

بررسی جذب و بازتابندگی آینه‌ی پلاسمایی به عنوان کلید اپتیکی نیمرسانا برای تابش فرسرخ

میرمسعود سیدمرتضوی^{۱*}، ابراهیم صفری^۱، مجید آرام^۲

چکیده

کلیدزنی اپتیکی نیمرسانا از تابش لیزری کربن دی اکسید در طول موج ۱۰/۶ میکرومتر روش ساده تری را نسبت به روش های دیگر تولید تپ های فوق کوتاه پیشنهاد می کند. این روش بر سوار کردن خواص بازتابی و عبوری نیمرسانا توسط کنترل اپتیکی چگالی بار حاملین آزاد قطعه نیمرسانا پایه گذاری شده است. در این پژوهش، بازتابندگی آینه پلاسمایی برای مواد نیمرسانای $GaAs$ و $CdTe$ به هدف بازتابش فرسرخ به ازای تابش کنترل ۶۱۶ nm گزارش می شود. همچنین طیف جذبی این مواد به انضمام اندرکنش کولنی بررسی شد که بنابر نتایج به دست آمده تشدید های اکسایتونی در حالت های زیر گاف انرژی ممنوع اتفاق افتاده و قابلیت تغییر طیف جذبی نیمرسانا را دارا می باشند.

واژه های کلیدی: لیزرهای تپ کوتاه، کلیدزنی اپتیکی، کلیدزنی نیمرسانا، خواص اپتیکی نیمرساناها، اکسایتون، آینه پلاسمایی

۱- مقدمه

کوتاه پیشنهاد می کند. به این ترتیب که کلید نیمرسانا برای یک تابش فرودی در طول موج ۱۰/۶ میکرومتر به عنوان یک دریچه متغیر با زمان عمل می کند. روش کلیدزنی نیمرسانا در سامانه لیزر کربن دی اکسید بر سوار کردن خواص بازتابی و عبوری نیمرسانا توسط کنترل اپتیکی چگالی بار حاملین آزاد نیمرسانا پایه گذاری شده است. [۲]

کلید زنی نیمرسانا شامل انتخاب تپ پر قدرت ۱۰/۶ میکرومتر، قطع متناوب تپ های پیکو ثانیه فرسرخ و تولید تپ های هماهنگ و همگام شده فرسرخ و تابش

روش های تولید تپ های پیکوثانیه لیزر گازی کربن دی اکسید که تا کنون ابداع شده اند عبارت اند از واپاشی القای آزاد اپتیکی، نوسانات پارامتریک اپتیکی و کلید زنی اپتیکی نیمرسانا [۱].

کلیدزنی اپتیکی نیمرسانا از تابش لیزری کربن دی اکسید در طول موج ۱۰/۶ میکرومتر روش ساده تری را نسبت به روش های مذکور برای تولید تپ های فوق

۱ دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز، بلوار ۲۹ بهمن، تبریز
۲ پژوهشکده لیزر و اپتیک، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران

در این مقاله فرایندهای جذب در یک نیمرسانا به هنگام اعمال یک تابش دمشی به انضمام اندرکنش کولنی بررسی شده است. الکترون را می توان از نوار ظرفیت به نوار رسانش به وسیله جذب فوتون و یا به وسیله راه های دیگری همچون تحریک حرارتی ارتقا داد. برای اینکه جذب اپتیکی صورت بگیرد، انرژی فوتون باید از گاف انرژی ماده نیمرسانا بزرگتر باشد. وقتی که الکترون به نوار رسانش برده می شود، یک حفره در نوار ظرفیت باقی می گذارد. الکترون در نوار رسانش با یک بار منفی و حفره در نوار ظرفیت با یک بار مثبت با یکدیگر از طریق پتانسیل کولنی اندرکنش می کند. این اثرات کولنی باعث تغییرات شدیدی در جذب لبه نوار می شوند که اثرات اکسایتونی نامیده می شوند.

می توان گفت که اکسایتون ها طیف جذبی نیمرسانا را به طور محسوسی تغییر می دهند. تابع موج اکسایتون با استفاده از ترکیب خطی توابع بلوخ الکترون و حفره به دست می آید. پوش تابع موج اکسایتون که حرکت نسبی الکترون - حفره را توصیف می کند از معادله شرودینگر دو ذره ای تبعیت خواهد کرد [۳]:

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2M}\right)\nabla_R^2\psi(R) = E_R\psi(R) \quad (1)$$

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2\mu}\right)\nabla_r^2\phi(r) - \frac{e^2}{\epsilon_0 r} = E_r\phi(r)$$

که در عبارت های فوق \vec{R} و \vec{r} به ترتیب مختصات مرکز جرم و مختصات نسبی را نشان می دهند. انرژی کل یک اکسایتون به سادگی با جمع E_r و E_R بدست می آید.

حل معادله اول (۱) منجر به انرژی $E_R = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2M}$ می

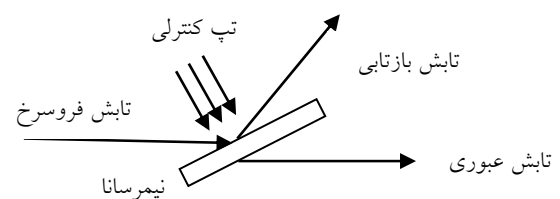
شود که عبارت است از انرژی جنبشی حرکت مرکز جرم

دمشی می باشد. تپ کنترلی به عنوان تامین کننده حاملین بار نیمرسانا استفاده می شود. از این رو بررسی میزان جذب تابش فرودی توسط نیمرسانا یک گام اساسی در این تکنیک محسوب می شود. پس از بررسی جذب، بازتابندگی نیمرسانا به عنوان کلید قطع و وصل فعال بررسی شده است.

۲- جذب و بازتابندگی کلید نیمرسانا

۲-۱ بررسی ضریب جذب $GaAs$ و $CdTe$

پایه ی اساسی تکنیک کلیدزنی نیمرسانا به صورت طرح وار در شکل (۱) آمده است:



شکل ۱: طرح ساده سامانه کلیدزنی نیمرسانا

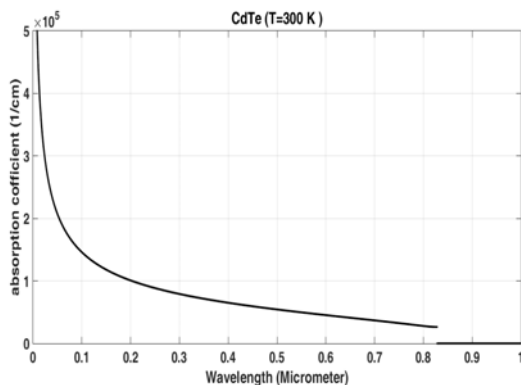
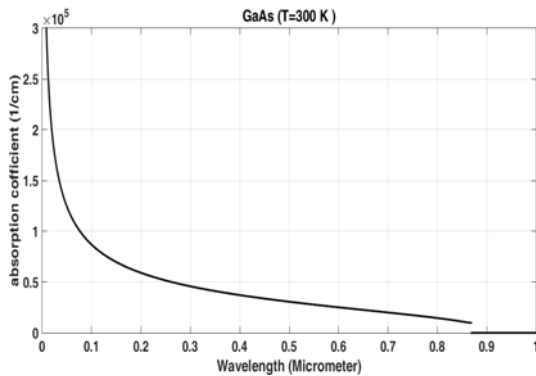
تپ کنترلی نقش تامین کننده میزان چگالی حاملین بار را در کلیدزنی ایفا می کند که به دنبال آن به ازای یک چگالی مناسب، نیمرسانا به عنوان یک آینه پلاسمایی شدیداً بازتابنده برای تابش $10/6$ میکرون ظاهر خواهد شد. بدین منظور بررسی ضریب جذب نیمرساناهای مورد نظر امری ضروری است. بنابراین در قدم اول به دنبال پاسخ به این سوال بودیم که کدام طول موج می تواند چگالی حاملین بار مورد نیاز برای تکنیک کلیدزنی را فراهم کند. در قدم بعدی با در دست داشتن این طول موج دمشی، بازتابندگی آینه پلاسمایی برای $GaAs$ و $CdTe$ بررسی شده است.

در دمای 300 K خطوط اکسایتونی برای $GaAs$ و $CdTe$ در جدول (۱) محاسبه شده است:

جدول ۱: طول موج های تشدید اکسایتونی

	طول موج (nm) $GaAs$	طول موج (nm) $CdTe$
$n = 1$	۸۷۲	۸۳۴
$n = 2$	۸۶۹	۸۳۰
$n = 3$	۸۶۸	۸۲۸

قسمت پیوسته ضریب جذب نیز در نمودار زیر ترسیم شده است:



شکل ۲: ضریب جذب پیوسته کلید نیمرسانای $GaAs$ و $CdTe$ بر حسب طول موج تابشی

۲-۲) بررسی بازتابندگی آینه پلاسمایی

هندسه مربوط به مساله بازتابش فرسرخ از لایه نازک پلاسمایی در طرح زیر آمده است:

الکترون- حفره. معادله دوم (۱) نیز که به معادله وانیر مشهور است هم ارز معادله شرودینگر در اتم هیدروژن برای حرکت نسبی الکترون و حفره است و مقادیر ویژه انرژی آن همانند مقادیر ویژه انرژی اتم هیدروژن خواهد بود که در آن $R^\#$ انرژی ریدبرگ اکسایتون است [۴].

(۲)

$$E_r = E_{nlm} = \frac{-\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} \right) \equiv -\frac{R^\#}{n^2}$$

بنابراین انرژی کل اکسایتون $E = E_g + \frac{\hbar^2 k_c^2}{2M} - \frac{R^\#}{n^2}$ است.

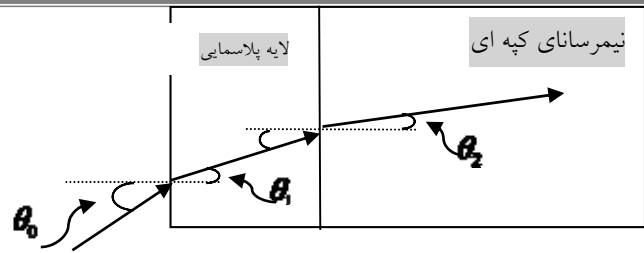
با استفاده از احتمال گذار بین نواری حاصل از تمام اندرکنش های الکترون- حفره که بسته موج اکسایتون را می سازند، ضریب جذب اکسایتون این گونه به دست می آید [۳]:

$$\alpha(\omega) = C\omega \left[\left[R^\# \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4\pi}{n^3} \delta \left(h\omega - E_g + \frac{R^\#}{n^2} \right) \right] + \left[\theta(h\omega - E_g) \frac{\pi \exp Z}{\sinh Z} \right] \right] \quad (3)$$

که در آن متغیر Z بصورت $\pi \sqrt{\frac{R^\#}{(h\omega - E_g)}}$ تعریف شده است.

جمله اول در معادله (۳) جذب اکسایتونی و جمله دوم جذب را برای حالت های یونیزه شده نوری نمایش می دهد. در معادله (۳) مقادیر مختلف n در تابع δ باعث تشدیدهای جذبی مجزا در انرژی های فوتونی زیر می شود:

$$(h\omega = E_g - R^\#), \left(h\omega = E_g - \frac{R^\#}{4} \right), \left(h\omega = E_g - \frac{R^\#}{9} \right), \dots$$



شکل ۳: هندسه مربوط به سطوح پلاسمایی و نیم رسانایی در تکنیک کلیدزنی نیم رسانا

بوده و ضخامت آن در مقایسه با ضخامت لایه پلاسمایی بی نهایت خواهد بود. همانطور که در شکل (۱) نشان داده شده است، تابش $10/6$ میکرومتر بر لایه نازک پلاسمایی تحت زاویه θ_0 فرود می آید و از سطح مشترک این دو محیط تحت زاویه θ_1 نسبت به خط عمود بر سطح عبور داده می شود. بنابراین عبارتی برای ضریب بازتاب فرنل به هنگام بازتاب از سطح مشترک خلا و لایه پلاسمایی اینگونه به دست می آید:

$$r_{12} = \frac{\cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_b \left(1 - \left(\frac{N}{N_c}\right)^2\right)} \cos \theta_0}{\cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_b \left(1 - \left(\frac{N}{N_c}\right)^2\right)} \cos \theta_0} \quad (5)$$

برای سطح مشترک دوم، تابش تحت زاویه θ_2 در داخل نیم رسانا انتقال می یابد. بنابراین برای بازتاب از سطح مشترک لایه پلاسمایی و نیم رسانای کپه ای داریم:

$$r_{23} = \frac{\sqrt{\epsilon_b \left(1 - \left(\frac{N}{N_c}\right)^2\right)} \cos \theta_2 - \sqrt{\epsilon_b} \cos \theta_1}{\sqrt{\epsilon_b \left(1 - \left(\frac{N}{N_c}\right)^2\right)} \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_b} \cos \theta_1} \quad (6)$$

تحت زاویه فرودی برابر با زاویه بروستر، بدون استفاده از قطعه اپتیکی اضافی موج قطبیده خواهیم داشت. تحت

$$\text{این شرایط } \cos \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_b + 1}} \text{ و } \sin \theta_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_b}{\epsilon_b + 1}}$$

می باشد. ترکیب دامنه های بازتاب و عبور در دو سطح منجر به حصول ضریب بازتاب موثر می شود.

برای بدست آوردن دامنه بازتاب موثر از رهیافت شکل (۴) بهره گرفته ایم.

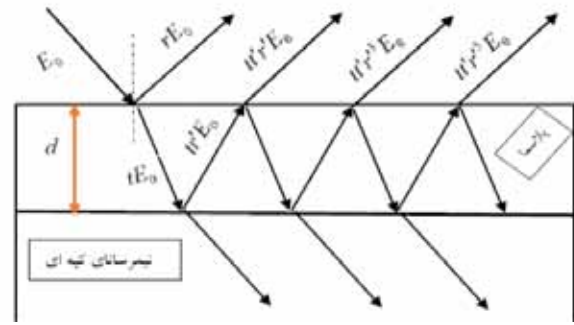
بازتاب ها را از ناحیه های دو صفحه موازی نیمه بینهایت بررسی می کنیم که یک طرف آن شامل پلاسمای نیم رسانا و طرف دیگر دربرگیرنده ماده نیم رسانای کپه ای می باشد. در این فیلم لایه نازک، ضخامت لایه دوم در مقایسه با ضخامت لایه پلاسمایی بینهایت بوده و همچنین فرض کرده ایم که مرز بین این دو فیلم، نازک و بسیار تیز است. با استفاده از تابع دی الکتریک درود [۴]، تابع دی الکتریک کلید نیم رسانا را به صورت عبارت زیر می باشد:

$$\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon_b \left(1 - \frac{N}{N_c}\right) & \rightarrow z \leq d \\ \epsilon_b & \rightarrow z > d \end{cases} \quad (4)$$

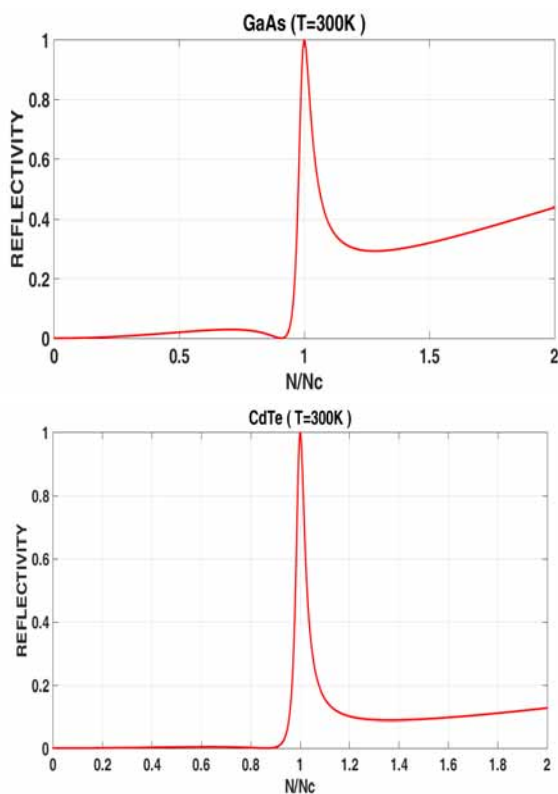
که d, N_c, N, ϵ_b به ترتیب عبارتند از تابع دی الکتریک پس زمینه نیم رسانا، چگالی حاملین نیم رسانا، چگالی بحرانی حاملین نیم رسانا و ضخامت لایه پلاسمایی. تحلیل ها را بر معادلات بازتاب و عبور فرنل مربوط به موج قطبیده P [۵] پایه گذاری کرده ایم. چون می دانیم که توزیع فضایی اولیه پلاسمای بسیار شبیه به پروفایل نمایی است، فرض کرده ایم که ضخامت لایه پلاسمایی برابر عمق نفوذ تپ کنترلی باشد. در این فیلم لایه نازک، چگالی پلاسمای در تمام ضخامت لایه ثابت فرض می شود و لایه دوم شامل ماده نیم رسانای کپه ای

و $0 \leq \frac{N}{N_c} \leq 2$ برای کلیدهای نیمرسانای $GaAs$

در شکل (۵) رسم شده است. طبق نمودار شکل (۵) به دلیل مقادیر بازتابندگی $CdTe$ قبل و بعد از $N = N_c$ ، که کلید قطع و وصل را فراهم می کند، کارایی $CdTe$ برای کلید قطع و وصل بیشتر از $GaAs$ می باشد.



شکل ۴: بازتاب و عبور مکرر باریکه در سطح نیمرسانا و پلاسمای نیمرسانا



شکل ۵: بازتابندگی آینه پلاسمایی بر حسب N/N_c برای کلید نیمرسانای $GaAs$ و $CdTe$

۳- نتیجه گیری

لحاظ کردن جذب اکسایتونی در محاسبه ضریب جذب در مقایسه با حالت بدون اندرکنش کولنی به تغییرات قابل توجهی در طیف جذبی نیمرساناهای مورد نظر انجامید. نتیجه قابل توجه دیگر این است که به ازای

با به کار بردن روابط استوکس [۶] دامنه بازتاب موثر چنین به دست آمد:

$$r_{eff} = \frac{r_{12} + r_{23}e^{-2i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-2i\beta}} \quad (7)$$

در عبارت فوق، β عبارت است از شیفت فازی مربوط به انتشار موج الکترومغناطیسی در داخل فیلم پلاسمایی. با استفاده از مفهوم راه نوری و اطلاعات مرجع [۶] شیفت فازی β عبارت است از:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_i} d \sqrt{\frac{\epsilon_b}{\epsilon_b + 1} \left(\epsilon_b \left(1 - \frac{N}{N_c} \right) - \left(\frac{N}{N_c} \right)^2 \right)} \quad (8)$$

با توجه به نتایج به دست آمده از بخش (۱)، طول موج تپ لیزری به منظور تحریک محیط پلاسمایی 616 nm انتخاب شده است که طبق نمودار شکل (۲) به ازای این طول موج

$$\alpha_{CdTe}(\lambda = 616 \text{ nm}) = 4.5 \times 10^4 \frac{1}{\text{cm}}, \alpha_{GaAs}(\lambda = 616 \text{ nm}) = 2.56 \times 10^4 \frac{1}{\text{cm}}$$

محاسبه شد. همچنین ثابت دی الکتریک پس زمینه برای $GaAs$ ، $10/89$ و برای $CdTe$ ، $7/29$ می باشد [۷].

در نهایت بازتابندگی سطح پلاسمایی (آینه پلاسمایی) را به ازای چگالی های مختلف پلاسمایی در ناحیه

- [1] W. D. Kimura, N. A. Kurnit, F. Kannari, 6th International Conference on Infrared Lasers, Ascona, Zurich, Switzerland; picosecond CO_2 laser for relativistic particle acceleration. (1994)
- [2] A. J. Alcock, P. B. Corkum, Can. J. Phys. 57, 1280; Ultra-fast switching of infrared radiation by laser-produced carriers in semiconductors. (1979).
- [3] S. W. Koch; Quantum theory of the optical and electrical properties of semiconductors; fourth edition
- [4] N. Peyghambarian, S.W. Koch, A. Mysyrowicz, *Introduction to Semiconductor Optics* (1993).
- [5] F.L. Pedrotti, L. S. Pedrotti, 2nd edition; *Introduction to Optics* (1993).
- [6] Pochi Yeh; *Optical waves in layered media*; Wiley series in pure and applied optics; (1988).
- [7] Peter Y. Yu; *Fundamentals of semiconductors*; Springer fourth edition.

$N = N_c$ بازتابندگی آینه پلاسمایی ۱۰۰ درصد خواهد بود که این نکته در تنظیم کلیدزنی حساس بسیار به کار خواهد آمد. طبق نمودار شکل (۵) به دلیل مقادیر بازتابندگی CdTe قبل و بعد از N_c ، کارایی CdTe برای کلید قطع و وصل بیشتر از GaAs می باشد. همچنین تابش های با طول موج در محدوده ۳۰۰ تا ۶۳۰ نانومتر می توانند به عنوان تپ کنترلی استفاده شوند و انرژی تپ کنترلی در حدود ۲۵ میلی ژول مورد نیاز است [۲]. امکان انجام تجربی بستگی تام به وجود لیزر راه انداز (کنترلی) با ضریب کوتاه دارد. با توجه به مراجع در دسترس کار مشابه شبیه سازی شده جهت مقایسه نتایج یافت نشده است. در این مقاله طرح کلید نیم رسانا تنها در لحظه $t=0$ بررسی شده است و تولید تپ پیکو ثانیه لیزر کربن دی اکسید مستلزم طراحی رفتار زمانی آینه پلاسمایی مربوطه خواهد داشت و قدم بعدی در پیشبرد این مساله خواهد بود.