



بررسی اثر شدت در تولید پالس های آتوثانیه تحت شرایط اولیه حالت همدوس

رامین رستمی ، سعید باطبی، فروغ حسین زاده

گروه فیزیک دانشگاه گیلان ، خیابان نامجو ، رشت

dr.raminro@gmail.com

چکیده - به منظور بدست آوردن پالس آتو ثانیه کوتاه، به حل معادله شرودینگر یک بعدی برای یون هلیوم پرداختیم. با بدست آوردن تبدیل فوریه ی شتاب دو قطبی القایی برای یک میدان لیزر با پارامترهای اولیه، طیف هارمونیک های مرتبه بالا را رسم کردیم. در این روش از برهم نهی ویژه حالت های شعاعی، با در نظر گرفتن تابع موج اولیه به عنوان حالت پایه R_{10} و حالت برانگیخته ی R_{20} ، و سپس، با تغییر شدت میدان لیزر یک طیف پیوسته بدست آوردیم. با کنترل دقیق پارامتر شدت، پهنای طیفی و بهره هماهنگ ها افزایش می یابد. در نهایت یک پالس منفرد پر شدت آتوثانیه بدست می آید.

کلید واژه- تولید هارمونیک های مرتبه بالا، پالس آتو ثانیه منفرد، میدان لیزر سه رنگی

Study of the effect of intensity on the generation of attosecon pulses under initial conditions of the coherent state

Ramin rostami, Saeed batebi ,Forouq hosseinzadeh

Abstract- In order to get a short attosecond pulse, we solved 1D Schrödinger equation for a helium ion. By Applying the forier transformation of the induced dipole acceleration, we succeed to depict high order harmonics for a laser field with the first parametrs. In this method, by considering the initial wave equation as the superposition of the ground state R_{10} and the excited state R_{20} , and then, by varying the laser field intensities, we created a continuous spectrum. By carefully controlling the intensity parameters, spectral width and efficiency of the harmonics increases. Finally, an intense, single attosecond pulses is obtained.

۱- مقدمه

تولید هارمونیک های مرتبه بالا (HHG^1) تاکنون پیشرفته ترین روشی بوده است که توانسته پالس های آتوئانیه منفرد را تولید کند. این پدیده زمانی اتفاق می افتد که اتم ها یا مولکول ها با لیزر شدید بر هم کنش می کنند. پالس های آتوئانیه تولید شده از هارمونیک های مرتبه بالا، ابزارهای مهمی برای مطالعه و بررسی حرکت الکترون ها در داخل اتم ها و مولکول ها هستند. زیرا واحد اتمی، 24 آتوئانیه است، که مقیاس زمانی حرکت الکترون در اتم نیز می باشد. هر دو بخش تئوری و تجربی نشان داده اند که طیف HHG یک مشخصه عمومی دارد: این طیف در تعداد کمی از هماهنگ های اول کاهش می یابد، سپس یک ناحیه تخت^۲ را نشان می دهد و در نهایت با یک بسامد قطع^۳ به پایان می رسد. روند HHG را می توان به وسیله مدل سه مرحله ای نیمه کلاسیکی [۲و۱] کاملاً درک کرد. در این مدل ابتدا الکترون در یک سد پتانسیل که بوسیله پتانسیل کولونی و پتانسیل میدان لیزری شکل گرفته است، تونل می زند. سپس شتاب گرفته و تحت تاثیر میدان لیزری، انرژی جنبشی بدست می آورد. در نهایت الکترون با یون مادر باز ترکیب می شود و یک فوتون گسیل می کند. انرژی این فوتون برابر است با: $E_{cutoff} = I_p + 3.17U_p$ که در آن I_p پتانسیل یونیزاسیون و $U_p = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega^2}$ انرژی پاندوماتیو الکترون آزاد در میدان لیزری و $E_{cutoff} = \hbar\omega_c$ انرژی قطع است [۲و۱]. در واحد اتمی می توان $U_p \propto I\lambda^2$ نوشت. مقدار I_p ثابت است. بنابراین انرژی قطع با $\hbar\omega_c \propto I\lambda^2$ متناسب خواهد بود. اینجا λ طول موج و ω_c بسامد قطع است و همانطور که می بینیم با شدت و طول موج متناسب است [۳]. بنابراین برای اینکه بسامد قطع در هماهنگ بالاتری رخ دهد دو راه داریم،

یا باید طول موج را افزایش دهیم و یا باید شدت لیزر را افزایش دهیم که ما راه دوم یعنی افزایش شدت را انتخاب کردیم. با افزایش شدت، همانطور که نشان دادیم ($\hbar\omega_c \propto I\lambda^2$) بسامد قطع نیز افزایش می یابد که این رویداد را در طیف های هارمونیک مشاهده خواهیم کرد. یعنی با افزایش شدت، بسامد قطع نهایی در طیف هارمونیک رو به جلو حرکت کند. از طرفی می دانیم که افزایش شدت لیزر تا بی نهایت، به دلیل محدودیت پتانسیل یونیزاسیون و اشباع یونیزاسیون اتم، غیر ممکن است.

۲- تئوری

محاسبات ما بر مبنای حل معادله ی شرودینگر وابسته به زمان یک بعدی و بر اساس تقریب تک الکترون فعال است [۵و۴] (محاسبات در واحد اتمی انجام شده است). در این تقریب تنها یک الکترون شتاب دار می شود و فوتون ساطع می کند. در محاسبات، از پتانسیل کولونی هموار شده $V(x) = -2/\sqrt{x^2 + 0.5}$ برای یون هلیوم (He^+) استفاده می کنیم (0.5 پارامتر هموار ساز است). همچنین، میدان لیزر که در نظر گرفتیم، میدان لیزر سه رنگی است [۴و۳] و به صورت زیر است:

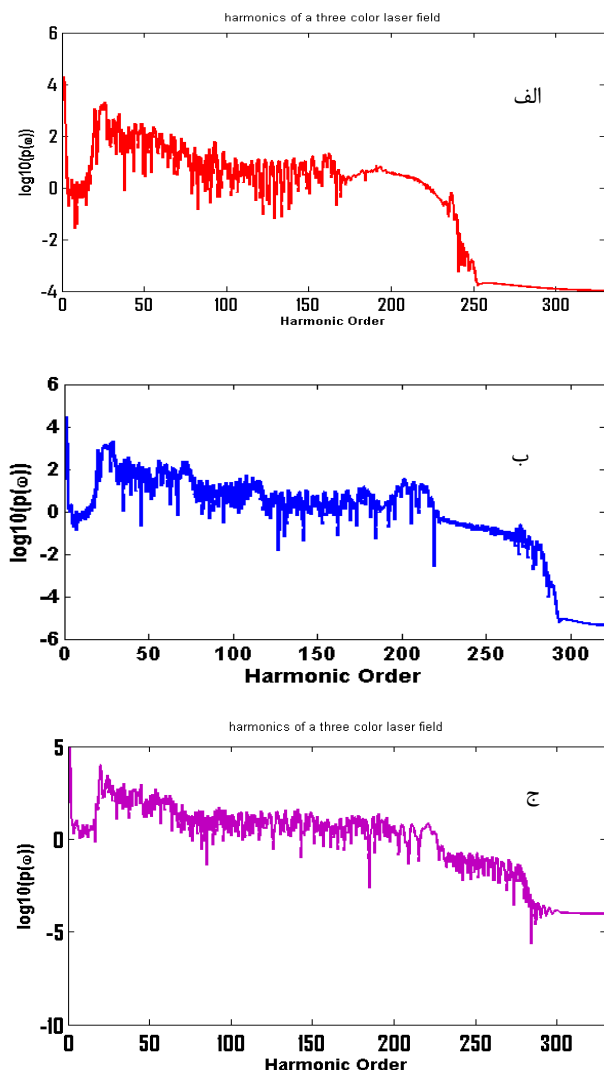
$$E(t) = \sum_{i=1}^3 E_0 \left(\exp \left(-4 \ln(2) \frac{t^2}{\tau_i^2} \right) \cos(\omega_0 t + \phi_i) \right) \quad (1)$$

اینجا ω_0 ، E_0 ، ϕ_i و τ_i ($i=1,2,3$) به ترتیب فرکانس، دامنه، فاز و مدت تپش برای میدان لیزری اصلی و کنترلی است. طول موج، بازه زمانی^۴ و شدت همه ی میدان ها یکسان و به ترتیب برابر 800nm ، 10ft و $5 \times 10^{14} \frac{W}{cm^2}$ است. با داشتن تابع موج $\psi(x, t)$ وابسته به زمان، شتاب دوقطبی القایی را

cut off^۲
duration^۴

High order harmonics generation^۱
plateau^۳

افزایش بهره برای طیف هارمونیک حالت همدوس برای برهم نهی حالت های R_{10} و R_{20} ، نسبت به حالت اولیه R_{10} ایجاد می شود [۵].



شکل ۲: طیف هارمونیک یون هلیوم برای برهم نهی همدوس حالت های R_{10} و R_{20} ، برای الف) شدت $I=1$ (منحنی قرمز)، ب) $I=2.5$ (منحنی آبی)، ج) $I=5$ (منحنی بنفش).

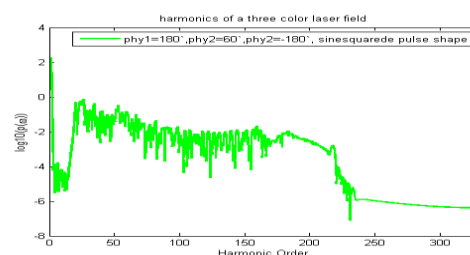
درمقایسه منحنی سبز و منحنی بنفش مشاهده می کنیم که شدت ناحیه تخت طیف هارمونیکی ما افزایش یافته است که باعث بدست آمدن پالس آتو ثانیه بهتر می شود. در این مقاله پارامتر I را از 1 تا 5 با مقدار اختلاف 0.5 افزایش می دهیم. به منظور مقایسه بهتر طیف های هارمونیکی و یافتن بهترین تک پالس آتو ثانیه، ما فقط سه مقدار $I=1$ (منحنی قرمز)

بدست آورده و از طریق آن طیف هماهنگ را از تبدیل فوریه $d(t)$ بدست می آوریم. پالس آتو ثانیه از برهم نهی چندین مرتبه از هارمونیک ها بدست می آید [۵]. تابع حالت اولیه برای معادله شرودینگر به صورت برهم نهی از ویژه تابع های شعاعی R_{10} و R_{20} به شکل زیر بیان می شود:

$$\psi(z, t = 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (R_{10} + R_{20}) \quad (2)$$

۳- نتایج محاسبات و شبیه سازی:

با توجه به اینکه بهره HHG های تولید شده برای بسیاری از برنامه های کاربردی ضعیف هستند. در نتیجه برای تولید تک پالس آتو ثانیه شدید باید بهره ی طیف هارمونیکی را افزایش داد. در شکل ۱ طیف هارمونیک لیزر سه رنگی تابع موج اولیه، برای تابع حالت $\psi(z, t=0) = \exp(|z|)$ رسم شده است. تک پالس آتو ثانیه در حدود 200 آتو ثانیه است و چندان مطلوب نمی باشد.



شکل ۱: طیف حاصل از تابع موج اولیه (R_{10}) رسم شده است.

بنابراین طیف هارمونیک HHG را به حالت

$$\psi(z, t = 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (R_{10} + R_{20})$$

تغییر می دهیم (در شکل ۲ منحنی بنفش) تا بهره ی طیف افزایش یابد. ناحیه تخت در برهم نهی همدوس حالت های R_{10} و R_{20} حداقل چهار مرتبه بیشتر از حالت اولیه R_{10} است. وقتی حالت اولیه یک برهم نهی همدوس از حالت های R_{10} و R_{20} باشد، گذار دوقطبی بین حالت های مقید و پیوستار می تواند کاهش یابد، که در آن حالت R_{20} مسئول یونیزاسیون و جمعیت حالت های پیوستار است. به همین دلیل

بدست آمده در حدود 68 آتو ثانیه است (شکل ۳). ارتفاع پالس اصلی تقریباً پنج برابر بلند ترین پالس فرعی^۶ است که مطلوب است. در ضمن برای دو طیف دیگر پهنای زمانی پالس بدست آمده در محدوده‌ی آتو ثانیه نبوده که به همین دلیل از مقایسه صرف نظر شده است.

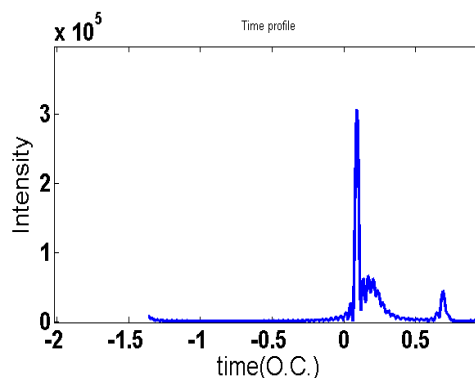
۴- نتیجه گیری:

ما بطور تئوری طیف HHG وابسته به شدت و در نتیجه تک پالس آتو ثانیه برای مدل یون He^+ گونه توصیف کردیم. در مرحله اول با آماده سازی یون های He^+ در یک برهم نهی همدوس از حالت R_{10} و R_{20} ، شدت طیف هارمونیک افزایش یافته است. در مرحله دوم با تغییر I میدان اصلی، به وضوح ناحیه تخت عریض تر با نوسانات کمتر تر و در نتیجه پالس با پهنای زمانی بهتری بدست می‌آید.

مراجع

- [1] P.B.corkum, phys. Rev. lett, vol. 71, pp.1994, 1993.
- [2] M. Lewenstein, Ph. Balco, M. Yivanov, A. L'Huillier and P.B. corkum, phys. Rev. A, vol. 49, pp. 2117, 1994.
- [3] Xu Cao, Shicheng Jiang, Chao Yu, Yunhui Wang, Lihua Bai, and Ruifeng Lu, Opt. Express 22, 26153-26161 (2014)
- [4] Platonenko, V. T., 2001 Quantum Electron., 31, 55.
- [5] M. Mohebbi, optik-Int. J. Light Electron opt. (2014)

$I=2.5$ (منحنی آبی)، $I=5$ (منحنی بنفش) در نظری-گیریم (شکل ۲). همان طور که در مقدمه ذکر شد با افزایش شدت باید بسامد قطع نیز افزایش یابد ($\hbar\omega_c \propto I\lambda^2$) و این را در طیف های هارمونیک شکل ۲ مشاهده می کنیم. در این شکل با افزایش شدت، بسامد قطع به جلو حرکت می‌کند. همچنین راستای عمودی نمودار معرف شدت است، بنابراین با افزایش شدت، طیف هارمونیک در سطح بالاتری قرار می‌گیرد.



شکل ۳: نمودار تک پالس آتو ثانیه برای طیف منحنی آبی در شکل ۲ به ازای شدت $I=2.5$

در منحنی آبی (شکل ۲) ارتفاع ناحیه تخت نسبت به منحنی بنفش مقداری کاهش یافته ولی عمق بسامد^۵ آن کاهش یافته و مرتبه هارمونیک بسامد قطع نیز افزایش یافته است. همچنین در منحنی آبی بسامد قطع شدید تری داریم. این خصوصیات باعث بدست آوردن پالس آتو ثانیه بهتر می‌شود. همانطور که در شکل ۳ می‌بینید با افزایش I (شدت) میزان ارتفاع ناحیه تخت افزایش می‌یابد. در منحنی قرمز نوسانات کاهش بیشتری می‌یابد ولی ارتفاع ناحیه تخت کاهش قابل توجهی داشته است. همچنین بسامد قطع ملایم تری نسبت به منحنی قرمز دارد که مطلوب نیست. طیف منحنی آبی تک پالس بهتری در مقایسه با دو منحنی دیگر دارد. پهنای پالس