



بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



بررسی تاثیرافزایش شدت بر روی بازدهی تولید هماهنگ‌های مرتبه‌ی بالا در ناحیه یونیزاسیون بالای سد

محمد صالح، سید معین غفوری، مجتبی تقی‌پور کفاش و سعید باطبی

گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

چکیده - در این مقاله تاثیرافزایش شدت تپ کوتاه لیزری بر روی بازدهی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا برای اتم‌های هیدروژن، هلیوم و نئون تحت تابش یک میدان لیزری تک رنگ با قطبش خطی، مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که افزایش بازدهی هماهنگ با افزایش شدت در یک شدت بهینه متوقف شده و سپس کاهش پیدا می‌کند. این کاهش بازدهی هماهنگ را می‌توان با پهن شدگی بسته‌ی موج توضیح داد. همچنین در یافتیم که این شدت بهینه در گازهای مختلف متفاوت و با توجه به عدد اتمی و تراز ظرفیت تغییر می‌کند.

کلیدواژه- بازده هماهنگ‌های مرتبه بالا، تولید هماهنگ‌های مرتبه‌ی بالا، یونیزاسیون بالای سد، یونیزاسیون تونلی

Investigation on effect of increase in intensity on high order harmonics generation yield in barrier suppression ionization regime

Mohammad Saleh, Seyed Moein Ghafoori, Mojtaba Taghipour Kaffash and Saeed Batebi

Department of Physics, University of Guilan, Rasht

Abstract- In this paper the effect of increase in intensity of short laser pulse on high order harmonics generation yield for hydrogen, helium and neon atoms under a monochrome laser field with a linear polarization has investigated. Result of simulation shows that the harmonics yield by increase in intensity in an optimized intensity has been stopped and then has been decreased. This decrease in harmonics yield can be explained by with wave-packet spreading. Also we investigate that this optimized intensity for different gases according to atomic number and level of valence energy has been changed.

Keywords: Barrier suppression ionization, High order harmonics generation, High order harmonics generation yield, Tunneling ionization

۱- مقدمه

امروزه تولید هماهنگ‌های مرتبه‌ی بالا (HHG^۱) با استفاده از میدان لیزری پر شدت در گازها، هم از نظر تجربی و هم از نظر تئوری مورد توجه قرار گرفته است. باوجود اینکه امروزه لیزرهای پرشدت تری در دسترس است در بسیاری از تحقیقات HHG، شدت میدان لیزری تابش شده به گازهای نادر از مرتبه‌ی 10^{14} w/cm^2 است [1] که در ناحیه یونیزاسیون تونلی (TI^۲) قرار دارد زیرا استفاده از میدان‌های لیزری با شدت‌های بالاتر منجر به یونیزاسیون کامل اتم شده و تنها در ابتدای تپ لیزری HHG مشاهده می‌شود و شدت هماهنگ‌های تولید شده را افزایش نمی‌دهد. استفاده از لیزرهای پر شدت منجر به یونیزاسیون بالای سد (BSI^۳) می‌شود [2]. در این محدوده یونیزاسیون سد پتانسیل کولونی توسط میدان لیزری تغییر شکل می‌دهد به‌طوری‌که انرژی آن پایین‌تر از انرژی حالت پایه قرار می‌گیرد و الکترون می‌تواند بدون تونل‌زنی و به صورت کلاسیکی فرار کند. در تئوری HHG فرض بر این است تخلیه تراز پایه به کندی صورت می‌گیرد و این فرض در محدوده ی BSI قابل قبول نیست. نتایج عددی به دست آمده از کارهای اخیر [3] نشان داده اند در حالتی که شدت در محدوده ی BSI باشد سازگاری کمتری با تئوری HHG وجود دارد.

در این مقاله به بررسی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا به وسیله تپ‌های لیزری تابیده شده بر روی گازهای هیدروژن، هلیوم و نئون می‌پردازیم و نشان می‌دهیم که در شدت‌های نسبتاً پایین متناظر با TI بازده هماهنگ به طور تقریبی افزایش می‌یابد اما در شدت‌های بالاتر یک کاهش در بازدهی هماهنگ رخ می‌دهد و ناحیه قطع برای این محدوده در هماهنگی پایین‌تر از مقدار پیش‌بینی شده از قانون قطع $E_c = I_p + 3.17U_p$ رخ می‌دهد (I_p انرژی یونیزاسیون، U_p پتانسیل پاندر ماتیو است و E_c انرژی قطع است) و به بررسی علت‌های آن می‌پردازیم و یک شدت بهینه برای بدست آوردن بیشینه بازده تولید هماهنگ تعیین می‌کنیم.

۲- روشهای عددی

مطالعات ما بر پایه ی حل عددی معادله شرودینگر یک بعدی وابسته به زمان (TDSE^۴) در یک میدان لیزری تک رنگ با قطبش خطی است [2,4,5]. در تمام محاسبات زیر از واحد اتمی استفاده می‌کنیم.

$$i\psi(z,t) = \left(\frac{\hat{p}^2}{2} + V(z) + E(t)z \right) \psi(z,t) \quad (۱)$$

در اینجا ($\hat{p}$) عملگر تکانه و $V(z)$ پتانسیل کولنی هموار شده به صورت زیر است.

$$V(z) = -\frac{Z}{\sqrt{z^2 + a^2}} \quad (۲)$$

که در آن Z عدد اتمی گاز مورد استفاده و $a=1 \text{ a.u.}$ پارامتر هموار ساز است و تپ گوسی لیزر به کار برده شده به صورت زیر است.

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) \exp\left(\frac{-4\ln(2)t^2}{\tau_p}\right) \quad (۳)$$

مقدار $\frac{c}{2}E_0^2$ بیشینه ی شدت تپ و τ_p طول تپ را مشخص می‌کند. در محاسبات خود از لیزر TiSp با طول موج 800 nm و طول تپ برابر 5.5 fs استفاده می‌کنیم. برای بررسی HHG استفاده از تپ‌های کوتاه که در شدت‌های بالا باعث اشباع یونیزاسیون نشود، ضروری است. با محاسبه تابع موج $\Psi(z,t)$ از حل عددی TDSE مقدار نیروی وارد شده بر الکترون به صورت زیر بدست می‌آید [2,6,7].

$$f(t) = -E(t) - \left\langle \Psi \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| \Psi \right\rangle \quad (۴)$$

و مولفه ی طیفی نیرو به صورت

$$f(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\tau_p}^{\tau_p} f(t) \exp(i\omega t) dt \quad (۵)$$

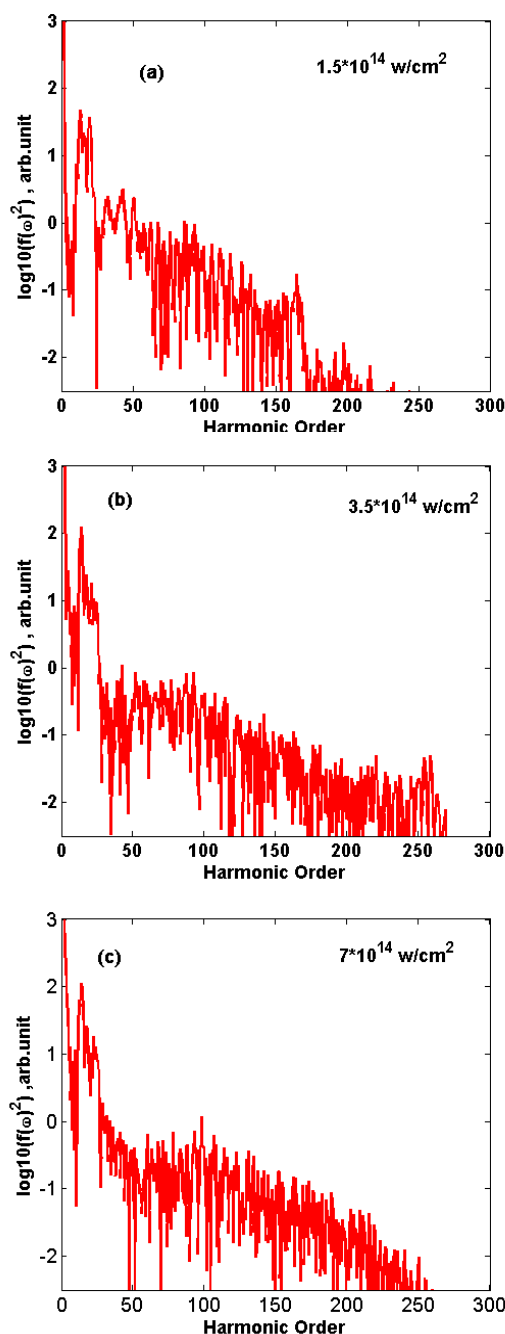
است. بازدهی هماهنگ تولید شده (W) برای یک اتم

^۴ Time dependent schrodinger equation

^۱ High order harmonics generation

^۲ Tunneling ionization

^۳ Barrier suppression ionization



شکل ۱: طیف هم‌هنگ‌های بدست آمده از گاز هیدروژن در سه شدت مختلف (a) $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ، (b) $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ و (c) $7.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ شدت، که نشان دهنده‌ی ناحیه BSI است، در شدت‌های بالاتری قرار دارد. با توجه به رابطه‌ی (۷)

$$I_p = \frac{Z m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2 n^2} \quad (7)$$

منفرد تحت تابش یک تپ لیزری برابر است با مقدار انرژی کل هم‌هنگ‌های بالاتر از q_0 (ابتدای ناحیه تخت) تا فرکانس Ω که کمی بالاتر از فرکانس قطع است انتخاب می‌شود.

$$W = \frac{2\pi}{3c^3} \int_{q_0 \omega_0}^{\Omega} |f(\omega)|^2 d\omega \quad (6)$$

۳- نتایج عددی

در شکل 1(a-c) طیف هم‌هنگ‌های بدست آمده از گاز هیدروژن در سه شدت مختلف را نشان داده ایم. می‌توان دید هنگامی که شدت میدان از $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ تا $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ افزایش پیدا می‌کند، چگالی طیفی $|f(\omega)|^2$ در ناحیه تخت تقریباً یکسان باقی می‌ماند و تنها تعداد هم‌هنگ‌ها افزایش می‌یابد، در حالیکه وقتی شدت تا $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ افزایش پیدا می‌کند، چگالی طیفی (چگالی انرژی نسبت به تعداد هم‌هنگ در ناحیه تخت) کاهش می‌یابد. نتیجه محاسبه‌ی بازده کل هم‌هنگ‌های تولید شده در یک بازه شدت برای سه گاز هیدروژن (H)، هلیوم (He) و نئون (Ne) که در شکل 2 نشان داده شده به ما اجازه می‌دهد که یک دیدگاه جدید را مطرح کنیم. برای شدت‌های نسبتاً پایین بازده هم‌هنگ W به طور تقریبی متناظر با افزایش شدت، افزایش پیدا می‌کند. اگر چه برای شدت‌های بالاتر، یک کاهش پیش‌بینی نشده در بازده هم‌هنگ W ایجاد می‌شود. این تغییر در روند افزایشی بازده هم‌هنگ را می‌توان به علت عبور از ناحیه‌ی TI به ناحیه‌ی BSI تعبیر کرد. با توجه به روابط (۵-۱۳) در مقاله [2] می‌توان گفت که علت کاهش بازده هم‌هنگ، اشباع یونیزاسیون و خالی شدن تراز پایه نیست و علت آن را افزایش پهن شدگی بسته موج و کاهش سطح مقطع بازترکیب الکترون در شدت‌های بالا توضیح داد، و همچنین در تقریب شبه کلاسیک الکترون یونیزه شده در ناحیه TI فاقد سرعت اولیه است ولی در ناحیه BSI دارای سرعت اولیه غیر صفر است. وجود سرعت اولیه باعث کاهش تعداد الکترون‌های یونیزه شده‌ای که به یون مادر بازمی‌گردند می‌شود.

با مقایسه شکل‌ها 2(a-c) مشاهده می‌کنیم که برای اتم‌های با عدد اتمی بالاتر تغییر شیب منحنی بازده بر حسب

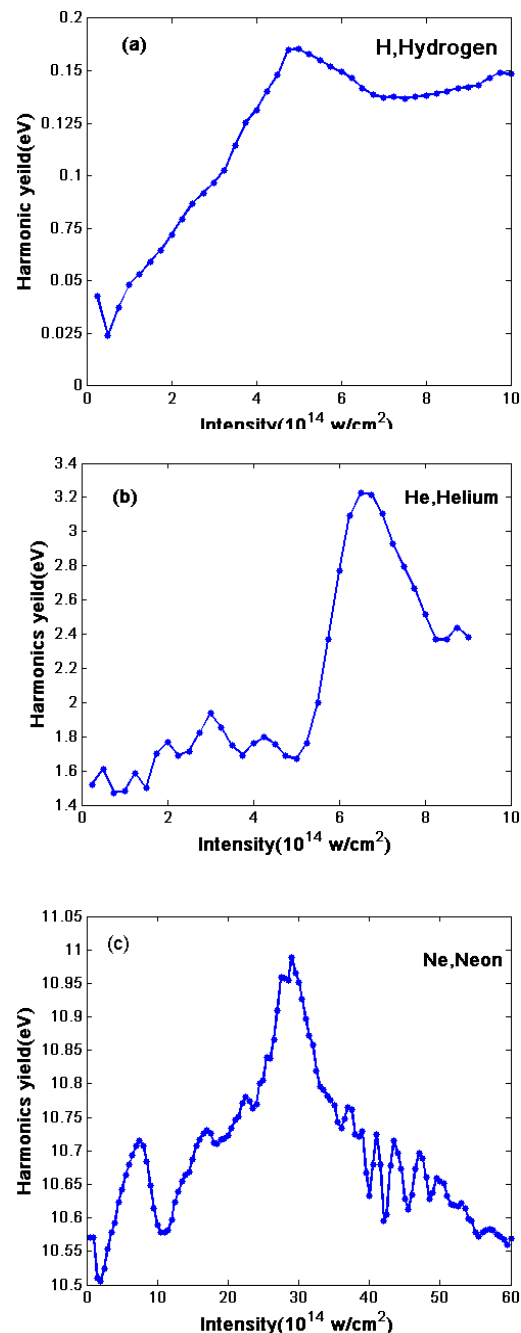
نئون $6.5 \times 10^{14} \text{ w/cm}^2$ (3.2eV) و گاز همچنین $2.9 \times 10^{15} \text{ w/cm}^2$ (11.01eV) تعیین کرد. مشاهده می‌شود با افزایش عدد اتمی مقدار بازده هماهنگ افزایش می‌یابد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله به این نتیجه رسیدیم که بازده ی هماهنگ-ها به ازای یک محدوده‌ی شدت، بهینه می‌شوند. در شدت‌های پایین‌تر که در محدوده‌ی یونیزاسیون تونلی قرار دارد بازده‌ی هماهنگ متنظر با شدت افزایش می‌یابد و در شدت‌های بالاتر از شدت بهینه که در محدوده‌ی یونیزاسیون بالای سد قرار دارد، با افزایش شدت کاهش می‌یابد. همچنین در اینجا در یافتیم که این ناحیه بهینه در گازهای مختلف متفاوت و به توجه به عدد اتمی و تراز ظرفیت تغییر می‌کند. شدت بهینه ما برای گاز هیدروژن $(4.8 \times 10^{14} \text{ w/cm}^2)$ ، گاز هلیوم $(6.5 \times 10^{14} \text{ w/cm}^2)$ و نئون $(2.9 \times 10^{15} \text{ w/cm}^2)$ تعیین می‌شود. یعنی ما در این شدت‌ها بیشترین بازده‌ی هماهنگ را داریم. چند دلیل برای کاهش تولید هماهنگ در انرژی‌های بالا وجود دارد. پهن شدگی بسته‌ی موج الکترون آزاد بعد از یونیزاسیون توسط میدان‌های شدید لیزری افزایش یافته است. سطح مقطع باز ترکیب برای الکترون‌های با انرژی بالاتر کاهش می‌یابد و در ضمن غیر صفر بودن سرعت اولیه در یونیزاسیون بالای سد باعث می‌شود که تعداد الکترون‌های یونیزه شده‌ای که به یون مادر باز می‌گردند کاهش یابند.

مراجع

- [1] C M Heyl et al 2012 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 45 074020.
- [2] Platonenko, V. T., Sterjantov, A. F., and Strelkov, V. V., *Laser Physics*, Vol. 13, No. 4, 2003, pp. 443-449.
- [3] Platonenko, V. T., 2001, *Quantum Electron.*, 31, 55.
- [4] Mohebbi, M., Btebi, S., *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena.*, Volume 185, Issue 12, December 2012, Pages 578-587.
- [5] M. Mohebbi, S. Batebi. *Opt. Commum.* (2013). Vol. 296, pp. 113-123, 2012
- [6] C. Hern´andez-Garc´ia, J. A. P´erez-Hern´andez, J. Ramos, E. Conejero, L. Rosoand L. Plaja. *Physical Review A* 82, 033432-1-11 (2010).
- [7] M. kohler, T. Pfeifer, K. Z. hatsajortsyan, and C. H. Keitel. *arXiv:1201.509v1 [physics.atom-ph]* 24 jan 2012.



شکل ۲: بازده هماهنگ برای سه گاز (a) هیدروژن، (b) هلیوم و (c) نئون

که در آن Z عدد اتمی، m_e جرم الکترون و n شماره تراز ظرفیت اتم است، می‌توان علت این تغییر شدت ناحیه BSI برای گازهای مختلف راه افزایش عدد اتمی و تغییر در تراز ظرفیت و در نتیجه تغییر پتانسیل یونیزاسیون دانست. باتوجه به شکل ۳ می‌توان شدت بهینه برای تولید هماهنگ با بیشینه بازده را برای گاز هیدروژن $4.8 \times 10^{14} \text{ w/cm}^2$ (0.16eV) و گاز هلیوم