

تولید هماهنگ‌های بالا و بررسی احتمال یونیزاسیون برای اتم هیدروژن در میدان افزایشی پلاسمونیک

رضا آقبلاغی^{۱*} | سهیلا مجیدی^۱ | ندا انوری^۱ | مصطفی صحرائی^۲

۱. گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی
۲. پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، آذربایجان شرقی

چکیده

در این مقاله، تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا و احتمال یونیزاسیون در دو میدان الکتریکی همگن لیزری و میدان الکتریکی غیرهمگن افزایشی پلاسمونیک برای گاز هیدروژن بررسی شده است که این میدان پلاسمونیک ناشی از برخورد باریکه پرشدت لیزری با نانوساختار فلزی است. به منظور مطالعه تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا از مدل توسعه یافته نیمه کلاسیکی برای میدان‌های اپتیکی قوی و برای احتمال یونیزاسیون از روش ADK استفاده شده است. نتایج به دست آمده از این مدل نشان می‌دهد که بکارگیری میدان افزایشی پلاسمونیک باعث افزایش هماهنگ ناحیه قطع و در نتیجه کوتاه‌تر شدن پالس اتوثانیه تولید شده می‌شود.

واژگان کلیدی: تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا، احتمال یونیزاسیون، میدان پلاسمونیک، نانوساختار فلزی.

۱ مقدمه

در دهه اخیر، تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا (HHG)، مورد توجه مراکز تحقیقاتی مختلف قرار گرفته است. یکی از ویژگی‌های منحصر به فرد تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا، تولید نور به صورت رشته‌ای از تپ‌های فوق کوتاه است. این رشته می‌تواند از مرتبه اتوثانیه باشد یعنی کوتاه‌ترین تپ‌هایی که تا به امروز تولید شده‌اند [۱]. فرآیند HHG، نتیجه برهمکنش یک میدان لیزری قوی با ماده می‌باشد که کاربردهای فراوانی در تحقیقات بنیادی در بیولوژی و علم مواد پیدا کرده است [۲]. فرآیند HHG با مدل نیمه کلاسیکی [۳] و مدل کوانتومی [۴] قابل توضیح است.

برای تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا، نیاز به میدان لیزری با شدت بزرگتر از 10^{13} W/cm^2 می‌باشد، که دو مرتبه بزرگتر از خروجی نوسانگر فمتوثانیه با جریان نسبتاً کم است. این بدین معنی است که به فرآیندهای اضافی مثل پالس چرپ شده تقویتی برای دستیابی به شدت لازم برای تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا در گازهای نجیب نیاز داریم [۶ و ۵]. اخیراً نتایج به دست آمده بر مبنای صفحه رزونانسی پلاسمون که همچون تقویت کننده نور است بر این مشکلات غلبه کرده است [۷، ۸]. در چنین سیستمی شدت موضعی میدان به اندازه کافی افزایش می‌یابد و برای غالب آمدن بر شدت آستانه تولید هماهنگ‌های بالا در گازهای نادر، کافی و حتی بزرگ‌تر است. هر نقطه نانوساختار، می‌تواند شبیه منبع تولید پرتوهای هماهنگ مرتبه بالا رفتار کند. مکانیزم فیزیکی HHG بر مبنای پلاسمونیک می‌تواند به این صورت بیان شود که یک پالس کم شدت فمتوثانیه با مد پلاسمون جفت می‌شود و یک نوسان پیوسته در میان بارهای آزاد فلز انجام می‌دهند و منجر به افزایش رزنانس میدان داخلی موضعی در نزدیکی نانوساختار می‌شود. این افزایش برای غلبه بر شدت آستانه و تولید هماهنگ‌های بالا مناسب است. در نهایت با تزریق گازهای نجیب در نواحی میدان افزایش یافته، هماهنگ‌های مرتبه بالا می‌تواند تولید شود. در ناحیه‌ای که الکترون حرکت می‌کند، میدان الکتریکی موضعی غیرهمگن است. علاوه بر این، حرکت الکترون در میدان افزایش یافته در فضا، محصور شده است. این دو ویژگی تغییرات قوی را در طیف هماهنگ ایجاد می‌کنند که گزارش شده‌اند [۹].

در این تحقیق، اثر میدان پلاسمونیک بر تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا در گاز هیدروژن تجزیه و تحلیل می‌شود.

$$V_L(x, t) = E(x, t)x \quad (3)$$

بیان می‌شود. در معادله (۳) وابستگی فضایی $E(x, t)$ را می‌توان بصورت یک عبارت اختلال و تقریب دوقطبی تعریف کرد [۱۰]

$$E(x, t) = E_0 f(t) \exp\left(-\frac{x}{X}\right) \sin \omega t \quad (4)$$

که بصورت خطی در راستای محور X پلاریزه شده است. در معادله (۴)، E_0 پیک دامنه، ω فرکانس پرتو الکترومغناطیس همدوس و $f(t)$ بسته فاز است. که وابستگی مخصوص میدان پلاسمونیک با عبارت $\exp\left(-\frac{x}{X}\right)$ مشخص شده است که هم به اندازه و جنس نانوساختار کروی مورد استفاده بستگی دارد. ثابت مشخص کننده غیرهمگنی ناشی از نانوذره می‌باشد. تغییر X معادل با انتخاب اندازه و نوع نانوذره می‌مورد استفاده است. بعلاوه اینکه وابستگی میدان پلاسمونیک $\exp\left(-\frac{x}{X}\right)$ است و مقدار X در مخرج قرار دارد با افزایش X قدرت میدان پلاسمونیک کاهش می‌یابد. اگر مقدار X را خیلی زیاد در نظر بگیریم مقدار $\exp\left(-\frac{x}{X}\right)$ برابر یک خواهد و این به معنی این است که میدان پلاسمونیک حضور نداشته باشد یعنی میدان همگن باشد شکل (۱) نمودار سیاه رنگ و اگر X برابر عدد کوچک باشد به معنی حضور میدان پلاسمونیک است. در ابتدا میدان همگن است و میدان به شکل \sin بصورت متناوب تغییر می‌کند. با حضور نانوذرات میدان همگن افزایش می‌یابد و از حالت سینوسی خارج می‌شود (شکل ۱).

میدان الکتریکی موضعی ناشی از برخورد باریکه پرشدت لیزری با نانوساختار پلاسمونیک دارای وابستگی فضایی است. برای مطالعه این اثر از مدل توسعه یافته نیمه کلاسیکی برای میدان الکتریکی قوی استفاده شده است.

۲ مدل سازی

HHG در میدان اپتیکی متغیر با قطبش خطی

مطابق با مدل سه مرحله‌ای نیمه کلاسیکی [۵، ۶] در مرحله اول، یک الکترون بدون هیچ انرژی جنبشی، با یونیزاسیون تونل زنی به حالت پیوسته می‌رسد. در مرحله دوم، الکترون آزاد شده شتاب می‌گیرد و تا زمانی که توسط میدان لیزری به یون یا مولکول مادر بازگردانده شود، در میدان الکتریکی نوسان می‌کند. در مرحله سوم، با بازگشت به یون مادر، بازترکیب شده و یک پرتو پراکنج تولید می‌کند. این انرژی معادل با جمع انرژی جنبشی اکتسابی الکترون در میدان لیزری و پتانسیل یونیزاسیون است. در این مدل، انتشار الکترون در میدان لیزری کلاسیکی است و فرآیندهای یونیزاسیون و بازترکیب به صورت کوانتوم مکانیکی بیان می‌شوند. ماکزیمم انرژی فوتون تابش شده توسط رابطه $I_p + 3.17 U_p$ بدست می‌آید، I_p پتانسیل یونیزاسیون اتم و $U_p = 1/4 \omega^2$ انرژی پاندرا ماتیو در میدان لیزری با شدت I و فرکانس ω است.

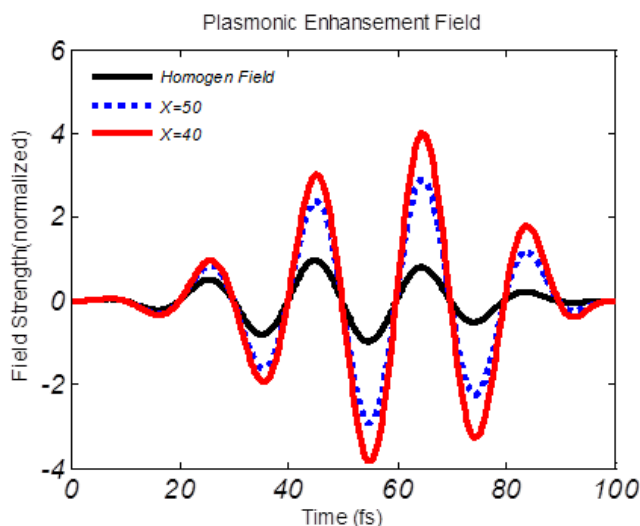
می‌توان از معادله شرودینگر یک بعدی وابسته به زمان برای توصیف برهمکنش بین هیدروژن و میدان الکتریکی غیر همگن با قطبش خطی استفاده کرد.

$$i \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = H(t) \psi(x) = \left[-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_a + V_L(x, t) \right] \psi(x, t) \quad (1)$$

V_a پتانسیل اتمی، V_L پتانسیل ناشی از میدان الکتریکی لیزر است. برای V_a از پتانسیل کولنی استفاده کرده‌ایم.

$$V_a(x) = -\frac{1}{\sqrt{x^2 + a^2}} \quad (2)$$

که پارامتر a برای جلوگیری از تکینگی پتانسیل اتمی در مبدا وارد شده است. پتانسیل یونیزاسیون را می‌توان با تغییر a در معادله (۲) تعریف کرد. پتانسیل ناشی از میدان الکتریکی لیزر با رابطه



شکل ۱ | مقایسه میدان لیزری همگن با میدان افزایشی غیر همگن پلاسمونیک



(۱۰)

$$W = C_{n,l} G_{l,m} I_p \left[\frac{2F_0}{F} \right]^{2n-|m|-1} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right)^{-|m|-1} \frac{4}{\sqrt{3\pi}} \frac{1}{|m|} \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \exp\left(-\frac{2F_0}{3F}\right)$$

که به تئوری ADK معروف است که $|C_n^*, I^*|^2$ برابر است با:

$$|C_{n,l}^*|^2 = \frac{2^{2n}}{n^* \tilde{A}(n^* + l^* + 1) \tilde{A}(n^* + l^*)} \quad (۱۱)$$

γ پارامتر بدون بعد کلیدیش است که یونیزاسیون تونلی و یونیزاسیون چندفوتونی را از هم تفکیک می‌کند و در رژیم تونل زنی $\gamma \ll 1$ است پس $\left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)^{|m|+1} \approx 1$

نهایتاً بهره یونیزاسیون با مدل ADK بصورت زیر بیان می‌شود:

$$W_{ADK} = C_{n,l} G_{l,m} I_p \left[\frac{2F_0}{F} \right]^{2n-|m|-1} \exp\left(-\frac{2F_0}{3F}\right) \quad (۱۲)$$

احتمال یونیزاسیون از یک اتم معین که با حالت کوانتومی الکترون و پارامترهای لیزری تعیین می‌شود، می‌تواند با انتگرالگیری از بهره یونیزاسیون حساب شود که برابر است با:

$$P = I - R \quad (۱۳)$$

$$R = \exp \int_{-\infty}^{\infty} W_{ADK}(t) dt \quad (۱۴)$$

۳ نتایج و بحث

تپ‌های فمتوثانیه مطابق رابطه (۴) و (۵) با گاز هیدروژن در حضور نانو ذرات فلزی کروی شکل را در نظر می‌گیریم. میدان الکتریکی موضعی به طور مستقیم از شبیه سازی المان محدود سه بعدی طبق رفرنس [۱۲] به دست آمده است. بر اساس تقریب تک الکترون فعال تنها یک الکترون است که شتابدار می‌شود و فوتون ساطع می‌کند و این برای میدان‌هایی است که به صورت خطی قطبیده شده‌اند که ما در اینجا آنها را مورد مطالعه قرار می‌دهیم، دینامیک یک الکترون اتم بطور عمده در جهت میدان الکتریکی لیزر است، بنابراین بکارگیری معادله شرودینگر یک بعدی، رابطه (۱)، تقریب خوبی است [۱۳].

مقادیر طول موج پرتو الکترومغناطیسی همدوس و شدت پالس به ترتیب برابر با $\lambda = 720 \text{ nm}$ و $I = 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ با پهنای پالس 13 fs می‌باشند که این پارامترها براساس شرایط تجربی در نظر گرفته شده‌اند. همانطور که در این بحث رایج است، برای راحتی کار، از واحدهای اتمی (a.u.) استفاده شده است. در شکل (۲) طیف حاصل از میدان همگن (در غیاب میدان پلاسمونیک)

ما در این کار برای شکل پالس لیزر از شکل پالس \sin^2 استفاده کرده‌ایم.

$$f(t) = \sin^2\left(\frac{\omega t}{2n_p}\right) \quad (۵)$$

n_p تعداد کل چرخه‌ی اپتیکی و پهنای پالس برابر با $\tau = 2\pi n_p / \omega$ است. ما در معادله (۲)، $a=1$ قرار می‌دهیم. معادله (۱) به روش کرنک نیکلسون [۱] به صورت عددی حل شده است. در تقریب تک الکترون فعال، حاصل هماهنگ یک اتم یا مولکول با تبدیل فوریه شتاب الکترون فعال متناسب است:

$$I(t) = |f_{\omega}|^2 = \left| \int 1/\sqrt{2\pi} f(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (۶)$$

$d(t)$ با استفاده از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$d(t) = \psi(x,t) - \frac{dv(x)}{dx} + E(t) \psi(x,t) \quad (۷)$$

بررسی احتمال یونیزاسیون

برای اینکه تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا رخ دهد لازم است در ابتدا در فرآیند سه مرحله نیمه کلاسیکی یونیزاسیون رخ دهد. فرض می‌کنیم الکترون قبل از اعمال میدان در حال n, l, m است که n عدد کوانتومی اصلی، l عدد کوانتومی اوربیتالی و m عدد کوانتومی مغناطش است. در واحد اتمی، کلیدیش آهنگ یونیزاسیون را برای حالت دلخواهی از اتم هیدروژن را با رابطه زیر معرفی کرد [۱۱]:

$$W = C_{n,l} G_{l,m} I_p \left(\frac{3F}{\pi F_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2F_0}{F} \right]^{2n-|m|-1} \exp\left(-\frac{2F_0}{3F}\right) \quad (۸)$$

که $F = (2I_p)^{3/2}$ قدرت میدان لیزری، I_p پتانسیل یونیزاسیون است و مقادیر آن برای اتم هیدروژن برابر ۱۳,۶ است.

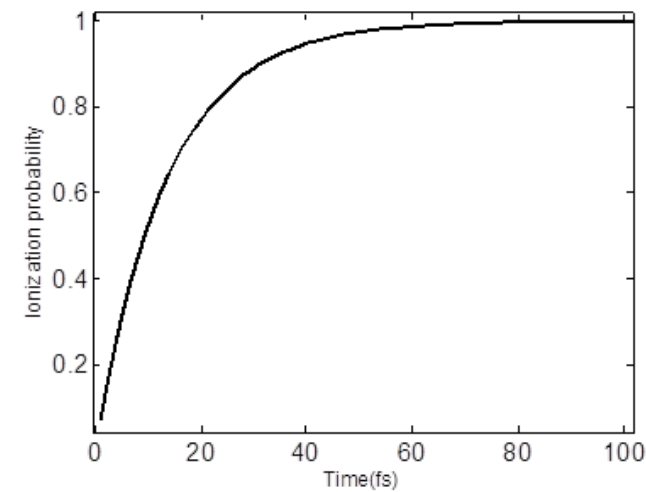
$G_{l,m}$ و $C_{n,l}$ مربوط به حالت پایه اتم هیدروژن است که برابر است با:

$$G_{l,m} = \frac{(2l+1)(1+|m|)!}{2^{|m|} |m|! (l-|m|)!} \quad (۹)$$

این رابطه توسط اموسوو، دلن و کراینووا با جایگزین کردن n, l با اعداد کوانتومی موثر $n^* = \left(\frac{I_{ph}}{I_p}\right)^{1/2}$ و $l^* = n^* - l$ رابطه (۸) تغییر کرد:

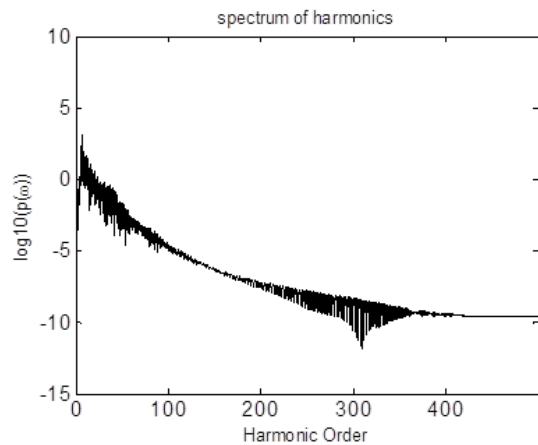
با مقایسه شکل ۲ و ۳ می بینیم هر چه شدت میدان پلاسمونیک بیشتر باشد هماهنگ قطع بیشتر و طیف هماهنگ گسترده تر خواهد بود.

شکل (۵) احتمال یونیزاسیون اتم هیدروژن در حالت پایه را براساس تئوری ADK میدان همگن لیزری و میدان غیرهمگن پلاسمونیک را نشان می دهد. نمودار احتمال یونیزاسیون در میدان لیزری و میدان پلاسمونیک در شکل (۵) بر روی هم افتادند و این نشان می دهد که احتمال یونیزاسیون دو میدان تقریباً برابر است. نمودار شکل (۵) را در نقطه آغاز یونیزاسیون را بررسی می کنیم. شکل (۶) مقایسه احتمال یونیزاسیون برای اتم هیدروژن در نقطه آغازی احتمال یونیزاسیون برای میدان همگن لیزری رنگ سیاه، احتمال یونیزاسیون برای میدان پلاسمونیک با رنگ آبی و احتمال یونیزاسیون برای میدان پلاسمونیک با رنگ قرمز نتایج حاصل از شکل (۶) برای اتم هیدروژن در نقطه شروع نشان می دهد احتمال یونیزاسیون برای اتم هیدروژن در میدان میدان پلاسمونیک مقدار ناچیزی بیشتر است و تقریباً در دو میدان برابر است و این به این دلیل است که پتانسیل یونیزاسیون اتم هیدروژن حالت پایه یونیزاسیون در نظر گرفته شده است.

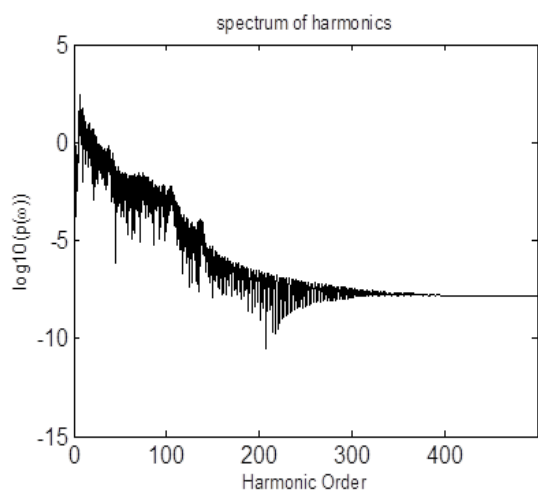


شکل ۵ مقایسه احتمال یونیزاسیون اتم هیدروژن در میدان لیزری و میدان پلاسمونیک

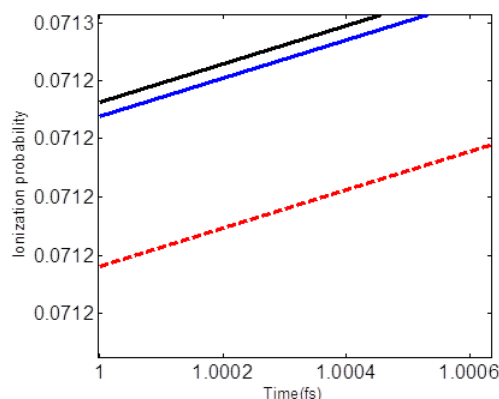
نشان داده شده است که مرتبه قطع آن در هماهنگ ۱۸۳ قرار دارد. ثابت X مشخص کننده غیرهمگنی ناشی از نانو ذره می باشد. تغییر X معادل با انتخاب نوع نانو ذره ی مورد استفاده است. بعلت اینکه وابستگی میدان پلاسمونیک $\exp\left(-\frac{x}{X}\right)$ است و مقدار X در مخرج قرار دارد با افزایش X قدرت میدان پلاسمونیک کاهش می یابد پس با انتخاب $X=50$ هماهنگ های مرتبه بالا افزایش یافته شکل (۳) و هماهنگ قطع به 136 امین هماهنگ افزایش می یابد این بدین معنی است که میدان پلاسمونیک باعث افزایش هماهنگ قطع می شود و با انتخاب $X=40$ هماهنگ قطع به هماهنگ 169 ام می رسد شکل (۴) هنگامی که مقدار $X=40$ می باشد طیف هماهنگ بدلیل اینکه مسیر کوتاه این حالت نسبت به حالت های دیگر کوتاه تر است، گستره تر می باشد.



شکل ۳ تولید هماهنگ مرتبه بالا با طول موج لیزر $\lambda=720\text{ nm}$ و پهنای پالس 13 fs و $I=5 \times 10^{13}\text{ W/cm}^2$ و $X=50$



شکل ۴ تولید هماهنگ مرتبه بالا با طول موج لیزر $\lambda=720\text{ nm}$ و پهنای پالس 13 fs و $I=5 \times 10^{13}\text{ W/cm}^2$ و $X=40$



شکل ۶ مقایسه احتمال یونیزاسیون برای اتم هیدروژن در نقطه آغازی احتمال یونیزاسیون برای میدان همگن لیزری رنگ سیاه، احتمال یونیزاسیون برای میدان پلاسمونیک با $X=50$ رنگ آبی و احتمال یونیزاسیون برای میدان پلاسمونیک با $X=40$ رنگ قرمز

۴ نتیجه گیری

ما یک مطالعه تئوری از تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا در گاز هیدروژن را به وسیله میدان الکتریکی غیرهمگن فضایی را ارائه کردیم. این میدان زمانی که نانو ساختارهای متفاوت در معرض تابش پالس کوتاه و قوی قرار می‌گیرند، تولید می‌شود، جنس فلز و ساختار هندسی نانو ساختار مورد استفاده نیز در تولید هماهنگ‌ها اهمیت زیادی دارند. با توجه به نتایج بدست آمده از روش عددی استفاده از میدان الکتریکی غیرهمگن باعث افزایش مرتبه هماهنگ ناحیه قطع نسبت به میدان الکتریکی همگن می‌شود. افزایش مرتبه ناحیه قطع در تولید پالسهای اتوثانیه از اهمیت زیادی برخوردار است. هرچه مرتبه قطع بیشتر و ناحیه تخت گسترده‌تر باشد پالس اتوثانیه تولیدی کوتاه تر خواهد بود.

مراجع

- [1] P. Corkum, and F. Krausz, "Attosecond science," Nat. Phys., vol. 3, pp. 381-387, 2007.
- [2] F. Krausz, and M. Ivanov. "Attosecond physics," Rev. Mod. Phys., vol. 81, pp.163-234, 2009.
- [3] H. Du, H. Wang, and B. Hu, "Isolated attosecond Pulse Generation using two color laser", Phys. Rev. A., vol.81, pp. 0638131-0638134, 2010.
- [4] G.T.Zhang, J.Wu.C.L.Xia and X. Shen, "Enhanced high-order harmonics and on isolated short attosecond pulse generation by using two color laser and an extreme-ultraviolet attosecond pulse", Phys. Rev A, vol. 80, pp. 0554041-0554044, 2009.
- [5] P. B. Corkum, "Plasma Perspective on strong field multiphoton ionization", Phys. Rev. Lett., vol. 71, pp. 1994-1997, 1993.
- [6] B.bing, L.Xiao, P.ming, "High-order harmonic generation in the presence of static electric field", Chinese Phys. Lett, vol. 15, No. 3,pp. 195-197, 1997.
- [7] Bruno E Schmidt, Andrew D Shiner, Mathieu Giguère, "High harmonic generation with long-wavelength few-cycle laser pulses", Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., vol. 45, pp. 0740081-0740089, 2012.
- [8] I.Y. Park, S. Kim. J. Choi, D.-H. L. Y.-J. Kim, M. F. Kling, M. I. Stockman. And S.-W. Kim, "Exchange-coupled magnetic nanoparticles for efficient heat induction" Nat. Phot., vol. 5, pp. 677-681, 2011.
- [9] A. Husakou, S.-J. Im, and J. Herrmann, "Theory of plasmon-enhanced high-order harmonic generation", Phys. Rev. A, vol. pp. 83, 0438391-0438395, 2011.
- [10] Süßmann F and Kling M F, "Attosecond measurement of petahertz plasmonic near-fields", Proc. of SPIE 8096-80961C, 2011.
- [11] Z. Chang, Fundamentals of Attosecond Optics, 2011.
- [12] I. Yavuz, E. A. Bleda, Z. Altun, and T. Topcu, "Generation of a broadband xuv continuum in the high-order harmonic generation by spatially inhomogeneous fields", Phys. Rev. A, vol. 85, pp. 0134161-0134166, 2012.
- [13] M. F. Ciappina, J. Biegert. R. Quidant, and M. Lewenstein, "High order harmonic generation in noble gases using plasmonic field enhancement," Ann. Phys., Vol. 525, pp. 97–106, 2013.

High Harmonic Generation and Analysis the Ionization Probability for Hydrogen Gas in Plasmonic Field Enhancement

R. Aghbolaghi¹ | S. Majidi¹ | N. Anvari¹ | M. Sahrayi²

1. Department of Engineering Optic and laser, University of Bonab, bonab, East-Azerbaijan, Iran.

2. Department of Physics & Photonic University of Tabriz, Tabriz, East-Azerbaijan, Iran.

Abstract

In this paper, high--harmonic generation and ionization probability is investigated in both laser homogeneity electric field and plasmonic inhomogeneity field enhancement for a hydrogen gas, that The plasmonic electric field caused by the collision intense beams of laser with metallic nanostructures. To study high--harmonic generation is used the semi-classical model using the strong-field approximation and ionization probability is used by ADK method. The results of the model indicate that the use of plasmonic field enhancement is increased the harmonic cutoff, that increasing cutoff makes shorter pulses generated.

Keywords

High-order harmonic generation, Ionization probability, Plasmonic field, Nanostructures