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

بررسی تاثیرافزایش شدت تپ لیزر فمتوثانیه بر تولید هماهنگ های مرتبه بالا و تولید پالس آتوثانیه در مولکول فلوئور

زهراخدابنده، محمد منفرد، رسول صدیقی بنابی و محمدحسین مجلس آرا

std_zahrakhodabandeh@khu.ac.ir, **mmonfared@physics.sharif.edu**, **sadighi@sharif.edu**, **majlesara@khu.ac.ir**

چکیده - در این مقاله تاثیر افزایش شدت پالس بر روی طیف هماهنگ ها و تولید تپ آتوثانیه برای مولکول فلوئور تحت تابش یک میدان لیزری فمتوثانیه با قطبش خطی مورد مطالعه قرار گرفته است. این بررسی از طریق نظریه تابعی چگالی وابسته زمان در سه بعد و با کد اختاپوس انجام شده است. افزایش شدت تپ تابشی باعث افزایش فرکانس قطع و کاهش پهنای زمانی تپ آتوثانیه خروجی می شود.

کلید واژه- تولید هماهنگ مراتب بالا، تپ آتوثانیه

The Influence of increasing **of laser field** intensity on high-order harmonic spectrum and attosecond generation in the fluorine molecule

Zahra. Khodabandeh, Mohammad. Monfared, R. Sadighi-Bonabi, and Mohammad Hossein.Majles ara

std_zahrakhodabandeh@khu.ac.ir, **mmonfared@physics.sharif.edu**, **sadighi@sharif.edu**, **majlesara@khu.ac.ir**

Abstract- The Influence of increasing of laser field intensity on high-order harmonic spectrum and attosecond generation by femtosecond laser field with linear polarization is investigated in the fluorine molecule. This **investigation** is done using time-dependent density functional theory in a three-dimensional space by Octopus code. Increasing the intensity of the pulsed laser fields cause enhancement of the cutoff frequency and reduction of the output pulse durations.

Keywords: high-order harmonic generation, cutoff, attosecond generation

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

مقدمه

پالس‌های همدوس آتوثانیه در محدوده فرابنفش دور و اشعه ایکس، در کاوش و تصویربرداری پدیده‌هایی که در ابعاد اتمی و زیر اتمی، در زمان آتوثانیه رخ می‌دهند، کاربرد بسیاری دارند[۱و۲]. تولید هماهنگ‌های مراتب بالا[۱](HHG)، یکی از روش‌های تولید چنین پالس‌هایی می‌باشد. تولید هماهنگ‌های مراتب بالا یک فرآیند اپتیک غیرخطی است که در طی برهم‌کنش یک لیزر پر شدت با یک گاز (اتمی یا مولکولی) اتفاق می‌افتد.

با کانونی کردن پرتو لیزر فمتوثانیه تقویت شده با توان 10^{13}-10^{15} W/cm^2 بر اتم یا مولکول قابل دستیابی است[۳]. برای توصیف HHG نظریه مدل «سه گام»[۲] ارائه شد[۴و۵] . براساس این مدل، ابتدا الکترون به روش تونل زنی تحت تاثیر میدان لیزر یونیزه میشود؛سپس در میدان لیزر شتاب گرفته و با معکوس شدن جهت میدان لیزر، الکترون به سمت یون مادر برمیگردد. این الکترون با یون مادر بازترکیب میشود. الکترون بازترکیب شده انرژی جنبشی و یونش را به صورت فوتون گسیل میکند.

بیشینه‌ی انرژی فوتون گسیل شده را انرژی قطع می‌نامند و از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$E_{cutoff} = h\nu_{max} = I_P + 3.17U_P \qquad (۱)$$

که U_P پتانسیل پاندرماتیو ناشی از میدان لیزر می‌باشد و از رابطه زیر قابل محاسبه است:

(۲)

$$U_P = \frac{E^2}{4\omega_L^2} = 0.93\times10^{-13} I\left(\frac{w}{cm^2}\right)\lambda_L^2\left(\mu m^2\right)$$

در رابطه فوق E میدان لیزر، ω_L فرکانس زاویه ای آن، I شدت لیزر و λ_L طول موج آن است.

در این مقاله به بررسی تولید هماهنگ های مرتبه بالا در اثر تابش تپ لیزر فمتوثانیه با طول موج $800\ nm$ و شدت های مختلف $0.15\ \frac{PW}{cm^2}$، $0.2\ \frac{PW}{cm^2}$ و $0.25\ \frac{PW}{cm^2}$ بر مولکول فلوئور می پردازیم. تاثیر افزایش شدت بر طیف هماهنگ مرتبه بالا و نمودار شدت بر حسب زمان را بررسی می کنیم.درتمامی محاسبات از واحد های اتمی استفاده شده است مگر اینکه خلاف آن بیان شود.

روش های محاسباتی

محاسبات شامل دو قسمت است بخشی از محاسبات توسط نرم افزار اختاپوس و بخش دیگر توسط برنامه متلب صورت گرفته است. به صورت سه بعدی و با کمک نظریه (TDDFT) تابعی چگالی وابسته به زمان و با انتخاب تابع پتانسیل تبادلی-همبستگی SIC-LDA انجام شده است . ابتدا ممان دوقطبی سیستم توسط تابع موج وابسته به زمان مطابق رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\mathbf{d}(t) = \langle \Psi(t) | \mathbf{r}(t) | \Psi(t) \rangle \qquad (۳)$$

سپس طیف هماهنگ های HHG از طریق رابطه (۴) با قرار دادن ممان دوقطبی سیستم مشخص شده قابل محاسبه است:

$$H(\omega) = \left| \frac{1}{T_{tot}} \int_0^{T_{tot}} \ddot{\mathbf{d}} \exp(-i\omega t) dt \right| \qquad (۴)$$

در رابطه فوق T_{tot} تپ خروجی بر حسب زمان یعنی تبدیل فوریه $H(\omega)$ بر طبق رابطه زیر قابل محاسبه است:

(5)

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega_0 t} \right|^2 \quad , \quad a_q = \int \ddot{\mathbf{d}}(t) e^{-iq\omega_0 t} dt$$

a_q تبدیل فوریه مشتق دوم ممان دوقطبی می باشد.

شکل میدان لیزر تابشی قطبیده خطی با دامنه $A = \sqrt{\frac{cI}{8\pi}}$ به صورت زیر است:

$$E = \mathrm{A}(\sin(\frac{\pi t}{nT}))^2 \cos(\omega t) \qquad (۶)$$

[۱] High Harmonic Generation (HHG)

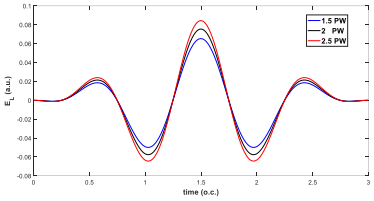
[۲] Three step model

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

در این مقاله طول موج مرکزی تپ لیزر $800\ nm$ معادل $\omega = 0.057\ a.u$ ، T دوره تناوب میدان و $n = 3$ تعداد چرخه میدان لیزر می باشد. شدت های اعمال شده $1.5 \times 10^{14}\ \frac{W}{cm^2}$، $2 \times 10^{14}\ \frac{W}{cm^2}$ و $2.5 \times 14\ \frac{W}{cm^2}$ می باشند. انتخاب این بازه به دلیل موثر بودن آنها در یونش تونل زنی و احتمال بالا در بازترکیب الکترون یونیزه شده با یون مادر است.

نمودار سه میدان در شکل ۱ آمده است.



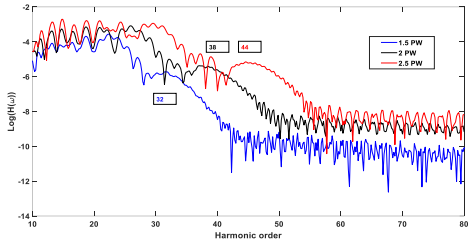
شکل ۱ : شکل میدان های لیزر با شدت های ۰,۱۵، ۰,۲ و۰,۲۵ پتاوات بر سانتیمتر مربع.

شکل میدان های لیزر اعمالی در شکل ۱ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می شود هر سه دارای فاز یکسان ولی شدت های ۰,۱۵و۰,۲و۰,۲۵ پتاوات بر سانتی مترمربع می باشند. محور افقی، زمان برحسب چرخه اپتیکی و محور عمودی، میدان برحسب واحد اتمی نشان داده شده است.

نتایج

بررسي تاثیر شدت میدان لیزری برطیف هماهنگ های مرتبه بالا

شکل ۲ طیف هماهنگ های مرتبه بالا با شدت های مختلف را نشان می دهد. نمودار آبی،مشکی و قرمز مربوط به تپ لیزر با شدت های به ترتیب ۰,۱۵، ۰,۲ و ۰,۲۵ $\frac{PW}{cm^2}$ می باشند. همان طور که ملاحظه می شود با افزایش شدت میدان، شدت طیف هماهنگ ها بیشتر شده و فرکانس قطع نیز افزایش یافته است.



شکل۲: طیف هماهنگ های تولید شده در تابش تپ لیزر با شدت های ۰,۱۵و۰,۲و۰,۲۵ پتاوات بر ساتنیمتر مربع.

فرکانس قطع برای شدت ۰,۱۵$\frac{PW}{cm^2}$ در مرتبه هارمونیک ۳۲، برای شدت ۰,۲$\frac{PW}{cm^2}$ در مرتبه ۳۸ و برای شدت ۰,۲۵$\frac{PW}{cm^2}$ در مرتبه ۴۴ می باشند.مقدار عددی فرکانس قطع از مدل نیمه کلاسیک قابل پیش بینی است زیرا انرژی گسیلی در فرکانس قطع، بیشترین مقدار انرژی جنبشی الکترون در لحظه بازترکیب می باشد. طبق مدل لئونشتاین[۳] که در واقع تصحیح شده رابطه (۱) است، بیشینه انرژی گسیلی از رابطه (۷) قابل محاسبه است :

$$\omega_{cutoff} = 1.3I_P + 3.17U_P \quad (۷)$$

طبق این رابطه مقادیر پیش بینی شده فرکانس قطع برای میدان ها با شدت های ۰,۱۵، ۰,۲ و ۰,۲۵ به ترتیب ۳۲ ، ۳۸ و ۴۴ برابر فرکانس تابشی می باشد که در تطابق کامل با طیف هماهنگ در شکل (۲) است.

بررسي تاثیر شدت میدان لیزری بر پهنای تپ آتوثانیه

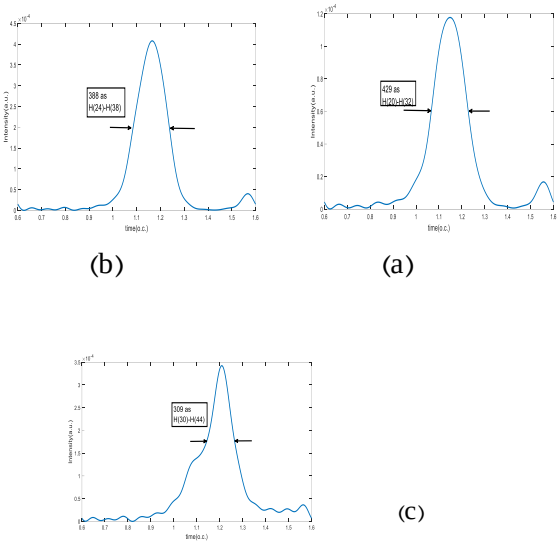
تپ های آتوثانیه،از طریق برهم نهی چندین هماهنگ متوالی تولید می شوند. در شکل ۳ بازه هایی از هماهنگ ها که در برهم نهی انتخاب کرده ایم نشان داده شده است. برای میدان های تابشی باشدت های ۰,۱۵ ، ۰,۲ و ۰,۲۵ $\frac{PW}{cm^2}$ به ترتیب از بازه های مراتب هماهنگ ۲۴-۳۸ ، ۲۰-۳۲ و ۳۰-۴۴ استفاده شده است. پهنای تپ های خروجی به ترتیب ۴۲۹، ۳۸۸ و ۳۰۹ آتوثانیه می باشد، با افزایش

۳ Lewenstein

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

شدت میدان اعمالی، پهنای زمانی تپ های خروجی نیز کاهش یافته است.



(b) (a)

(c)

شکل۳: نمودار (شدت-زمان)، پهنای زمانی تپ خروجی آتوثانیه و بازه انتخابی در هماهنگ ها، نمودارهای a و b و c به ترتیب متعلق به تپ های حاصل از شدت های ۰,۱۵،۰,۲ و۰,۲۵ $\frac{PW}{cm^2}$ می باشد .

نتیجه گیری

افزایش شدت میدان های تپ تابشی یکی از راه های موثر و مهم برای تولید هماهنگ های مرتبه بالا با فرکانس قطع بالا و تولید پالس آتو ثانیه کوتاهتر می باشد زیرا با افزایش شدت میدان تابشی، الکترون ها با انرژی جنبشی بیشتری با یون مادر بازترکیب شده و انرژی گسیلی بیشتر می شود.کوتاهترین تپ آتوثانیه با اعمال میدان تک رنگی براثر تابش تپ فمتوثانیه بر مولکول فلوئور ۳۰۹ as است.

مرجع‌ها

[1] Li Y., Zhu X., Lan P., Zhang Q., Qin M., Lu P., “Molecular-orbital tomography beyond the plane-wave approximation”, Physical Review A. 2014 Apr 25;89(4):045401

[2] Haessler S., Caillat J., Salieres P., “Selfprobing of molecules with high harmonic generation”, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2011 Sep 26;44(20):203001

[3] Winterfeldt C., Spielmann C., Gerber G., “Colloquium: Optimal control of highharmonic generation”, Reviews of Modern Physics. 2008 Jan 2;80(1):117.

[4] Lewenstein M., Balcou P., Ivanov M. Y., L’huillier A., Corkum P. B., “Theory of highharmonic generation by low-frequency laser fields”, Physical Review A. 1994 Mar 1;49(3):2117.

[۵] P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. 71, 1994 (1993).

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]