بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز

بررسی تاثیرافزایش شدت بر روی بازده ی تولید هماهنگ های مرتبه ی 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 بازده ی تولید هماهنگ های مرتبه بالا برای اتم های هیدروژن، هلیوم و نئون تحت تابش یک میدان لیزری تک رنگ با قطبش خطی، مورد بررسی قرار گرفته است.. نتایج شبیه سازی 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 می توان 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.

کلید واژه- 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 stoped 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 diffrente 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

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-25]

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 شدت های بالاتر منجر یونیزاسیون کامل اتم شده و تنها در ابتدای تپ لیزری HHG مشاهده می‌شود و شدت هما هنگ‌های تولید شده را افزایش نمی-دهد. استفاده از لیزرهای پر شدت منجر به یونیزاسیون بالای سد (BSI[۳]) می‌شود [2]. در این محدوده‌ی 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 محدوده‌ی BSI قابل قبول نیست. نتایج عددی به دست آمده از کارهای اخیر [3] نشان داده اند در حالتی که شدت در محدوده‌ی BSI باشد سازگاری کمتری با تئوری HHG وجود دارد.

در این مقاله به بررسی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا به وسیله تپ های لیزری تابیده شده بر روی گازهای هیدروژن، هلیوم و نئون می پردازیم و نشان می دهیم که در شدت های نسبتا پایین متناظر با TI بازده هماهنگ به طور تقریبی افزایش می یابد 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 می پردازیم 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 می کنیم.

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

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

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

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

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_o t) \exp(\frac{-4\ln(2)t^2}{\tau_p}) \qquad (۳)$$

مقدار $\frac{c}{2}\mathrm{E}_0^2$ بیشینه ی شدت تپ و τ_p طول تپ را مشخص می کند. در محاسبات خود از لیزر TiSp با طول موج 800 nm و طول تپ برابر 5.5 fs استفاده می-کنیم. 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].

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

و مولفه‌ی طیفی نیرو به‌صورت

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

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

[۱] High order harmonics generation
[۲] Tunneling ionization
[۳] Barrier suppression ionization
[۴] Time dependent schrodinger equation

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-25]

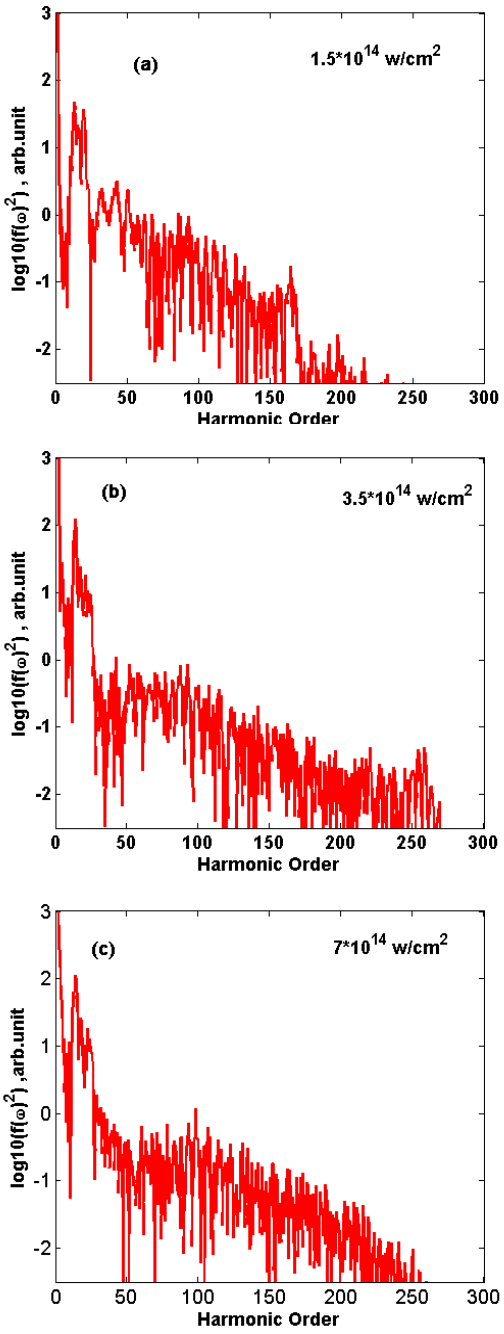
منفرد تحت تابش یک تپ لیزری برابر است با مقدار انرژی کل هماهنگ‌های بالاتر از q_0 (ابتدای ناحیه تخت) تا فرکانس Ω که کمی بالاتر از فرکانس قطع است انتخاب می‌شود.

$$W = \frac{2\pi}{3c^3}\int_{q_0\omega_0}^{\Omega} |f(\omega)|^2 d\omega \qquad (۶)$$

۳- نتایج عددی

در شکل 1(a-c) طیف هماهنگ‌های بدست آمده از گاز هیدروژن در سه شدت مختلف را نشان داده ایم. می توان دید هنگامی که شدت میدان از $1.5\times10^{14}\ w/cm^2$ تا $3.5\times10^{14}\ w/cm^2$ افزایش پیدا می کند، چگالی طیفی ($|f(\omega)|^2$) در ناحیه تخت تقریبا یکسان باقی می‌ماند و تنها تعداد هماهنگ ها افزایش می یابد، در حالیکه وقتی شدت تا $7\times10^{14}\ w/cm^2$ افزایش پیدا می کند، چگالی طیفی (چگالی انرژی نسبت به تعداد هماهنگ در ناحیه تخت) کاهش می یابد. نتیجه محاسبه‌ی بازده کل هماهنگ‌های 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 نسبتا پایین بازده هماهنگ W به طور تقریبی متناظر با افزایش شدت، افزایش پیدا می‌کند. اگر چه برای شدت‌های بالاتر، یک کاهش پیشبینی نشده در بازده هماهنگ W ایجاد می-شود. این تغییر در روند افزایشی بازده هماهنگ را می‌توان به علت عبور از ناحیه‌ی TI به ناحیه‌ی BSI تعبیر کرد. با توجه به روابط(۵-۱۳) در مقاله [2] می توان گفت که علت کاهش بازده هماهنگ، 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 الکترون-های یونیزه شده‌ای که به یون مادر بازمی‌گردند می‌شود.

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

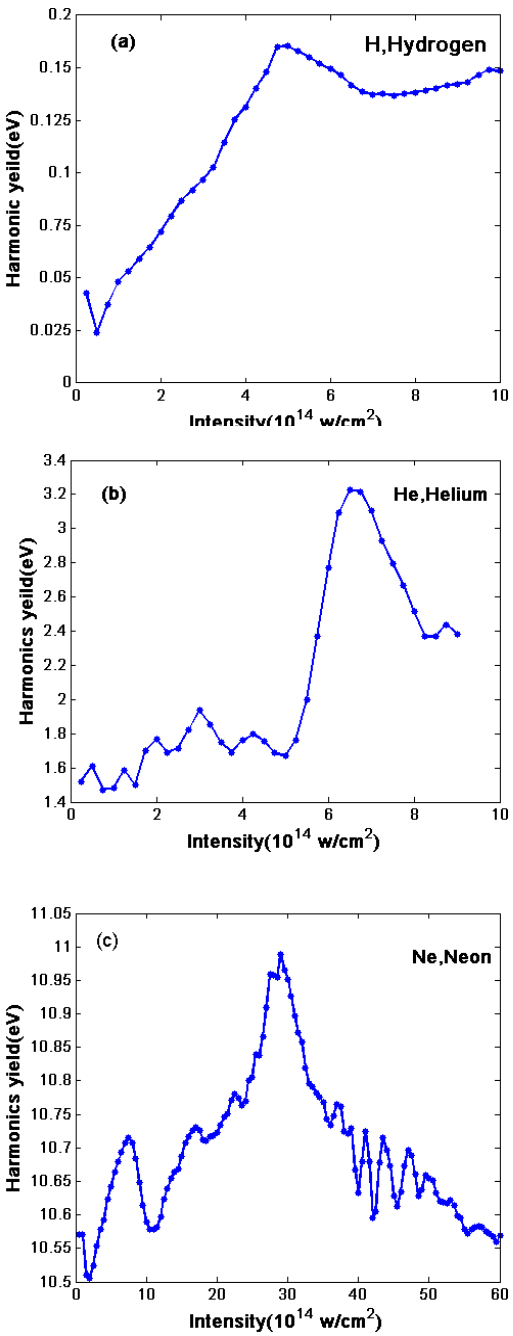


شکل ۱: طیف هماهنگ‌های بدست آمده از گاز هیدروژن در سه شدت مختلف (a) $1.5\times10^{14}\ w/cm^2$، (b) $3.5\times10^{14}\ w/cm^2$ و (c) $7.0\times10^{15}\ w/cm^2$

شدت، که نشان دهنده‌ی ناحیه BSI است، در شدت‌های بالاتری قرار دارد. با توجه به رابطه‌ی(۷)

$$I_p = \frac{Zm_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^2 n^2} \qquad (۷)$$

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-25]



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

که در آن Z عدد انمی، m_e جرم الکترون و n شماره تراز ظرفیت اتم است، می توان علت این تغییر شدت ناحیه BSI برای گازهای مختلف را، افزایش عدد اتمی وتغییر در تراز ظرفیت و در نتیجه تغییر پتانسیل یونیزاسیون دانست. باتوجه به شکل۳ می توان شدت بهینه برای تولید هماهنگ با بیشینه بازده را برای گازهیدروژن $4.8\times10^{14}\ w/cm^2$ (0.16eV)، گازهلیوم $6.5\times10^{14}\ w/cm^2$ (3.2eV) و گاز نئون $2.9\times10^{15}\ w/cm^2$ (11.01eV) تعیین کرد. همچنین 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 می شوند. در شدت های پایین‌تر که در محدوده‌ی یونیزاسیون تونلی قرار دارد بازده‌ی هماهنگ متناظر با شدت افزایش می یابد و در شدت های 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 می کند. شدت بهینه ما برای گازهیدروژن ($4.8\times10^{14}\ w/cm^2$)، گازهلیوم ($6.5\times10^{14}\ w/cm^2$) و نئون ($2.9\times10^{15}\ w/cm^2$) تعیین می شود. یعنی ما در این شدت ها 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 می شود که تعداد الکترون‌های یونیزه شده‌ایی که به یون مادر باز می گردند 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´ıa, 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.

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-25]