بیست و ششمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و دوازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه خوارزمی،
تهران، ایران.
۱۵-۱۶ بهمن ۱۳۹۸

تولید تک پالس‌های آتوثانیه گاوسی شکل با طول زمانی مطلوب

علی نوید

دانشگاه بناب، دانشکده علوم پایه، گروه فوتونیک

ha-navid@ubonab.ac.ir

چکیده - در این مقاله روش جالب و جدیدی را برای تولید تک پالس‌های آتوثانیه گاوسی شکل در اندرکنش یک لیزر فمتوثانیه با اتم هیدروژن ارائه می‌کنیم. در این روش با کمینه سازی حاصل ضرب طول زمانی پالس در پهنای طیفی آن برای میدان الکتریکی گسیلی از اتم، به تک پالس‌های آتوثانیه گاوسی شکل دست می‌یابیم. سپس با انجام برخی تغییرات، روش خود را به تولید پالس‌های آتوثانیه گاوسی شکل با پهنای زمانی و طیفی دلخواه تعمیم می‌دهیم. در نهایت ویژگی قفل مدی پالس‌های تولید شده را مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

کلید واژه- بسته پالس گاوسی، پالس‌های آتوثانیه، تولید هارمونیک‌های بالا، قفل مدی

Generation of Single Gaussian Attosecond Pulses of Desired Time Durations

Ali Navid

ha-navid@ubonab.ac.ir

Department of science, photonics group, University of Bonab, Bonab, Iran

Abstract- In this paper, we present a new and interesting method for the **generation of single attosecond pulses in a femtosecond laser interaction by the hydrogen atom. By minimization of the duration and bandwidth product of the emitted field form the atom, single Gaussian attosecond pulses are achieved. Then, by some modifications, we extend our method to the generation of Gaussian attosecond pulses of desired time durations and bandwidths. Finally, we study the mode-locking properties of the generated** pulses.

Keywords: Gaussian wave envelope, attoseond pulses, High harmonic generation, mode locking

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

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]

مقدمه

امروزه تولید و کاربرد تک‌پالس‌های آتوثانیه مورد توجه فراوانی قرار گرفته است[۱,۲]. در حال حاضر رکورد کوتاهترین پالس تولید شده در دست محققان دانشگاه زوریخ با طول زمانی ۴۳ آتوثانیه است[۳]. زمانی که یک لیزر پرشدت ($I\sim10^{14}Wcm^{-2}$) با اتمی برهم‌کنش می‌کند تابش‌هایی در محدوده طیفی صدها برابر فرکانس لیزر توسط اتم گسیل می‌شوند. برای تولید تک‌پالس‌های آتوثانیه از برهم‌نهی مجموعه‌ای از این طیف‌های فرکانسی هارمونیک‌های بالا استفاده می‌شود[۴]. فرایند تولید هارمونیک‌های بالا در اندرکنش میدان الکتریکی لیزر با اتم به صورت کیفی توسط مدل سه مرحله‌ای نیمه-کلاسیکی قابل توضیح است[۵]. در این مدل میدان الکتریکی لیزر باعث رها شدن الکترون از قید هسته، شتاب آن در میدان لیزر و در نهایت بازگشت و برخورد آن با یون مادر می‌شود. در اثر این برخورد هارمونیک‌های مراتب بالا تولید می‌شوند. هر چند که روش‌های مختلفی برای تولید تک پالس‌های آتوثانیه ارائه شده است، روش پیشنهادی ما در اینجا با وجود سادگی قابلیت کنترل شکل پالس، پهنای زمانی و پهنای طیفی را نیز دارد. هدف ما کنترل شتاب الکترون و در نتیجه کنترل هارمونیک‌های گسیلی از اتم و در نهایت کنترل شکل پالس گسیل شده است. بدین منظور تابش اتم هیدوژن در اندرکنش با لیزر فمتوثانیه چیرپ‌دار را مورد مطالعه قرار داده و با بهینه‌سازی چیرپ فرکانس و شدت لیزر و انتخاب بازه طیفی مناسبی از طیف گسیلی، به پالس‌های آتوثانیه مورد نظر خواهیم رسید.

مبانی نظری

برای تولید هارمونیک‌های بالا در اندرکنش میدان الکتریکی یک لیزر فمتوثانیه با اتم هیدروژن، مدل یک بعدی آن را در نظر می‌گیریم. معادله شرودینگر وابسته به زمان در سیستم واحد اتمی (با نماد اختصاری a.u. که در آن $m=\hbar=e=1$) در حضور میدان الکتریکی لیزر به صورت

$$i\partial\psi/\partial t=\left[-\partial^2/\partial t^2+V(x)+E_L(t)\right]\psi(x,t) \qquad (۱)$$

نوشته می‌شود، که $V(x)=-(1+x^2)^{-1/2}$ انرژی پتانسیل الکترون در میدان اتم و $E_L(t)$ میدان الکتریکی لیزر است که با معادله $E_L(t)=E_0\sin^2(\pi t/T)\cos[\varphi_L(t)]$ داده می‌شود. در معادله فوق مقدار $T=20\,fs$ تعیین کننده طول زمانی پالس(τ_p) از طریق رابطه $\tau_p=0.364T$ است. در اینجا فرض می‌کنیم که فاز میدان الکتریکی لیزر با معادله $\varphi_L(t)=\omega_0 t+2\pi\sum_{i=0}^{i=5}\alpha_i(t/T)^i$ داده می‌شود. پارامترهای بدون بعد α_i تعیین کننده مقدار چیرپ پالس هستند که از طریق بهینه‌سازی به دست خواهند آمد. تابش گسیل شده از اتم که از شتاب گشتاور دوقطبی آن با معادله $\ddot{d}(t)=\langle\psi(x,t)|-\partial V/\partial x|\psi(x,t)\rangle$ محاسبه می‌شود، طیف بسیار وسیعی از فرکانس‌ها را دارد. ما برای حصول به پالس‌های مطلوب در ناحیه طیفی فرکانس‌های بالا از فیلتر فرکانس گاوسی $f(\omega)=\exp[-(\omega-\omega_c)/(2\Delta\omega_x)^2]$ استفاده کرده و میدان خروجی از فیلتر را از معادله

$$E_x(t)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\ddot{d}(t')f(\omega)\exp[-i\omega(t'-t)]dt'd\omega \qquad (۳)$$

محاسبه می‌کنیم. این میدان را می‌توان به صورت $E_x(t)=\varepsilon_x(t)\cos[\Gamma(t)]$ نوشت، که در آن $\varepsilon_x(t)$ پوش میدان الکتریکی و $\Gamma(t)$ فاز زمانی نام دارد. شدت و دامنه طیفی را از تبدیل فوریه $E_x(t)$ و فاز طیفی $\phi(\omega)$ را از روی دامنه طیفی $(E_x(\omega))$ طبق معادله $E_x(\omega)=|E_x(\omega)|\exp[i\phi(\omega)]$ محاسبه می‌کنیم.

روش بهینه‌سازی

پارامترهای مورد نظر برای بهینه‌سازی، دامنه و فاز میدان الکتریکی لیزر، فرکانس مرکزی فیلتر و پهنای طیفی فیلتر هستند. برای بهینه‌سازی پارامترهای مذکور و رسیدن به پالس‌های مطلوب تابع ارزش

$$J(\beta)=\sqrt{(\Delta\omega\Delta t)^2+\beta(\Delta t-\tau)^2} \qquad (۴)$$

را جهت کمینه‌سازی با روش الگوریتم ژنتیک در نظر می‌گیریم که Δt و $\Delta\omega$ به ترتیب پهنای زمانی و طیفی

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

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]

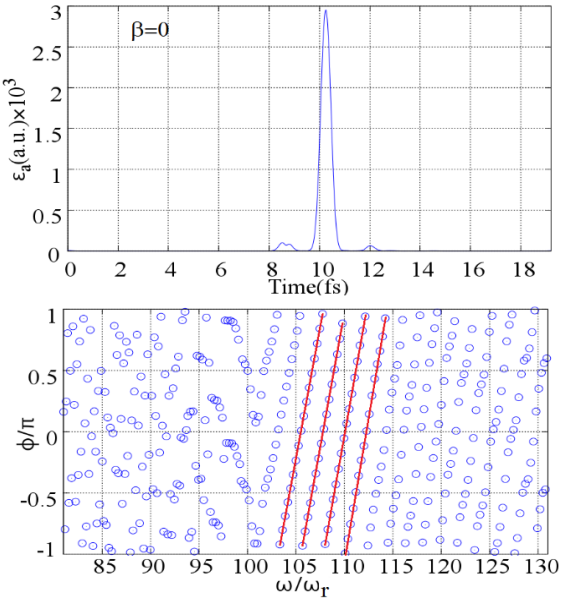
پالس حاصل شده، τ پهنای زمانی مطلوب و β پارامتر کنترل کننده اهمیت نسبی دو جمله داخل رادیکال است. ما در متن حاضر از تعریف آماری پهنای پالس استفاده می‌کنیم. برای مثال پهنای طیفی پالس با رابطه $(\Delta\omega)=\sqrt{\langle\omega^2\rangle-\langle\omega\rangle^2}$ تعریف می‌شود. به ازای $\beta=0$ تابع ارزش داده شده با معادله (۴) به صورت $J=\Delta\omega\Delta t$ در می‌آید که حاصلضرب عدم قطعیت‌های پهنای طیفی در پهنای زمانی است. طبق رابطه اصل عدم قطعیت کمینه این عبارت برای پالس‌های گاوسی و مقدار آن برابر ۰,۵ است. بنابراین انتظار داریم با کمینه‌سازی تابع ارزش $J(\beta=0)$، به پالس‌های گاوسی برسیم. ولی پهنای زمانی و طیفی پالس حاصل شده خارج از کنترل ما است. برای حصول به پالس های گاوسی با پهنای زمانی و طیفی مشخص، از پارامتر β می‌توان استفاده کرد که نسبت اهمیت گاوسی بودن پالس به پهنای زمانی مطلوب را در بهینه‌سازی مشخص می‌کند. کمینه تابع ارزش $J(\beta)$ نیز برای پالس‌های گاوسی با مقدار ۰,۵ است. اگر قابلیت تولید چنین پالسی (با توجه به محدودیت‌های در نظر گرفته شده برای لیزر) وجود نداشته باشد، شکل پالس و یا پهنای زمانی آن و در نتیجه مقدار تابع ارزش نتیجه شده متفاوت از حالت ایده‌ال خواهد بود.

نتایج عددی و بحث

برای حل عددی معادله شرودینگر وابسته به زمان در معادله (۱) از روش عملگری و تبدیل سریع فوریه بهره می‌گیریم. در اینجا از نظر ریاضی با کمینه‌سازی یک تابع ده متغیره $J(E_0,\alpha_{i(i=1,\ldots,5)},\omega_0,\omega_c,\Delta\omega_x)$ سر و کار داریم. محدوده پارامترهای لیزر برای بهینه‌سازی در جدول ۱، با توجه به امکانات تجربی و برای پارامترهای فیلتر فرکانس از روی محدوده اختیاری $0.5\le\Delta t\le5.0$ و فرض $\Delta t\Delta\omega=0.5$ به دست آمده‌اند. شکل ۱ نتایج محاسبات را برای $J(\beta=0)$ نشان می‌دهد.

جدول ۱: محدوده انتخابی پارامترها در بهینه‌سازی جهت رسیدن به پالس‌های آتوثانیه مطلوب (مقدار $\omega_r=0.057\,a.u.$ انتخاب شده است).

	E_0 (10^{14}W/cm²)	α_i (i=0,...,5)	ω_0/ω_r	ω_c/ω_r	$\Delta\omega_c/\omega_r$
کمینه	۳,۵	-۱	۰,۶	۳۰	۱,۷۵
بیشینه	۱۱,۳	+۱	۱	۱۲۰	۱۷,۵



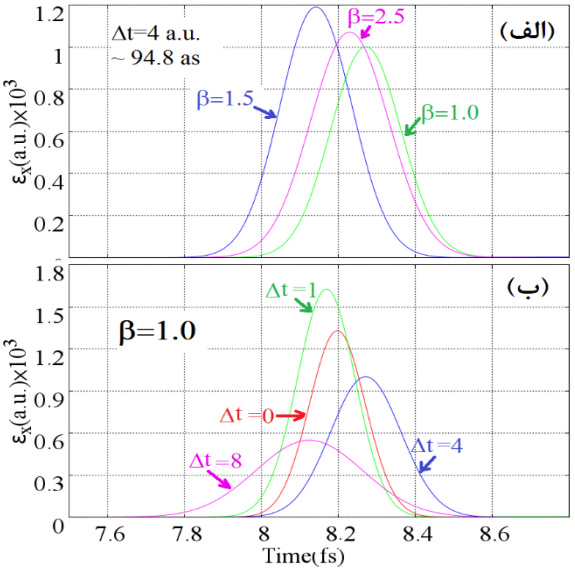
شکل ۱: (الف) پوش تک‌پالس آتوثانیه حاصل از کمینه‌سازی $J(\beta=0)$ و (ب) فاز طیفی آن در اطراف $\omega\approx106\omega_r$.

پهنای زمانی پالس فوق ۶,۴۲ a.u. یا ۱۵۵,۴ as (۱ $a.u.=24.2\,as$) و کمینه تابع ارزش حاصل ۰,۵۷ است که با حداقل مقدار نظری آن (۰,۵) برای پالس‌های گاوسی اختلاف بسیار کمی دارد. دلیل وجود پالس‌های اضافی کوچک در کنار پالس اصلی را باید در وجود همین اختلاف دانست. فاز طیفی این پالس را در شکل ۱(ب) رسم کرده ایم. محور افقی مرتبه هارمونیک‌ها را نسبت به $\omega_r\approx0.057(a.u.)$ (متناظر با طول موج $\lambda=800nm$) نشان می‌دهد. می‌دانیم که در قفل‌شدگی مدی باید اختلاف فاز بین هارمونیک‌های متوالی مقداری ثابت باشد. طبق محاسبات ما، برای شکل مذکور فاز طیفی فرکانس‌های متوالی به صورت $\varphi_n-\varphi_{n-1}=2K\pi+\theta$ است که $K\in Z$ و $\theta\approx3.33$ است. بنابراین شرط قفل‌شدگی مدی برای ناحیه طیفی اطراف $\omega\approx106\omega_r$ برقرار است. نقاط واقع بر خطوط قرمز در شکل ۱(ب) روی خط راست $\varphi_{n+1}-\varphi_{n-1}\approx0.38$

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

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]

واقع‌اند، که از شرط قفل شدگی حاصل می‌شود. شکل ۲ نتایج محاسبات را نشان می‌دهد.



شکل ۲: وابستگی زمانی پوش پالس‌های نتیجه شده برای $\Delta t = 4$ و مقادیر مختلف β (الف) و برای $\beta = 1$ و مقادیر مختلف Δt (ب).

تغییرات زمانی پوش پالس‌های حاصل شده برای $\Delta t = 4$ و مقادیر مختلف β در شکل ۲(الف) و برای β=1 و مقادیر مختلف Δt در شکل ۲(ب) رسم شده است. در جدول ۲ پهنای زمانی پالس‌های مطلوب، تولید شده و اختلاف آنها برای مقایسه آمده است. اختلاف پهنای زمانی ثبت شده با مقدار مطلوب (δ) در این جدول نشان می‌دهد که با افزایش β پهنای زمانی پالس‌ها به مقدار مطلوب نزدیکتر می‌شود. نتایج ثبت شده برای $\beta=1$ نشان می‌دهند که امکان تولید پالس‌های با طول زمانی کمتر از حدود $6\ a.u.$ (۱۴۲.۵ as) با محدوده‌های اختیار شده در جدول ۱ برای پارامترهای لیزر در بهینه‌سازی وجود ندارد. بدین دلیل مقدار δ با کوچکتر شدن Δt افزایش می‌یابد.

جدول ۲: طول زمانی پالس‌های مطلوب (Δt)، بهینه شده τ و اختلاف آنها (δ).

$\beta = ۱$					$\Delta t = ۴$			
Δt	۰	۱	۴	۸	β	۱	۱,۵	۱,۵
τ	۳,۳۸	۳,۷	۴,۴	۷,۸	τ	۴,۴۱	۴,۱۳	۴,۱۱
δ	۳,۳۸	۲,۷	۰,۴	۰,۲	δ	۰,۴۱	۰,۱۳	۰,۱۱

نتیجه‌گیری

در این مقاله با حل مستقیم معادله شرودینگر یک بعدی وابسته به زمان در اندرکنش اتم هیدروژن با لیزر فمتوثانیه و با تعریف تابع ارزش مناسب در الگوریتم ژنتیک و کمینه سازی آن به پالس‌های آتوثانیه گاوسی شکل با پهنای زمانی مطلوب رسیدیم. نشان دادیم که با انتخاب یک پارامتر کنترلی مناسب می‌توان پهنای پالس را کنترل کرده و شکل آن را به تابع گاسی نزدیکتر نمود. اختلاف مشخصات پالس های حاصل شده با مشخصات مورد انتظار محاسبه شده و دلایل فیزیکی آنها مورد بحث قرار گرفت. همچنین نشان داده شد که تک‌پالس‌های نتیجه شده شرایط قفل‌شدگی مدی را برآورده می‌کنند.

مرجع‌ها

[1] P. B. Corkum and F. Krausz, "Attosecond science," *Nature Physics*, vol. 3, No. 6, pp. 381-387, 2007.

[2] A. Ben Haj Yedder, C. Le Bris, O. Atabek, S. Chelkowski, and A. D. Bandrauk, "Optimal control of attosecond pulse synthesis from high-order harmonic generation," *Physical Review A*, vol. 69, No. 4, p. 041802, 2004.

[3] T. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot, M. Huppert, I. Jordan, F. Ardana-Lamas, et al., "Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver," Optics Express, vol. 25, No. 22, pp. 27506-27518, 2017.

[4] J. J. Carrera, X. M. Tong, and S.-I. Chu, "Creation and control of a single coherent attosecond xuv pulse by few-cycle intense laser pulses," *Phys. Rev. A*, vol. 74, No. 2, p. 023404, 2006.

[5] P. B. Corkum, "Plasma perspective on strong field multiphoton ionization," Phys. Rev. Lett., vol. 71, No. 13, pp. 1994-1997, 1993.

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

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]