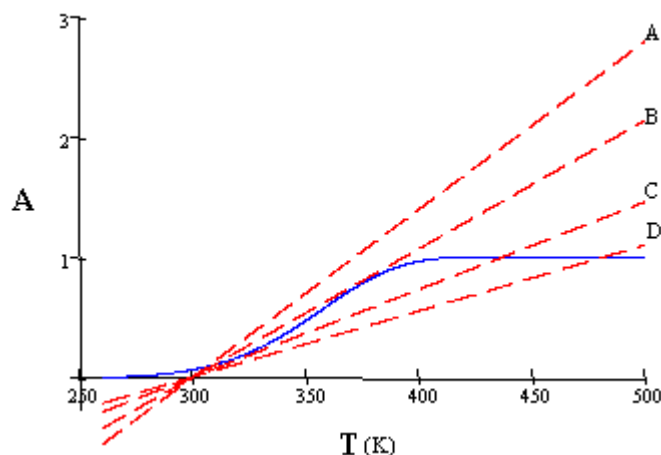
تقریب می‌زنیم. پیدایش ثابت $a \cong 6$ را می‌توان به جذب در حال افزایشی که در نزدیکی لبه جذب با افزایش توان ورودی رخ می‌دهد و همچنین به باز تابندگی طبیعی سطوح نیمه هادی نسبت داد. مقدار این ثابت بگونه‌ای لحاظ شده‌است که نتایج تئوری با تجربه مطابقت داشته باشد.

از طرفی ضریب اتلاف A را برای یک پرتوی گوسی بشعاع R_0 با فرض ثابت بودن دما در کل لکه نورانی و صرفنظر از انتقال گرما به محیط به صورت

(۳)

$$A(T) = \frac{2k\sqrt{\pi}R_0}{P_{in}}(T - T_a)$$

می‌توان نمایش داد که در آن K رسانندگی گرمایی نمونه و T_a دمای محیط را نشان می‌دهد⁽²⁰⁾. با رسم نمودارهای (۲) و (۳) در یک دستگاه مختصات و پیدا کردن نقاط تقاطع آنها می‌توان دمای نمونه متناظر با هر توان ورودی را بدست آورد.



شکل (۱): جوابهای گرافیکی پدیده دو پایداری نوری جاذب برای نمونه‌ای از ZnSe به ضخامت $370\mu\text{m}$ در طول موج ورودی 476nm . نمودار منحنی شکل متناظر با رابطه (۲) و خطوط راست A-D متناظر با رابطه (۳) می‌باشد.

در شکل (۱) نمودار منحنی شکل مطابق با رابطه (۲) و خطوط راست A-D متناظر با افزایش توان ورودی در رابطه (۳) می‌باشد. شیب این خطوط نسبت عکس با توان ورودی دارد. همچنانکه از شکل پیداست، به ازاء برخی مقادیر توان ورودی (توانهای متناظر با خطوط بین B و C) بیش از یک نقطه تقاطع وجود دارد که وجود بیش از یک مقدار را برای دمای نمونه متناظر با یک توان ورودی نشان می‌دهد. این محدوده از توانهای ورودی متناظر با پدیده دو پایداری نوری می‌باشد.

اکنون رسم منحنی های توان خروجی (P_{OUT}) بر حسب توان ورودی (P_{in}) بر اساس اطلاعات بدست آمده از شکل (۱)، تغییرات کیفی و کمی حاصل در عبور نور از نیمه هادی ZnSe را بخوبی نمایان خواهد کرد. برای رسم این منحنی ها نیاز است که توان ورودی و خروجی متناظر با هریک از نقاط تقاطع در شکل (۱) را داشته باشیم. لذا لازم است معادله ای بدست آوریم که ارتباط بین توانها را بوضوح نشان دهد. اکنون برای محاسبه توان خروجی بر حسب توان ورودی، با استفاده از انتگرالگیری شدت خروجی در سطح لکه نورانی و اعمال دمای متناظر با هریک از نقاط تقاطع در شکل (۱)، رابطه:

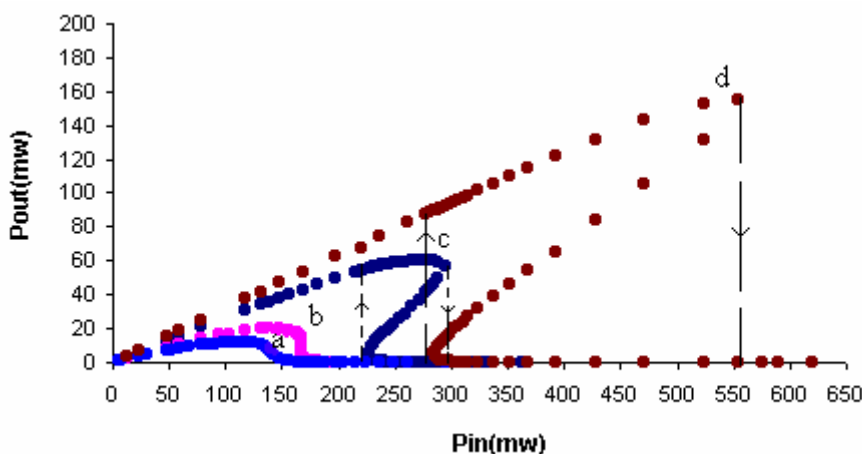
$$P_{OUT} = \left(\frac{e-1}{e}\right)(1-R_F)(1-R_B) \frac{\left[1 - \exp\left[-\alpha_o L \exp\left(\frac{T-T_a}{T_o}\right)\right]\right]}{\left[\exp\left[\alpha_o L \exp\left(\frac{T-T_a}{T_o}\right)\right] - 1\right]} P_{in} \quad (4)$$

را خواهیم داشت که در آن عبارت

$$(1-R_F)(1-R_B) \left[\frac{1 - \exp\left[-\alpha_o L \exp\left(\frac{T-T_a}{T_o}\right)\right]}{\exp\left[\alpha_o L \exp\left(\frac{T-T_a}{T_o}\right)\right] - 1} \right]$$

ضریب عبور نیمه هادی را در دمای T با فرض تغییرات خطی جابجایی گرمایی لبه باند جذب نشان می دهد (17).

بازتابندگی سطوح ZnSe را $R_F = R_B = 21\%$ و ضریب دمایی لبه جذب را $T_o = 37/04 \text{ } ^\circ K$ در نظر می گیریم (15,16). شکل (۲) منحنی های رسم شده براساس مدل مذکور را برای چند ضخامت مختلف از نیمه هادی ZnSe نشان می دهد. منحنی (c) با نتایج تجربی بدست آمده مطابقت دارد (15).



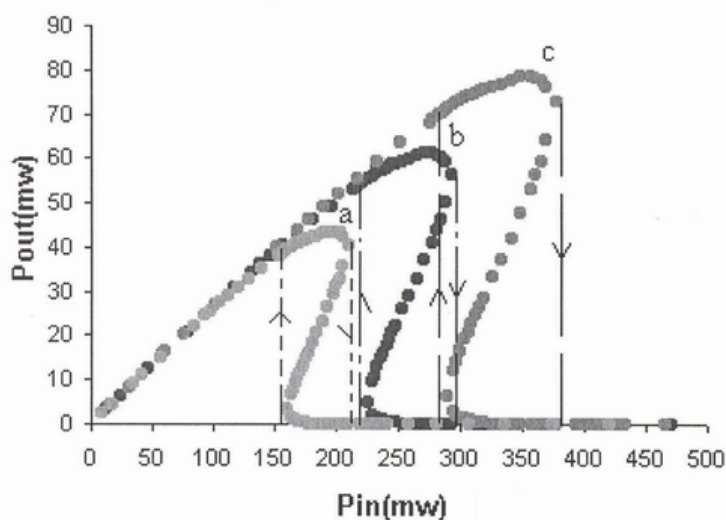
شکل (۲): خصوصیات عبور نور ۴۷۶ nm برای نیمه هادی ZnSe در ضخامت های مختلف

$$\alpha_o L = 0/2(d) \quad \alpha_o L = 0/37 \quad (c) \quad \alpha_o L = 0/7 \quad (b) \quad \alpha_o L = 0/9 \quad (a)$$

همانگونه که از شکل پیداست، توانهای لازم برای سوئیچینگ با کاهش ضخامت نمونه افزایش یافته و حلقه پسماند آنها پهن تر می شود. مطابق با رابطه (۲) میزان جذب انرژی از نور لیزر برای نمونه هایی با ضخامت کمتر، کوچکتر بوده و در نتیجه توانهای بزرگتری برای سوئیچینگ نیاز دارند. از طرف دیگر برای نمونه های با ضخامت کمتر، در هنگام کاهش توان، شار انتقال گرما از نمونه به محیط بیشتر از طریق سطوح نمونه (دو بعد) صورت گرفته و نسبت به نمونه های ضخیم تر که شار انتقال گرما در آنها سه بعدی می باشد، گرمای جذب شده را آهسته تر از دست می دهند و در نتیجه حلقه پسماند آنها پهن تر می شود. بعلاوه با توجه به شکل (۲)، $\alpha_o L$ بحرانی مورد نیاز برای پدیده دو پایداری نوری جذب در نیمه هادی ZnSe حدود 0/7 می باشد (منحنی b)، که به ازاء $\alpha_o L$ های کوچکتر از این مقدار پدیده دو پایداری نوری دیده خواهد شد (منحنی های c, d)، اما به ازاء مقادیر بزرگتر با افزایش توان ورودی تنها کاهش در میزان عبور حاصل شده و حلقه پسماند مشاهده نمی شود (منحنی a).

علاوه بر عامل ضخامت، عامل قطر پرتوی لیزر نیز بر توانهای سوئیچینگ و تغییرات حلقه پسماند تاثیرگذار خواهد بود. با توجه به رابطه (۳) با انتخاب R_o های تا حد امکان کوچکتر، می توان توان های سوئیچینگ مورد نیاز برای ظهور پدیده دو پایداری نوری در یک نمونه خاص را کاهش داد. شکل (۳) منحنی های $P_{out} - P_{in}$ را

برای چند R_o مختلف در نمونه ای از ZnSe به ضخامت $370 \mu m$ نشان میدهد. اثر کاهش قطر پرتو بر کاهش توان های سوئیچینگ، توان خروجی ماکزیمم و باریک شدن حلقه پسماند بوضوح دیده می شود.



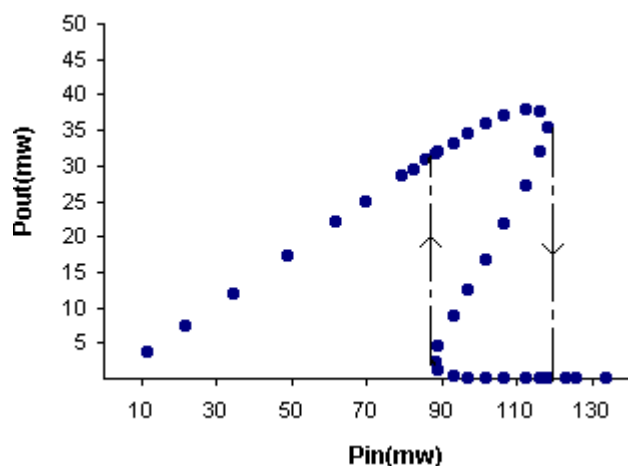
شکل (3): خصوصیات عبور نور 476 nm برای نمونه ای از ZnSe به ضخامت $370 \mu m$ و قطرهای مختلف پرتوی لیزر

$$R_o = 45 \mu m \text{ (c)} \quad R_o = 35 \mu m \text{ (b)} \quad R_o = 25 \mu m \text{ (a)}$$

از آنجاکه ضریب ترمو اپتیکی $\left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dT}\right)$ نیمه هادی Znse مثبت می باشد ⁽²¹⁾، زمانی که در معرض تابش یک پرتو با توزیع عرضی شدت (نظیر پرتوی گوسی در لیزرها) قرار می گیرد، پدیده خود کانونی شدن نیز خود را ظاهر می سازد. این پدیده با کاهش قطر پرتوی ورودی، توانهای سوئیچینگ مورد نیاز برای پدیده دو پایداری نوری جاذب را کاهش می دهد. زمانیکه فاصله کانونی عدسی گرمایی القاء شده در نمونه (Z_f) خیلی بزرگتر از ضخامت نمونه باشد، عملاً تأثیر پدیده خود کانونی شدن را می تون نادیده گرفت و قطر پرتو را در طول نمونه ثابت فرض کرد. اما اگر فاصله کانونی قابل مقایسه با ضخامت نمونه باشد، حضور پدیده خود کانونی شدن از اهمیت خاصی برخوردار شده و لازم است که حتماً در محاسبات توان خروجی منظور گردد. مطالعات انجام شده نشان می دهد که پدیده دو پایداری نوری جاذب در ZnSe در توانهایی از مرتبه 10^{-1} w حاصل شده که این مقادیر Z_f ای از مرتبه میلیمتر را حاصل خواهند کرد. ^(15,16) بنابراین پیش بینی می شود برای اینکه بتوان نقش پدیده خود کانونی شدن را نیز منظور کرد و از اثرات آن در کاهش توانهای سوئیچینگ بهره گرفت، نیاز است از نمونه هایی با ضخامت حدود میلیمتر استفاده شود. در اینصورت مقدار $\alpha_o L$ از مقدار بحرانی مورد نیاز تجاوز کرده و انتظار می رود که پدیده دو پایداری نوری مشاهده نشود. اما نتایج تجربی مشاهده این پدیده را در نمونه هایی با ضخامت حدود میلیمتر اثبات کرده است. ⁽¹⁶⁾ بنابراین می توان فرض کرد که نمونه ای با ضخامت L (از مرتبه میلیمتر) شامل دو بخش مجازی به ضخامت های l و $L-l$ بوده بگونه ای که بخش اولیه نمونه با ضخامت $L-l$ تنها وظیفه کانونی کردن نور را بر عهده داشته و بخش ثانویه آن با ضخامت l پدیده دو پایداری نوری را در خود ظاهر می سازد و لذا ضخامت این بخش از نمونه در شرط $\alpha_o l < 0.7$ صدق خواهد کرد. در این شرایط رابطه توان خروجی بصورت:

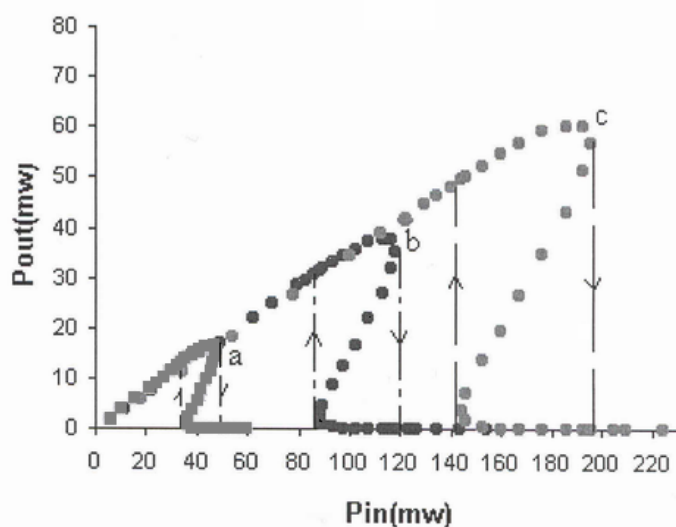
$$P_{out} = (1 - R_F)(1 - R_B) \left[\frac{R_o}{r_o(P_{in})} \right]^2 [1 - \exp(-[\frac{r_o(P_{in})}{R_o}]^2)] [\exp(-\alpha(T)(L - \ell))] \times \left[\frac{1 - \exp[-\alpha_o \ell \exp(\frac{T - T_a}{T_o})]}{\exp[\alpha_o \ell \exp(\frac{T - T_a}{T_o})] - 1} \right] P_{in} \quad (5)$$

بدست می‌آید که در آن $r_o(P_{in})$ شعاع کاهش یافته پرتو را در بدو ورود به بخش ثانویه نمونه بصورت تابعی از توان ورودی نشان می‌دهد. در این حالت ضریب عبور نیمه هادی بصورت حاصلضرب ضرائب عبور بخشهای اولیه و ثانویه تقریب زده شده است. شکل (۴) رسم منحنی توان خروجی برحسب توان ورودی را براساس مدل ریاضی بدست آمده برای نمونه‌ای از ZnSe به ضخامت 2/1 میلی‌متر در شرایط حضور پدیده خود کانونی شدن نور نشان می‌دهد. این منحنی تطابق بسیار خوبی با منحنی تجربی آن دارد (16).



شکل (۴): خصوصیات عبور نور 476 nm برای نمونه‌ای از ZnSe با مشخصات $L = 2/1$ mm و $\alpha_o \ell = 0/3$ در حضور پدیده خود کانونی شدن نور

اگر همزمان با انتخاب مناسبی برای ضخامت نمونه (جهت ظهور پدیده خودکانونی شدن)، قطر پرتوی لیزر نیز کاهش داده شود، کاهش شدیدی را در توان‌های سوئیچینگ شاهد خواهیم بود. نتایج حاصله در شکل (۵) نمایش داده شده است.



شکل (۵): خصوصیات عبور نور 476 nm برای نمونه ای از ZnSe به ضخامت 2/1 mm و قطرهای مختلف پرتوی لیزر در حضور پدیده خودکانونی شدن

$$R_o = 30\mu\text{m} \text{ (c)} \quad R_o = 20\mu\text{m} \text{ (b)} \quad R_o = 10\mu\text{m} \text{ (a)}$$

بحث و نتایج:

منحنی‌های رسم شده براساس مدل ریاضی ارائه شده، خصوصیات کلی پدیده دو پایداری نوری جاذب در نیمه هادی ZnSe را هم از نظر کیفی و هم از کمی بخوبی نشان می‌دهند. این منحنی‌ها کاهش شدیدی در میزان توان خروجی از نیمه هادی را در توانهای به اندازه کافی بالا (آستانه لازم برای سوئیچینگ پائین) نشان می‌دهند که دلالت بر وجود جذب غیر خطی در نزدیکی لبه جذب نیمه هادی دارد. بعلاوه وجود یک توان آستانه برای افزایش ناگهانی توان خروجی در شدت‌های ورودی کوچکتر، تشکیل حلقه پسماند را سبب شده و حضور پدیده دو پایداری نوری جاذب را تثبیت می‌کند. در دست بودن نتایج تجربی تطابق بسیار خوبی را بین مدل ریاضی بدست آمده و تجربه نشان می‌دهد (15,16).

با توجه به منحنی‌های رسم شده برای ضخامت‌های مختلف نمونه، در می‌یابیم که اثر افزایش ضخامت بصورت کاهش در توانهای سوئیچینگ، توان عبوری ماکزیمم و باریک شدن حلقه پسماند ظاهر می‌شود که تمام این موارد ناشی از اتلاف‌های گرمایی بزرگتر در نمونه‌های ضخیم‌تر می‌باشد. از طرفی حضور پدیده خودکانونی شدن در نمونه‌هایی با ضخامت بزرگتر (حدود میلی‌متر) همچنانکه انتظار می‌رود توانهای سوئیچینگ مورد نیاز را به مقدار قابل توجهی کاهش می‌دهد. بعلاوه با انتخاب R_o های تا حد امکان کوچکتر می‌توان کاهش بیشتری را در توانهای سوئیچینگ حاصل کرد. نهایتاً "بهینه شرایط ظهور پدیده دو پایداری نوری در نیمه هادی ZnSe بصورت زیر قابل بیان خواهد بود:

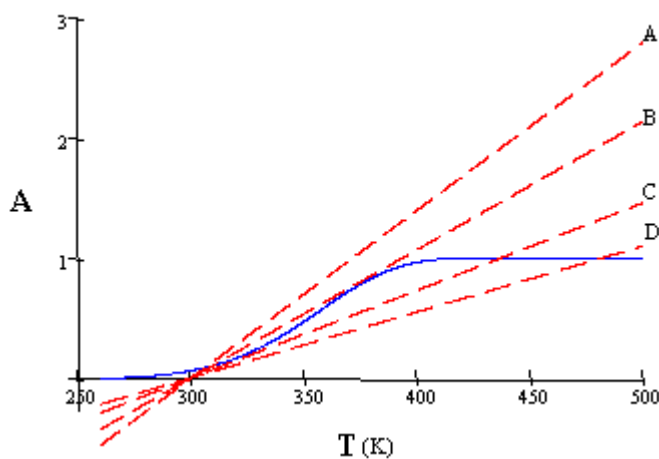
— استفاده از نمونه‌هایی با ضخامت حدود میلی‌متر به منظور پررنگ شدن حضور پدیده خودکانونی شدن نور.

— کاهش هرچه بیشتر قطر پرتوی لیزر فرودی.

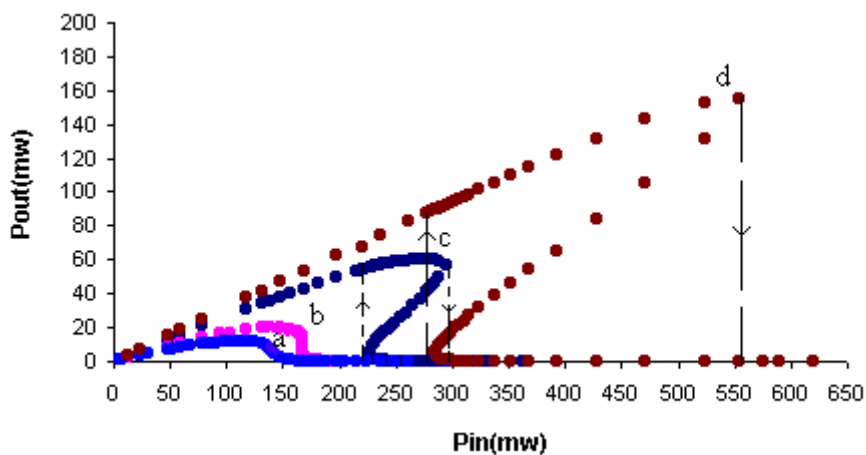
در پایان خلاصه ای از نتایج حاصله در این مقاله را یادآور می شویم:

۱. دست یافتن به یک مدل مناسب برای توصیف پدیده دوپایداری نوری جاذب در نیمه هادی ZnSe.
۲. رسم منحنی های توان خروجی بر حسب توان ورودی.
۳. بررسی اثر پدیده خودکانونی شدن بر پدیده دوپایداری نوری.
۴. بررسی اثر ضخامت نمونه بر پدیده دوپایداری نوری.
۵. بررسی اثر قطر پرتوی لیزر بر پدیده دوپایداری نوری.
۶. پیدا کردن شرط بحرانی ظهور پدیده دوپایداری نوری در نیمه هادی ZnSe.
۷. پیش بینی بهینه شرایط لازم برای ظهور پدیده دوپایداری نوری در نیمه هادی ZnSe.

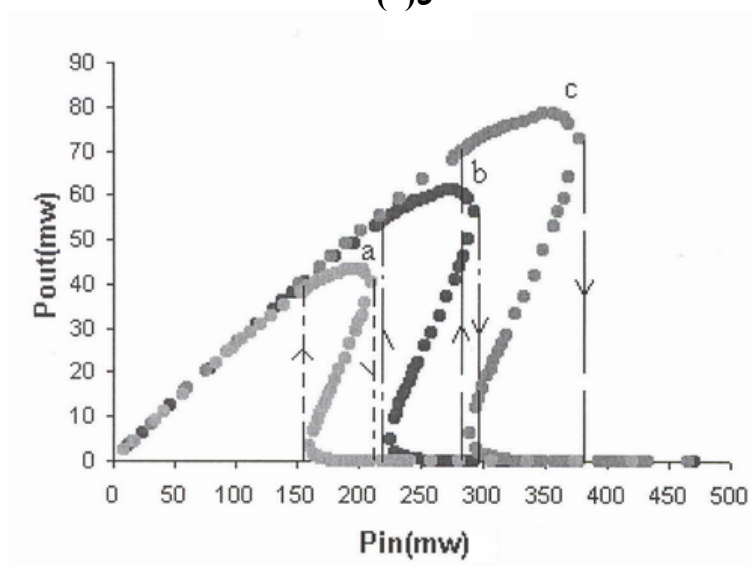
شکل (۱)



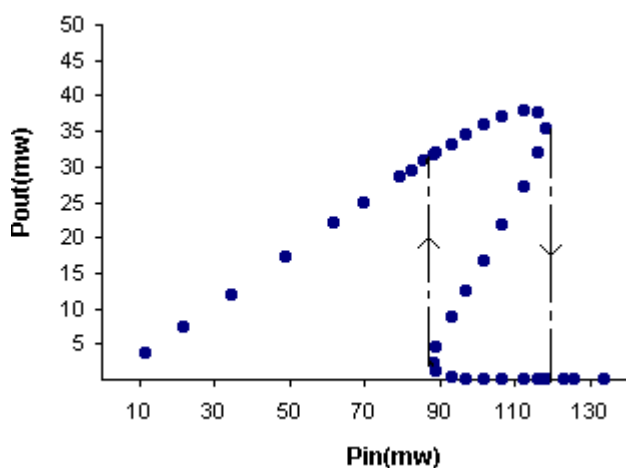
شکل (۲)



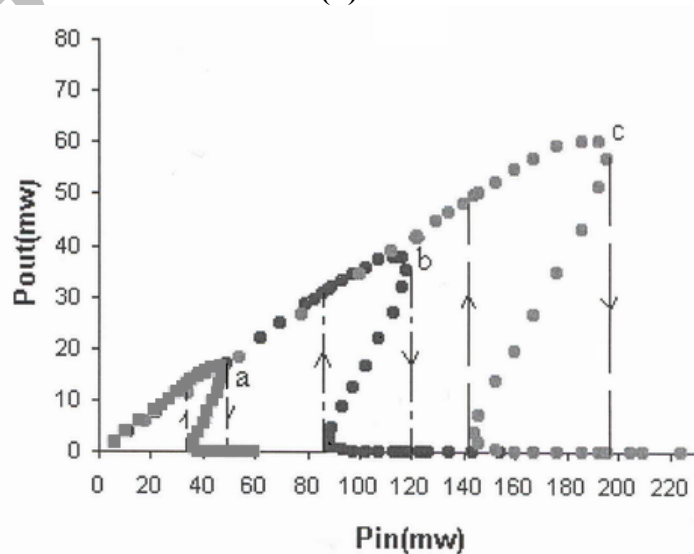
شکل (۳)



شکل (۴)



شکل (۵)



References:

- 1- Gibbs, H. M., McCall, S. L. and Venkatesan, T. N. C., *phys. Rev. Letters*, **36**, 1135 (1976).
- 2- Karpushko, F. V. and Sinitsyn, G. V., *J. Appl. Spectrosc*, **29**, 1323 (1978).
- 3- Walker, A. C., Tooley, F. A. P., prise, M. E., Mathew, J. G. H., kar, A. k., Taghizadeh, M. R. and Smith, S. D., *Phil Trans. R.soc. London ser, A* **313**, 249 (1984).
- 4- Garmire, E., Poole, C. D., and Goldstone, J. S., *Phil. Trans. R. Soc. London Ser. A* **313**, 257 (1984).
- 5- Miller, A. and Parry, G., *Phil. Trans R.Soc. London Ser, A* **313**, 277 (1984).
- 6- Eichler, H. J., *Opt. Commun*, **45**, 62 (1983).
- 7- Gibbs, H. M., McCall, S. L., venkatesan, T. N. C., Gossard, A. C., Passner, A.. and wiegmann, W., *Appl.phys. Lett*, **35**, 451 (1979).
- 8- Smith, S. D., Mathew, J. G. H., Taghizadeh, M. R., Walker, A. C. and wherrett, B. S., *Opt. Commun.* **51**, 357 (1984).
- 9- Olbright, G. R., Peyghambarian, N., Gibbs, H. M., Macleod, H. A. and van Milligen, F., *Appl. Phys. Lett.* **45**, 1031 (1984).
- 10- Givlik, L. L., Grigor'yants, A. V., Elinson, M. I. and Balkarei, Yu. I., *Opt. Commun*, **46**, 51 (1983).
- 11- Walker, A. C., Heriot – watt university, Edinburgh EH14 4As, Scotland (Personal communication).
- 12- Craig, D., Dy ball, M. R., and Miller, A., *Opt. Commun*, **54**, 383 (1985).
- 13- Hajto, J. and Janossy, I., *Philos. Mag*, **B47**, 347 (1983).
- 14- Hajto, J., Janossy, I. and Firth, A., *Phil. Mag*, **B48**, 311 (1983)
- 15- Kar, A. K. And Wherrett, B. S. J., *Opt. Soc.Am.* **B3**, 345 (1986).
- 16- Taghizadeh, M. R., Janossy, I. and Smith, S. D., *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 331 (1985).
- 17- Wherrett, B. S., Tooley, F. A. P. and Smith, S. D., *Opt. Commun.*, **52**, 4, 301 (1984).
- 18- Dagenais, M. and Sharfin, W. F., *Appl.Phys. Lett*, **45**, 210 (1984).
- 19- Miller, D. A. B., Gossard, A. C. and wiegmann, W., *opt. Lett.a*, 162 (1984)
- 20- Janossy, I., Taghizadeh, M. R., Mathew, J. G. H. and Smith, S. D., *IEEEJ. Quantum Electron*, **21**, 1447 (1985).
- 21- Johnston, T., *Appl. Opt.* **16**, 1796 (1977).