بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

تولید هارمونیک مرتبه بالا با استفاده از پالس‌های ۸۰۰ و۱۶۰۰ نانومتر در حضور نانوساختار فلزی پاپیونی شکل

عسکری، سمانه؛ محبی، مسعود
دانشکده علوم پایه دانشگاه ولیعصر (عج) رفسنجان

چکیده – ما نتایج حاصل از برهم کنش گاز هیدروژن با پلاسمون های سطحی موضعی برای تولید هارمونیک مرتبه بالا را بصورت سیستماتیکی نشان می دهیم. این میدان های نزدیک پلاسمونیکی هنگامی که یک نانوساختار فلزی پاپیونی شکل در معرض پالس لیزری پر شدت دورنگ قرار می گیرند تولید می شوند. با تغییر فاز نسبی و شدت نسبی، فرکانس قطع در طیف هارمونیک مرتبه بالا کنترل می شود. نتایج نشان می دهند که بیشینه پالس فرکانس قطع بااستفاده از یک پالس کنترلی نیم هارمونیک با قدرت نسبی یکسان و تغییر فاز $\frac{\pi}{2}$ نسبت به پالس اصلی مشاهده می شود.

کلید واژه- تولید هارمونیک مرتبه بالا، میدان لیزری دورنگی، نانوساختار پاپیونی شکل

High-order harmonic generation by 800 and 1600nm pulse in a bow-tie-shaped metal nanostructure

Askari, Samaneh; Mohebbi, Masoud

Department of Physics, Vali-e-Asr University, Rafsanjan, Iran

Abstract- We demonstrate systematic investigations of high-order-harmonic generation resulting from the interaction of hydrogen gases with localized surface plasmons. These plasmonic near-fields are produced when a bow-tie-shaped metal nanostructure is subject to an intense two-color laser pulse. By changing the relative phase and relative intensities, cut-off frequency will be controlled in high-order harmonic spectrum. The results show that the maximum cutoff frequency pulse can be observed by using a half-harmonic control pulse with a same relative strength and $\frac{\pi}{2}$ phase shift relative to the fundamental pulse.

Keywords: High Harmonic generation (HHG), two color laser field, bow-tie-shaped metal nanostructure

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2024-03-29]

۱- مقدمه

منابع نوری پر توان موجب بسیاری از پدیده های میدان قوی از جمله تولید هارمونیک مرتبه بالا می شود. تولید هارمونیک مرتبه بالا یک پدیده غیرخطی شدیدی است که توجه زیادی را در سال های اخیر به علت کاربردش در تولید اشعه ایکس نرم و تولید پالس های آتوثانیه به خود جلب کرده است [۲-۱]. فرآیند تولید هارمونیک مرتبه بالا می‌تواند در مدل نیمه کلاسیکی در سه مرحله یونیزاسیون، شتاب گیری و بازترکیب در میدان لیزری خارجی شرح داده شود[۳]. از لحاظ ساختار طیفی، شدت هارمونیک ها ابتدا یک ناحیه افت را نشان می دهند با افزایش مرتبه ی هارمونیک، هارمونیک هایی که دارای شدت نسبتا یکسانی هستند یک ناحیه تخت را ایجاد می کنند و در نهایت یک افت شدت ناگهانی در محل فرکانس قطع خواهیم داشت. آستانه شدت پالس فرودی برای تولید هارمونیک مرتبه بالا از مرتبه $10^{13}\frac{W}{cm^2}$ می باشد. می توان از نانو ساختار فلزی برای کاهش آستانه شدت پالس فرودی استفاده کرد. به عنوان مثال نانوساختار پاپیونی که از دو مثلث مقابل به هم از جنس طلا ساخته شده است با استفاده از نوسانات پلاسمون های سطحی میدان لیزری را در گاف فضایی تشکیل شده بین دو نوک مثلث (که به فاصله ۲۰نانومتر از همدیگر قرار گرفته اند)، حدود۲۰دسی بل یا بیشتر تقویت می کند. بنابراین نیازی به کاواک های تقویت کننده نور لیزر جهت افزایش شدت پالس فرودی نیست[۴]. تلاش هایی در جهت افزایش فرکانس قطع با استفاده از این نانوساختار انجام شده است[۶-۵]. نیز در این مقاله با استفاده از پالس‌های لیزری ۸۰۰ و۱۶۰۰ نانومتری، فرکانس قطع را افزایش می دهیم.

۲- تئوری

با استفاده از حل یک بعدی معادله شرودینگر وابسته به زمان (در واحد اتمی):

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi\rangle=\left[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}+V_c(z)-zE(z,t)\right]|\psi(z,t)\rangle \qquad (۱)$$

برهمکنش بین اتم هیدروژن و میدان لیزری تقویت شده در اثر حضور نانوساختار بررسی می‌شود. در این معادله z بردار مکان الکترون و V_c پتانسیل کولنی نرم برای اتم هیدروژن:

$$V_c(z)=-\frac{0.775}{\sqrt{1+z^2}} \qquad (۲)$$

و E میدان الکتریکی تقویت یافته در حضور نانوساختار فلزی در راستای محور z است

$$E(z,t)=E_L(t)(1+\beta z)z \qquad (۳)$$

که در آن β پارامتر ناهمگنی میدان می‌باشد [۹]. بازه تغییرات z بین مقادیر $-10nm < z < +10nm$ انتخاب شده است تا شرایط تجربی مربوط به بیشینه مسافت طی شده توسط الکترون ایجاد شود [۲]. $E_L(t)$ میدان لیزری دو رنگ بصورت:

$$\mathrm{E_L(t)=E_0\{\exp[-4\ln(2)t^2/\tau_0^2]\cos(\omega_0 t)} + \sqrt{\mathrm{R}}\,\exp[-4\ln(2)(t+\Delta t)^2/\tau_1^2]\cos[\omega_1(t+\Delta t)]\} \qquad (۴)$$

در نظر گرفته می‌شود که درآن ω_i فرکانس میدان ($i=0,1$)، Δt زمان تاخیر، E_0 دامنه میدان پالس اول، τ_1 و τ_2 به ترتیب مدت تپش پالس اول و دوم می‌باشد [۷]. توجه داشته باشید که R را بصورت

$$\sqrt{R}=\frac{E_1}{E_0}=\sqrt{\frac{I_1}{I_0}} \qquad (۵)$$

تعریف می کنیم که نسبت شدت میدان دوم I_1 به اول I_0 است (E_1 دامنه میدان پالس دوم می باشد) [۸].

با حل عددی معادله شرودینگر با استفاده از روش تفاضل محدود تابع موج وابسته به زمان $\psi(z,t)$ بدست می‌آید که با استفاده از آن می‌توان چشمداشتی شتاب دوقطبی:

$$\langle\ddot{z}\rangle=\left\langle\psi(z,t)\left|-\frac{\partial}{\partial z}(V_c(z)-E(z,t))\right|\psi(z,t)\right\rangle \qquad (۶)$$

را محاسبه کرد. شدت هارمونیک متناسب با اندازه چشمداشتی شتاب دو قطبی است.

۳- بررسی

برای شروع، ابتدا تاثیر نانو ساختار (ناهمگنی میدان) بر طیف بدست آمده از یک پالس با طول موج $\lambda_0=800nm$ و شدت $I=1\times10^{14}W/cm^2$ و مدت تپش $\tau_0=6\,fs$ را در شکل ۱ بررسی می کنیم. نیم رخ میدان بصورت

$$E=\mathrm{E_0}\exp[-4\ln(2)t^2/\tau_0^2]\cos(\omega_0 t) \qquad (۷)$$

می باشد که در داخل شکل ۱ نشان داده شده است.

سپس تاثیر نانو ساختار بر طیف ناشی از یک پالس با طول موج $\lambda_1=1600nm$ و شدت $I=1\times10^{14}W/cm^2$ و مدت تپش $\tau_1=12\,fs$ را در شکل ۲ بررسی می شود.

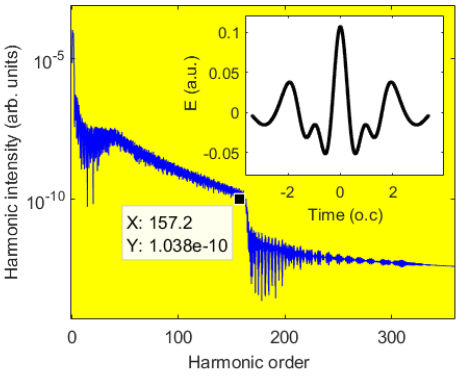
نیم رخ این میدان بصورت

$$E=E_0\sqrt{\mathrm{R}}\,\exp[-4\ln(2)(t+\Delta t)^2/\tau_1^2]\cos[\omega_1(t+\Delta t)] \qquad (۸)$$

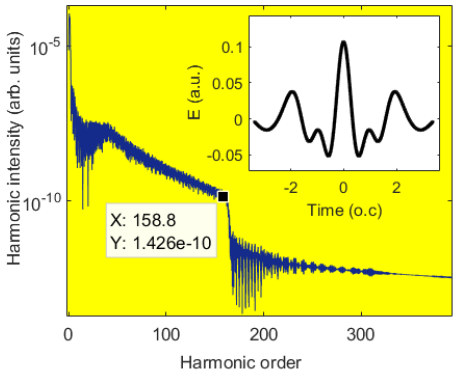
این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2024-03-29]

می باشد.



(شکل۱) طیف هارمونیک برای میدان (درون شکل) با
$\tau_0 = 6fs$ و مدت تپش $I = 1\times10^{14} W/cm^2 ، \lambda_0 = 800nm$

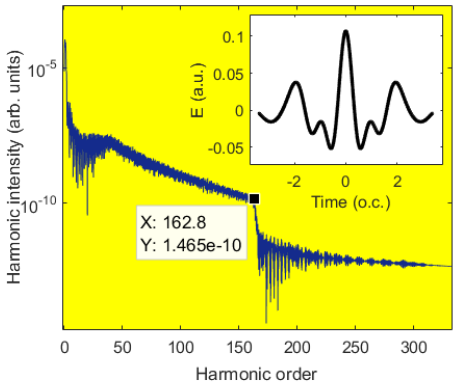


(شکل۲) طیف هارمونیک برای میدان (درون شکل) با
$\tau_1 = 12\,fs$ و مدت تپش $I = 1\times10^{14} W/cm^2 ، \lambda_1 = 1600nm$

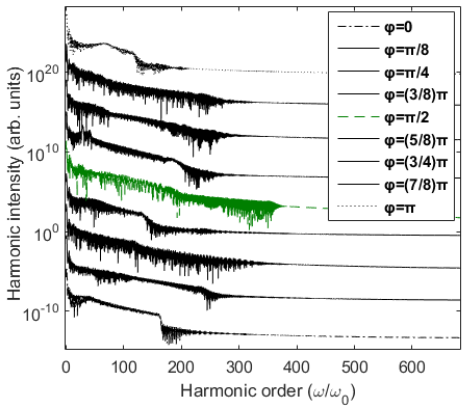
با مقایسه این دو طیف مشاهده می شود با افزایش طول موج از ۸۰۰ نانومتر به ۱۶۰۰ نانومتر مقدار فرکانس قطع افزایش می یابد. بر مبنای تحلیل نیمه کلاسیکی کرکوم، حضور ناهمگنی باعث می شود که الکترون در حین برگشت به یون مادر، میدان قوی تری را درک کند. این منجر به افزایش انرژی جنبشی برخوردی و در نتیجه افزایش فوتون گسیلی می شود[۱۱-۱۰-۳]. در نهایت طیف ناشی از میدان فرودی دو رنگی که از ترکیب پالس های اول و دوم تشکیل شده است (رابطه (۴)) برای ضریب ناهمگنی $\beta = 0.005$ در شکل ۳ بررسی می شود. در اینجا $I = I_0 + I_1 = 10^{14} W/cm^2$، $\Delta t = 0$ و $R = 1$ است.

در قیاس با دو حالت قبل می بینیم که مقدار فرکانس قطع در اینجا افزایش یافته است. در ادامه تاثیرپارامتر Δt بر مکان فرکانس قطع در طیف مورد بررسی قرار می گیرد.

برای این کار همانطور که در طیف شکل ۴ نشان داده شده است مقدار فاز مطابق با رابطه ی



(شکل۳) طیف هارمونیک برای میدان ترکیبی (درون شکل) با
$I = 1\times10^{14}\,\omega/cm^2 ، R = 1 ، \lambda_1 = 1600nm ، \lambda_0 = 800nm$ و
مدت تپش $\tau_1 = 12\,fs$ ، $\tau_0 = 6\,fs$



(شکل۴) طیف هارمونیک برای فاز های مختلف با توجه به ثابت بودن
کمیت های $R = 1 ، \lambda_1 = 1600nm ، \lambda_0 = 800nm$ و $\beta = 0.005$.

$$phase = 2\pi \frac{\Delta t}{T_1} = \omega_1 \Delta t \qquad (۹)$$

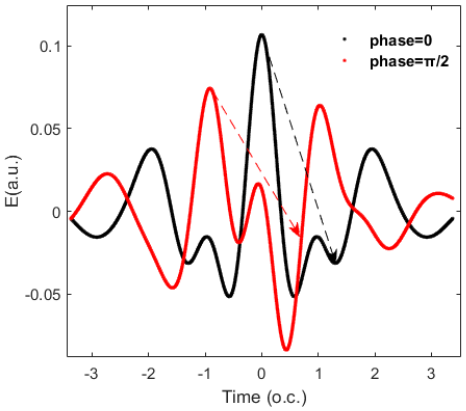
با گام $\frac{\pi}{8}$ تغییر می کند. همانطور که مشخص است بدون ملاحظه ی شدت، فرکانس قطع در فاز $\phi = \frac{\pi}{2}$ بیشترین مقدار (۳۶۴/۲) را دارد که در شکل با رنگ سبز بصورت خط چین(ـ ـ) مشخص شده است.

مطابق با شکل۴، طیف مربوط به حالت $\phi = \frac{\pi}{2}$ با فرکانس قطع ۳۶۰ نسبت به حالت $\phi = 0$ با فرکانس قطع (موثر دوم)، ۵۵۰ شدت بیشتری دارد. مطابق شکل ۵ این فرکانس ها برای حالت فاز $\phi = 0$ و $\phi = \frac{\pi}{2}$ به ترتیب مربوط به رویداد تولد الکترون در لحظه صفر (ابتدای پیکان خط تیره سیاه رنگ) و بازترکیب در لحظه ۱/۳ چرخه ی اپتیکی (انتهای پیکان خط تیره سیاه رنگ) و تولد الکترون در لحظه

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

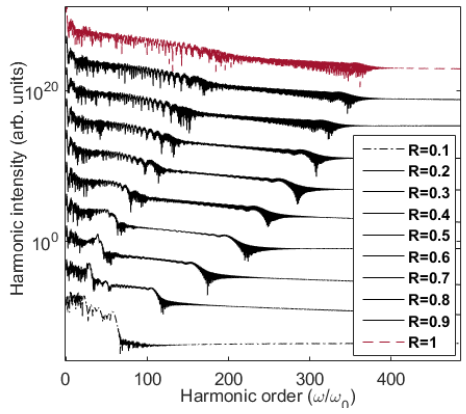
[Downloaded from opsi.ir on 2024-03-29]

۰/۹- چرخه ی اپتیکی (ابتدای پیکان خط تیره قرمز رنگ) و بازترکیب در لحظه ۰/۶۹ چرخه ی اپتیکی (انتهای پیکان خط تیره قرمز رنگ) می باشد. بنابراین علت افزایش قطع تحت حالت $\phi=\frac{\pi}{2}$ نسبت به حالت $\phi=0$ در قوی تر بودن میدان در موقع برگشت الکترون به یون مادر می باشد (یعنی میدان الکتریکی در لحظاتی که با نوک پیکان ها مشخص شده است).



(شکل۵) میدان برای حالت های $\phi=0,\frac{\pi}{2}$ و طول موج های $\lambda_0=800nm$ و $\lambda_1=1600nm$ با $R=1$

اکنون به ازای فاز بهینه مشخص شده ($\phi=\frac{\pi}{2}$)، طیف هارمونیک ها را برای مقادیر مختلف R (از ۰/۱ تا ۱ با گام ۰/۱) حساب کردیم که در شکل ۶ قابل مشاهده است. مطابق شکل مشاهده می شود که با افزایش R از مقدار ۰/۱تا ۱ فرکانس قطع افزایش می یابد (بر مبنای بحث نیمه کلاسیکی) [۳-۱۰].



(شکل ۶) طیف هارمونیک برحسب R به ازای $\phi=\frac{\pi}{2}$

۴- نتیجه‌گیری

در نتیجه ما بصورت روش مند تولید پالس هارمونیک با فرکانس قطع بیشینه را در یک میدان لیزری دو رنگ با پارامترهای لیزری متفاوت در حضور نانوساختار را بررسی کردیم. شبیه سازی نشان می دهد که با ترکیب دو پالس با طول موج های مرکزی ۸۰۰ و ۱۶۰۰نانومتر فرکانس قطع افزایش می یابد. همچنین به ازای فازنسبی بهینه $\phi=\frac{\pi}{2}$ و $R=1$ فرکانس قطع بیشترین افزایش را نسبت به حالت $\phi=0$ و $R=1$ نشان می دهد. در ادامه تاثیر تغییرات نسب شدت های پالس های فرودی R بر روی ساختار طیف برای فاز بهینه ثابت بررسی شد. به ازای همان $R=1$ بیشترین مرتبه فرکانس قطع مشاهده می گردد.

مراجع

[1] F. Krausz, M. Ivanov, “Attosecond physics”, Rev. Mod. Phys, vol. 81, pp. 163, 2009.
[2] L. Pengfei, L. Peixiang, C. Wei, W. Xinlin, Y. Guang, “Phase-locked high-order-harmonic and sub-100-as pulse generation from stretched molecules”, Phys. Rev. vol. A, No. 74, pp. 063411, 2006.
[3] Corkum, P. B, “ Plasma perspective on strong field multiphoton ionization”, Phys. Rev. Lett. No. 71, pp. 1994–1997, 1993.
[4] Kim S1, Jin J, Kim YJ, Park IY, Kim Y, Kim SW, ‘‘High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement’’, Nature, No. 453, pp. 757, 2008.
[5]A.Husakou, S.-J. Im, J. Herrmann, ‘‘Theory of plasmon-enhanced high-order harmonic generation in the vicinity of metal nanostructures in noble gases’’, Phys. Rev, vol. A 83, No. 043839, 2011.
[6] B. Feti, K. Kalajdzi, D. B. Milosevi, ‘‘High-order harmonic generation by a spatially inhomogeneous field’’, Ann. Phys, No. 525, pp. 107, 2013.
[7] I-Lin Liu, Peng-Cheng Li, Shih-I Chu, ‘‘Coherent control of the electron quantum paths for the generation of single ultrashort attosecond laser pulse’’, physical review, vol. A 84, No. 033414, 2011.
[8] T. Shao, G. Zhao, B. Wen, H. Yang, “Theoretical exploration of laser-parameter effects on the generation of an isolated attosecond pulse from two-color high-order harmonic generation”, Physical Review, vol. A 82, No. 063838, 2010.
[9] B. Feti, K. Kalajdzi, Dejan B. Milosevi, ‘‘Highorder harmonic generation by a spatially inhomogeneous field’’, Ann.Phys, vol. 525, No. 1–2, pp. 107–117, 2013.
[10]M. Mohebbi, S. Nazarpoor Malaei, ‘‘Electron path control of high-order harmonic generation by a spatially inhomogeneous field”, Journal of Modern Optics, Vol. 63, No. 7, pp. 643–652, 2015.

[۱۱]عسکری سمانه، محبی مسعود، "تولید هارمونیک مرتبه بالا در میدان افزایشی با استفاده از پالس‌های ۸۰۰ و۱۰۶۴ نانومتر در حضور نانوساختار فلزی پاپیونی شکل"، کنفرانس فیزیک ایران۱۳۹۵، دانشگاه شیراز، شماره ۸۸۱.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2024-03-29]