بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی

بررسی اثر تغییر توابع چیرپ در کنترل بهینه بسامد قطع هماهنگ های مرتبه بالا و تولید پالس آتوثانیه با استفاده از میدان لیزری دورنگی چیرپ شده

زینب عموئی، مصطفی قدیری، سعید باطبی

گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

چکیده - ما در این مقاله روشی را برای تولید پالس آتوثانیه منفرد با ترکیب میدان لیزری اصلی چیرپ شده (۵ fs، ۸۰۰ nm) با دو تابع چیرپ متفاوت و میدان لیزری کنترل کننده (۱۰ fs، ۴۰۰ nm) ارائه می دهیم. نشان داده خواهد شد با وارد کردن پارامتر چیرپ بهینه در میدان لیزری اصلی، ناحیه تخت طیف هماهنگ های مرتبه بالا گسترده تر شده و به دلیل معرفی پالس چیرپ دار، مسیر کوتاه کوانتومی تقویت و مسیر بلند حذف می شود. با برهم نهی بازه انتخابی مناسبی از طیف هماهنگ ها درناحیه گسترده، پالس منفرد آتوثانیه تولید خواهد شد.

کلید واژه- پالس آتو ثانیه منفرد، تولید هماهنگ های مرتبه بالا، میدان لیزری دورنگی چیرپ شده

Investigating the Effect of Change of Chirp Functions in Optimal Control of High Order Harmonic's Cutoff and Attosecond Pulse Generation by Chirped Two-Color Laser Field

Zeynab Amouei, Mostafa Ghadiri and Saeed Batebi

Department of Physics, University of Guilan, Rasht

Abstract- In this paper we propose a method for an isolated attosecond pulse generation using the combination of fundamental chirped laser field (5 fs, 800 nm) with two chirp function and a controlling laser field (10 fs, 400 nm). It is shown that by inserting optimized chirped parameter in fundamental laser field, plateau of the high order harmonics would be broadened. Furthermore, because of importing chirped pulse, quantum short trajectory is enhanced and long trajectory is suppressed. By superposition of properly selected range of the harmonics spectrum in the continuum region, an isolated attosecond pulse is generated.

Keywords: Isolated attosecond pulse, High order harmonics generation, Chirped two-color laser field

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

۱- مقدمه

در دو دهه اخیر، تولید پالس آتو ثانیه به وسیله تولید هماهنگ های مرتبه بالا (HHG)، تحقیقات تئوری و تجربی بسیاری را به خود جذب کرده است .دلیل آن است که پالس های آتوثانیه ناحیه بالای فرابنفش، ابزاری را برای بررسی پروسه های الکترونیکی در اتم ها و مولکول ها با دقت و قدرت تفکیک پذیری بی سابقه ای فراهم می کند. طیف HHG یک مشخصه عمومی دارد: این طیف در تعداد کمی از هماهنگ های اول کاهش یافته، سپس یک ناحیه گسترده پهن شده را نشان می دهد (plateau) و در نهایت با یک cutoff تند (بسامد قطع) حول انرژی $I_P+3.17U_P$ به پایان می رسد. I_P پتانسیل یونیزاسیون و U_P انرژی پاندرماتیو است. روند HHG می تواند به وسیله ی مدل نیمه کلاسیکی [۱] سه مرحله ای و همچنین با تئوری کاملا کوانتومی [۲] فهمیده شود. در مکانیسم سه مرحله ای ابتدا الکترون در یک سد پتانسیل که به وسیله پتانسیل کولنی و پتانسیل میدان لیزری شکل گرفته است، تونل می زند، سپس نوسان کرده و تحت تاثیر میدان لیزری انرژی جنبشی به دست می آورد. وقتی جهت میدان لیزری معکوس شد، الکترون به عقب رانده می شود تا با یون مادر بازترکیب شده و یک فوتون هماهنگ را گسیل کند. انرژی این فوتون برابر است با مجموع انرژی جنبشی الکترون در میدان لیزری و پتانسیل یونیزاسیون. در هر حال برای کاربردهای عملی، مقیاس سنجی آتوثانیه بر تولید یک پالس آتوثانیه منفرد ترجیح دارد [۳]. در مدل سه مرحله ای می توان دید که پروسه HHG در مراحل مختلف می تواند کنترل شود. کنترل مسیرهای کوانتومی یک روش مفید برای تولید یک تک پالس آتو ثانیه است [۴]. نشان داده شده که دو مسیر کوتاه و بلند در هر هماهنگ وجود دارد [۵]. یک الکترون در مسیر کوتاه در مدت زمان کمتری از یک نیم چرخه میدان لیزری به هسته باز می گردد اما در مسیر بلند به مدت زمانی بیش از یک نیم چرخه برای بازگشت به هسته نیاز است. به دلیل این که دو مسیر زمان های گسیل متفاوتی دارند، هماهنگ ها قفل شدگی فازی ندارند [۶]. برای حل این مساله، کنترل مسیر کوانتومی به منظور انتخاب یک مسیر تنها و فیلتر کردن برخی از هماهنگ های پی درپی در ناحیه قطع ضروری است.

۲- تئوری

ما HHG و تولید پالس آتو ثانیه را با حل عددی معادله شرودینگر وابسته به زمان یک بعدی زیر برای یون نئون با کمک تکنیک عملگر دوگانه سریع فوریه بررسی می کنیم:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t)=\left[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+V(x)-E(t)x\right]\psi(x,t) \quad (۱)$$

پتانسیل کولمب را به صورت $V(x)=-a/\sqrt{x^2+b}$ در نظر می گیریم. پارامتر های $a=1$ و $b=0.817$ را این گونه انتخاب می کنیم به گونه ای که بتواند انرژی بستگی حالت پایه ۲۱/۵۶ a.u را برای یون نئون تولید کند [۷] (در تمام معادلات از واحدهای اتمی استفاده شد). میدان لیزری اصلی چیرپ دار (۸۰۰ nm، ۵ fs) و یک میدان لیزری کنترل کننده (۴۰۰ nm، ۱۰ fs) با هم ترکیب می شوند تا به عنوان پالس حامل برای تولید پالس آتوثانیه به کار رود. شدت های میدانهای لیزری اصلی و کنترلی را به ترتیب $1\times10^{14}W/cm^2$ و $1\times10^{13}W/cm^2$ قرار دادیم. عبارت میدان ترکیبی می تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$\boxed{\begin{aligned}E(t)=&E_0 f_0(t)\cos(\omega_0 t+\delta(t))\\&+E_1 f_1(t)\cos(\omega_1 t)\end{aligned}} \quad (۲)$$

به طوری که $E_i(i=0,1)$ دامنه های میدان های لیزری و $f_i(t)=\exp(-\frac{4\ln(2)t^2}{\tau_i^2})(i=0,1)$ پوش میدان لیزری و ω_i و $\tau_i(i=0,1)$ به ترتیب فرکانس و مدت زمان (پهنای موج در نصف مقدار ماکزیمم) میدان های لیزری هستند. در این جا تابع چیرپ $\delta(t)$ (فاز پوش-حامل متغیر با زمان) را به دو صورت $\delta(t)=-\beta\omega_0 t^2$ و $\delta(t)=-\beta_0\tanh(\frac{t-t_0}{T})$ در نظر گرفته و تاثیر هر یک از آن ها را بر تولید هماهنگ های مرتبه بالا بررسی می کنیم. تابع چیرپ اول با تنظیم پارامتر β و چیرپ دوم با پارامترهای β_0 و T کنترل می شود (مقدار t_0 برابر صفر در نظر گرفته می شود). پس از حل معادله شرودینگر [۸] و به دست آوردن تابع موج وابسته به زمان، شتاب دو قطبی القایی به صورت زیر محاسبه می شود [۳]:

$$a(t)=-\left\langle\psi(x,t)\middle|\frac{\partial V(x)}{\partial x}-E(t)\middle|\psi(x,t)\right\rangle \quad (۳)$$

طیف هماهنگ ها با مربع تبدیل فوریه $a(t)$:

$$P(\omega)=\left|\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int a(t)e^{-i\omega t}dt\right|^2 \quad (۴)$$

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

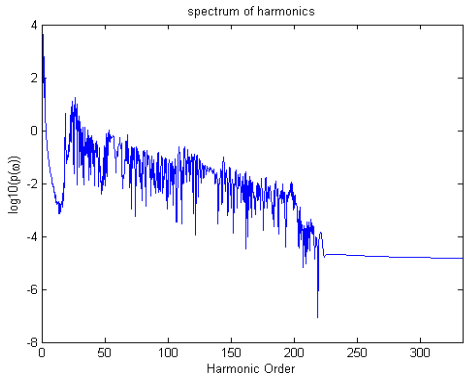
و با برهم نهی چندین مرتبه از هماهنگ ها، پالس آتوثانیه با پروفایل زمانی زیر به دست می آید :

$$I(t)=\left|\sum a_q e^{i\omega t}\right|^2 \qquad (۵)$$

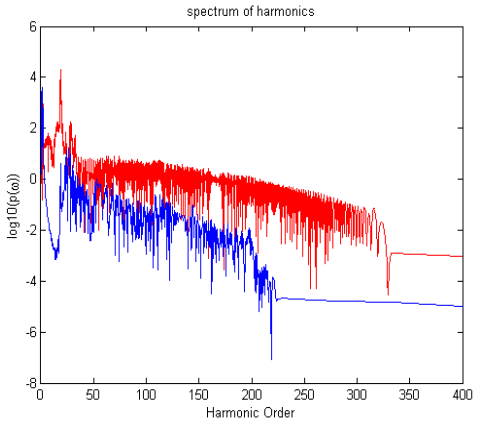
که در آن $a_q=\int a(t)e^{-i\omega t}dt$ و q از هماهنگ های نزدیک بسامد قطع انتخاب می گردد زیرا جفت شدگی فازی در این قسمت روی می دهد.

۳- نتایج محاسبات و شبیه سازی

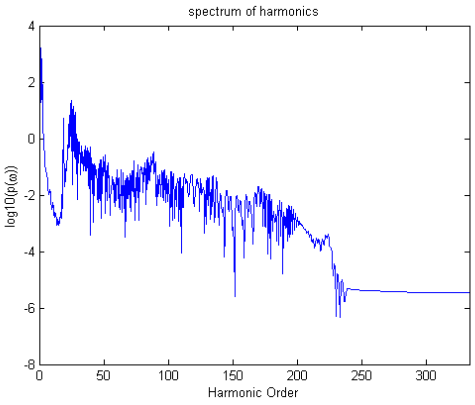
ابتدا طیف هماهنگ های مرتبه بالا را با قرار دادن یون نئون در برابر میدان لیزری دو رنگی و در نظر گرفتن تابع چیرپ به صورت $\delta(t)=-\beta\omega_0 t^2$ با پارامتر چیرپ $\beta=0$ (بدون چیرپ) به دست می آوریم (شکل ۱). موقعیت بسامد قطع طیف در هماهنگ ۱۹۸ ام است. برای انتخاب پارامتر چیرپ مناسب و بهینه، طیف هماهنگ ها برای مقادیر مختلف پارامتر چیرپ رسم شده و نقاط بسامد قطع برای این پارامترها بررسی و بدین ترتیب چیرپ پالس لیزری کنترل شده است [۹]. مطابق شکل پارامتر چیرپ بهینه $\beta=0.8$ می باشد (شکل۲). در شکل ۳، نمودار طیف هماهنگ ها برای $\beta=0.8$ مشاهده می شود. همان گونه که در شکل مشخص است ناحیه تخت طیف هماهنگ ها در مقایسه با میدان لیزری بدون چیرپ گسترده تر و موقعیت بسامد قطع از هماهنگ ۱۹۸ ام به هماهنگ ۳۲۰ ام منتقل شده است. علاوه بر این افزایش شدتی حدود ۱ تا ۲ مرتبه بزرگی به وجود آمده که به دلیل تقویت مسیرهای کوتاه کوانتومی می باشد. در گام بعد با بر هم نهی بازه مناسبی از هماهنگ ها و با استفاده از رابطه (۴) به تولید پالس آتوثانیه می پردازیم. شکل ۴ پروفایل زمانی پالس۱۳۴ آتوثانیه ای تولید شده با میدان لیزری دورنگی بدون چیرپ را با بر هم نهی هماهنگ های ۱۵۵ تا ۱۸۵ ام نشان می دهد . در شکل ۵، تک پالس ۱۱۲ آتوثانیه ای تولید شده در میدان لیزری دورنگی چیرپ دار با پارامتر چیرپ $\beta=0.8$ با بر هم نهی هماهنگ های ۲۲۵ تا ۳۱۵ ام نشان داده شده است. برای به دست آوردن پالس آتوثانیه کوتاه تر، تابع چیرپ دیگری به صورت $\delta(t)=-\beta_0\tanh(\frac{t-t_0}{T})$ را نیز مورد بررسی قرار میدهیم. پس از محاسبات، پارامترهای چیرپ بهینه β_0 و T برای این تابع به ترتیب ۶/۲۵ و ۲۰۰ به دست آمدند.



شکل ۱: طیف هماهنگ های تولید شده از یون نئون با استفاده ازمیدان لیزری دورنگی بدون چیرپ ($\beta=0$)



شکل ۳: طیف هماهنگ های تولید شده از یون نئون با استفاده ازمیدان لیزری دورنگی بدون چیرپ (نمودار آبی) و میدان لیزری چیرپ دار با پارامتر چیرپ $\beta=0.8$ (نمودار قرمز)

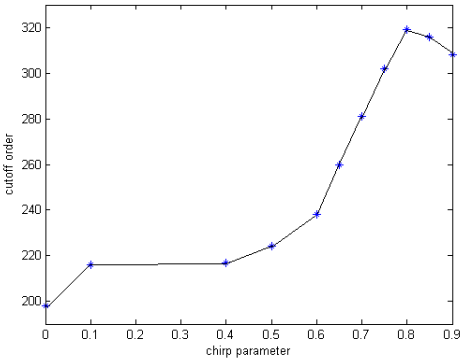


شکل ۶: طیف هماهنگ های تولید شده با استفاده ازمیدان لیزری دورنگی چیرپ دار با پارامتر چیرپ بهینه $\beta_0=6.25$

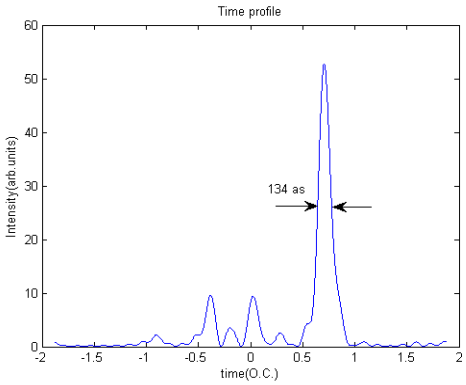
نمودار ۶ طیف هماهنگ های تولید شده با میدان لیزری چیرپ دار با بسامد قطع در هماهنگ ۲۲۵ ام را برای این تابع چیرپ نشان می دهدکه مانندتابع چیرپ قبلی در مقایسه با شکل بدون چیرپ (هماهنگ ۱۹۸ ام) ناحیه تخت گسترش یافته است. در نهایت پالس ۱۰۰ آتوثانیه

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

ای ناشی از بر هم نهی هماهنگهای ۱۳۰ تا ۲۲۵ ام مربوط به طیف تولید شده ازمیدان دو رنگی چیرپ دار با پارامتر چیرپ بهینه $\beta_0 = 6.25$ به دست می آید (شکل ۷) که درمقایسه با تابع چیرپ اول مدت زمان کوتاهتری دارد.



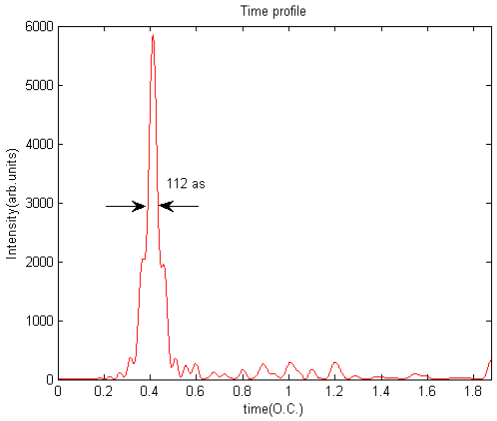
شکل ۲: فرکانس قطع طیف هماهنگ ها برحسب β های متفاوت



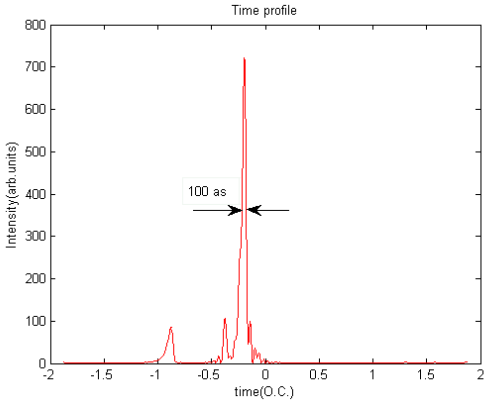
شکل ۴: پروفایل زمانی پالس آتوثانیه منفرد با بر هم نهی هماهنگ های مرتبه ۱۵۵ تا ۱۸۵ ام برای میدان لیزری دورنگی بدون چیرپ

۴- نتیجه گیری

دراین مقاله، تولید هماهنگهای مرتبه بالا با استفاده از میدان لیزری دورنگی چیرپ شده با معرفی دوتابع چیرپ متفاوت و همچنین بدون چیرپ بررسی شده و پالس های آتوثانیه شبیه سازی شدند. مقدار بهینه پارامترچیرپ محاسبه شدکه نشان میدهد واردکردن یک پارامترچیرپ مناسب درعبارت میدان لیزری دورنگی علاوه برگستردن ناحیه تخت طیف هماهنگها و افزایش شدت آنها، باعث ایجادیک پالس آتوثانیه منفرد بامدت زمان۱۱۲آتوثانیه میگردد. همچنین توانستیم با جایگزین کردن تابع چیرپ جدید تک پالس ۱۰۰ آتوثانیه ای را مدلسازی کنیم.



شکل ۵: پروفایل زمانی پالس آتوثانیه منفرد با بر هم نهی هماهنگ های مرتبه ۲۲۵ تا ۳۱۵ ام برای میدان لیزری دورنگی چیرپ شده



شکل ۷: پروفایل زمانی پالس آتوثانیه منفرد با بر هم نهی هماهنگ های مرتبه ۱۳۰ تا ۲۲۵ ام برای میدان لیزری دورنگی چیرپ شده

۵- مراجع

[1] P. B. Corkum, **Phys. Rev. Lett**., Vol. 71, pp.1994, 1993 .

[2] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Y. Ivanov, A. L'Huillier and P. B .Corkum, **Phys. Rev. A.** Vol. 49, pp. 2117, 1994.

[3] D. Hongchuan, W. Huiqiao and B. Hu; *"Isolated short attosecond pulse generated using a two-color laser and a high-order pulse"*; **Phys. Rev. A.** 81, (2010) 063813.

[4] X. He and J. M. Dahlstrom; *" Interference effect in two-color high order harmonic generation ";* **Phys. Rev. A.** 82, (2010) 033410.

[5] Z. Chang, *"Fundamental of Attosecond Optics*", CRC Press (2011).

[6] J. Wu, G. Zhang, C. Xia, and X. Liu, *"Control of the high-order harmonics cutoff and attosecond pulse generation through the combination of a chirped fundamental laser and a subharmonic laser field"*, **Phys Rev A** 82, 013411 (2010).

[7] Z. Gang-Tai,*"Isolated sub-30-attosecond pulse generation using a multicycle two-color chirped laser and static electric field"*, **Chin. Phys. B.** Vol. 23, No. 4 (2014) 043202.

[8] V. T. Platonenko, A. F. Sterjantov, and V. V. Strelkov, *"Decrease of High Harmonic Generation Yield in the Barrier Suppression Regime"*, **Laser Phys**, Vol. 13, No. 4, 2003, pp. 433-449.

[9] Masoud Mohebbi and Saeed Batebi, *"Generation of 40-as few-cycle pulse through chirp manipulation"*, **CHINESE OPTICS LETTERS**, COL10(8), 081901(2012)

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]