



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شهید چمران اهواز،
خوزستان، ایران.
۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه اثرات کوانتومی بر بازده نانو خوشه الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفستگی پلاسمای چگال

فاطمه خدادادی آزادبونی

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران F.khodadadi@cfu.ac.ir

چکیده - در این مقاله، نقش آثار کوانتومی بر تولید نانو خوشه الکترونی و پالس آتوثانیه در پلاسمای چگال آشفته مورد بررسی قرار گرفته است. محاسبات نشان می‌دهد که در حضور آثار کوانتومی، افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۹۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۶۶ درصد کاهش بهره نانو خوشه می‌شود. با افزایش پارامتر کوانتومی با ضریب ۱۰ در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۸۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۲۵ درصد کاهش زمان اشباع بهره نانو خوشه تولید شده توسط ناپایداری ویبل خواهد شد. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش مقدار اشباع آشفستگی چگالی خواهد شد.

کلید واژه- آشفستگی پلاسما، اثرات کوانتومی، پالس آتوثانیه، پلاسمای چگال، نانو خوشه الکترونی.

Study of Quantum Effects on the Efficiency of Electron Nanobunch and Attosecond Pulse in the Turbulence Dense Plasma

F. Khodadadi Azadboni

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University, Tehran, Iran

F.khodadadi@cfu.ac.ir

Abstract- In this paper, the role of quantum effects on attosecond pulse generation in turbulent dense plasma is investigated. Calculations show that in the presence of quantum effects, increasing the density gradient by a factor of 10, in the case of short-wavelengths leads to about 90%, and in the case of long-wavelengths, leads to a 66% decrease in the nanobunching gain. Increasing the quantum parameter by a factor of 10 in the short-wavelength range will result in about 80% and in the long-wavelength range will lead to a 25% reduction in the nanobunching gain saturation time generated by the Weibel instability. Increasing the quantum parameter will increase the saturation value of the density perturbation.

Keywords: Plasma turbulence, Quantum effects, Attosecond pulse, Dense plasma, Electron nanobunch.

مقدمه

دانش آتوئانه، برای مطالعه دینامیک اتمی و مولکولی، ایجاد میدان‌های شدت بالا و اشعه ایکس همدوس مورد توجه است. تاکنون طرح‌های مختلفی برای تولید پالس آتوئانه، مانند طرح استفاده از هماهنگ‌های مرتبه بالا، پراکندگی تحریک رامان و مدولاسیون مولکولی بررسی شده است [۱-۵]. در این روش‌ها قطار پالس به جای یک پالس منفرد تولید می‌شوند. استفاده از الکترون‌های پر انرژی تولید شده در برهمکنش لیزر-پلازما، طرحی موثر با بازدهی بسیار بالا در جهت تولید پالس آتوئانه است [۶ و ۷]. به ازای پارامترهای خاصی از لیزر و پلازما، نمودارهای توزیع چگالی الکترونی در سطح پلازما یک افزایش ناگهانی در ناحیه‌ای از فضا به ابعاد نانومتر خواهد داشت. حضور خوشه‌های الکترونی فوق کوتاه بطور تجربی در نزدیکی هدف‌های جامد ضخیم در خلأ دیده شده است [۷]. حضور خوشه‌های الکترونی فوق کوتاه می‌تواند برای تولید الکترون آتوئانه و اشعه ایکس همدوس به کار رود. خوشه الکترونی کوتاه در چندین هزار میکرون باید در میان پلاسمای چگال منتشر شوند که طی آن می‌تواند آشفته‌گی و ناهمسانگردی به سرعت در حال رشد بر آن اعمال شود. ناهمسانگردی در انرژی جنبشی متوسط پلازما می‌تواند انرژی آزادی فراهم کند که انواع مختلفی از ناپایداری‌های الکترومغناطیسی را در پلازما یکنواخت بوجود می‌آورد [۸]. ناپایداری ویبل یکی از ناپایداری‌های الکترومغناطیسی پلازما است که توسط ناهمسانگردی تابع توزیع سرعت حاصل می‌شود. ناپایداری ویبل در مکانیسم انتقال انرژی در پلازما، توقف الکترون‌های داغ، توزیع چگالی و در نتیجه تولید نانو خوشه‌های الکترونی نقش مهمی خواهد داشت. هدف این مقاله بررسی نقش اثرات کوانتومی بر تولید نانو خوشه‌های الکترونی و پالس آتوئانه در آشفته‌گی پلاسمای چگال است.

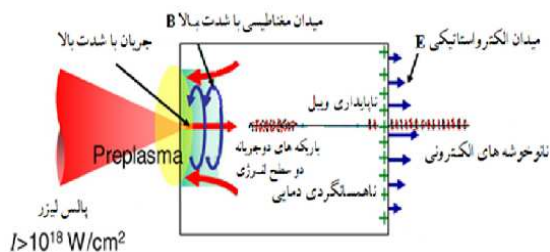
روش کار

شماتیکی از تولید نانو خوشه‌های الکترونی و ناپایداری ویبل در برهمکنش لیزر با پلاسمای چگال در شکل ۱ نشان داده

شده است. برای تولید پالس آتوئانه از لیزری که میدان الکتریکی آن در حدود فمتوئانه تغییر جهت می‌دهد به عنوان منبع محرک الکترون استفاده می‌شود. باریکه الکترونی با دمای T و سرعت v_x از میان پلازما در طول گام‌هایی از گرادیان چگالی عبور می‌کند. نیروی پاندرماتیو لیزر ناشی از فشار تابشی پالس فرودی، موجب شتاب گرفتن الکترون‌ها و خارج شدن آنها از سطح پلازما می‌گردد. نیروی پاندرماتیو پالس لیزر فرودی الکترون‌ها را در خوشه‌هایی با ابعاد نانومتر مقابل سطح پلازما به حرکت در آورده و شتاب می‌دهد. پالس تابش شده دارای پهنای زمانی آتوئانه است و دیگر نیازی به فیلتر فرکانسی ندارند. گرم شدن پلازما تنها در جهت انتشار موج الکترونی منجر به ناهمسانگردی دمایی توزیع الکترون که متغیر با جهت موج است می‌شود. پلاسمای آشفته غیر تبه‌گن و اثرات کوانتومی مربوط به اثرات اسپین و تونل زنی است. دینامیک الکترون‌ها توسط معادله ویگنر توصیف می‌شود. برای سیستم‌های غیر تبه‌گن، تابع ویگنر، تابع توزیع ماکسول-بولتزمن ناهمسانگرد است. تابع ویگنر در حضور تنش‌های نیروی پاندرماتیو عبارت است از [۸]:

$$f_0(v) = \frac{\sqrt{\eta} \exp\left(-\frac{\eta v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2v_T^2}\right)}{(\sqrt{2\pi}v_T)^3} \left[1 + \frac{p_{xy}}{v_T^2} (\sqrt{\eta} v_x v_y \cos 2\theta + \frac{\eta}{2} v_x^2 \sin 2\theta - \frac{1}{2} v_y^2 \sin 2\theta) + \frac{p_{xx}}{4v_T^2} (\eta v_x^2 (2\cos^2 - \sin^2 \theta) - 6\sqrt{\eta} v_x v_y \sin \theta \cos \theta - v_z^2 + v_T^2 (2\sin^2 - \cos^2 \theta)) \right] \quad (1)$$

که در آن $v_T = \sqrt{T_{\perp}^{2/3} T_{\parallel}^{1/3} / m_e}$ سرعت حرارتی، $T_{\perp}$ دمای عرضی، $T_{\parallel}$ دمای طولی، p_{xy} تنش برشی، p_{xx} تنش درونی و $\eta(x, t) = (n_0 / n_e(x, t))^2$ و پراکندگی کوانتومی برای امواج عرضی عبارت است از:



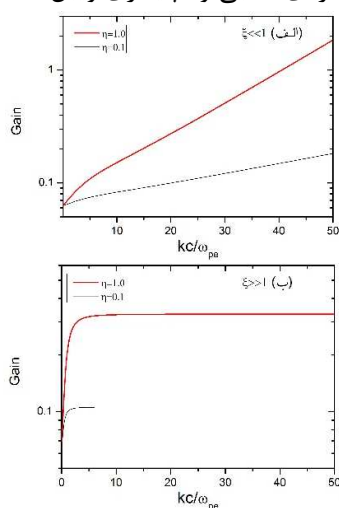
شکل ۱: شماتیکی از تولید نانو خوشه‌های الکترونی

$$g = \frac{\langle |b(k)|^2 \rangle}{\langle |b_0(k)|^2 \rangle} = \exp(2\delta\omega_{pe}t) \left(\frac{\delta^2 - \left(\frac{kc\beta}{\gamma^2\omega_{pe}} \right)^2}{4\delta^2 - 12 \left(\frac{kc\beta}{\gamma^2\omega_{pe}} \right)^2} \right)^2 \quad (13)$$

در اینجا، چگالی اولیه الکترون $n_0 = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ، چگالی الکترون $n_e(x, t) = 10^{21} - 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ، گرادیان چگالی η از ۰ تا ۱، دما 20 keV ، ناهمسانگردی دمایی $\beta = \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} = 100$ و طول موج لیزر $1 \mu\text{m}$ است.

نتایج و بحث

بهره نانو خوشه ها به عنوان تابعی از عدد موج نرمالیز شده، در $\theta = 0.23\pi$ ، در حد طول موجهای کوتاه، $\xi \ll 1$ و در حد طول موجهای بلند، $\xi \gg 1$ ، در شکل ۲ نشان داده شده است. در حد طول موجهای کوتاه، بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می یابد و به حداکثر مقدار خود می رسد. در حضور آثار کوانتومی افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، منجر به حدود ۹۰ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. در حد طول موجهای بلند، به ازای $kc/\omega_{pe} < 5$ بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می یابد و در $kc/\omega_{pe} = 5$ به حداکثر مقدار خود می رسد. در حد طول موجهای بلند، افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، منجر به حدود ۶۶ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. در حضور آثار کوانتومی، رژیم پاسخگو برای تولید نانو خوشه ها بوسیله اثرات ناهمسانگردی دمایی و ناپایداری ویبل گسترده است.



شکل ۲: بهره نانو خوشه های الکترونی به عنوان تابعی از عدد موج در حضور آثار کوانتومی و $\theta = 0.23\pi$ ، (الف) در حد طول موجهای کوتاه، $\xi \ll 1$ ، (ب) در حد طول موجهای بلند، $\xi \gg 1$.

$$\omega^2 - k^2 c^2 - \omega_{pe}^2 + \frac{m_e \omega_{pe}^2}{2n_0 \hbar} \int dv \left(\frac{v_x^2 + v_y^2}{\omega - k v_z} \right) \left[f_0(\vec{v} + \frac{\hbar \vec{k}}{2m_e}) - f_0(\vec{v} - \frac{\hbar \vec{k}}{2m_e}) \right] = 0 \quad (2)$$

که در آن $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_0 q^2 / \eta m}$ فرکانس پلاسما است. اگر وابستگی مکانی-زمانی آشفستگی را به صورت $\exp(i(kz - \omega t))$ در نظر بگیریم، رابطه پراکندگی خطی امواج عرضی ($\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$) به صورت زیر بدست می آید:

$$\omega^2 - k^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \left(\sqrt{\eta} + \frac{m_e v_{t\parallel}}{2\hbar k \beta} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\exp(-x^2)}{(x-\xi)^2 - R^2} \right] \right) = 0 \quad (3)$$

که در آن $\beta = T_{\parallel}/T_{\perp}$ ، $v_{t\parallel} = (2k_B T_{\parallel}/m_e)^{1/2}$ سرعت گرمایی الکترون و $R = \hbar k / 2m_e v_{t\parallel}$ پارامتر مشخصه اثر کوانتومی است. اثر کوانتومی، تنها از طریق پارامتر بدون بعد R ، در رابطه پراکندگی نقش پیدا می کند. تابع پراکندگی پلاسما عبارتست از:

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi} \quad (4)$$

که در آن $\xi = (\omega_r + i\delta)/(\sqrt{\eta} k v_{t\parallel})$ سرعت فاز نرمالیزه شده با سرعت گرمایی است. با بسط تابع توزیع پراکندگی پلاسما در حد $R \gg 1$ ، وقتی $R^2 \gg |\xi|^2$ ، رابطه پراکندگی به معادله زیر ساده می شود:

$$\omega^2 - k^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \left(\sqrt{\eta} - \frac{A}{2R^2 \beta} \right) = 0 \quad (5)$$

در حد طول موجهای کوتاه $|\xi| \ll 1$ ، رابطه پراکندگی

$$\omega^2 - k^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \left(\sqrt{\eta} + \frac{A}{\beta} \left[-1 - \xi \sqrt{\pi} + \frac{2R^2}{3} \right] \right) = 0 \quad (6)$$

و قسمت موهومی فرکانس، نرخ رشد ناپایداری عبارتست از:

$$\delta = \frac{\beta(\sqrt{\eta} k v_{t\parallel})}{A\sqrt{\pi}} \left[-\frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} - \left(\sqrt{\eta} - \frac{A}{\beta} \left(1 - \frac{2R^2}{3} \right) \right) \right] \quad (9)$$

در حد طول موجهای بزرگ $|\xi| \gg 1$ ، رابطه پراکندگی:

$$\omega^2 - k^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \left(\sqrt{\eta} + \frac{A\eta k^2 k_B T_{\perp}}{m_e \omega^2} [1 - R^2] \right) = 0 \quad (10)$$

با توجه به اینکه $\omega = \omega_r + i\delta$ ، نرخ رشد مدهای الکترومغناطیسی ناپایداری ویبل نرخ رشد ناپایداری ویبل برابر است با:

$$\delta = \sqrt{A\eta k^2 k_B T_{\perp} (1 - R^2) / \left((kc/\omega_{pe})^2 + \sqrt{\eta} \right) m_e} \quad (11)$$

فاکتور خوشه شونددگی به صورت تبدیل فوری آشفستگی چگالی نرمالیز شده به تعداد ذرات تعریف می شود:

$$b(k) = \frac{1}{N} \int f \exp(-ik.r) dr dp, \quad (12)$$

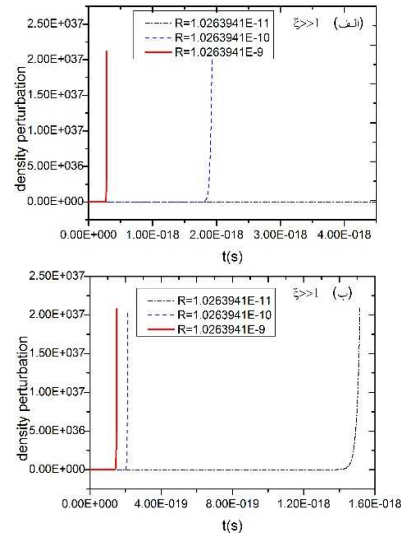
جائیکه N تعداد ذرات در باریکه است. بهره خوشه شونددگی به صورت زیر تعریف می شود [۹]:

افزایش پارامتر کوانتومی با ضریب ۱۰ منجر به حدود ۸۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۲۵ درصد کاهش زمان اشباع بهره نانوخوشه خواهد شد. در رژیم نانوخوشه، سیال به شدت فشرده خوشه های الکترونی می توانند تشعشع همدوس شدت بالا به صورت پالسهای اشعه ایکس آتوئانبیه داشته باشند.

مرجع ها

- [1] A. Bandrauk, et al., "Effect of nuclear motion on molecular high-order harmonics and on generation of attosecond pulses in intense laser pulses", PRL Vol. 101, pp. 153901, 2008.
- [2] F. Krausz and M. Ivanov, "Attosecond physics" Reviews of Modern Physics, Vol. 81, pp.163, 2009.
- [3] T. Baeva et al., "Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma", Phys. Rev. E, Vol. 74, pp.046404, 2006
- [4] Y. Nomura et al., "Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas", Nature Phys., Vol. 5, pp.124-128, 2009.
- [5] X. H. Yang, H. Xu, Y. Y. Ma, F. Q. Shao, Y. Yin, H. B. Zhuo, M. Y. Yu, and C. L. Tian, "Propagation of attosecond electron bunches along the cone-and-channel target", Phys. Plasmas, Vol. 18, pp. 023109, 2011.
- [6] F. Khodadadi Azadboni and R. Sadighi-Bonabi "Generation of Attosecond electron bunches by the Relativistic Weibel Instability", Phys. Plasmas, Vol. 25, pp. 012122, 2018.
- [7] A. Marinelli, E. Hemsing, and J. B. Rosenzweig, "Using the Relativistic Two-Stream Instability for the Generation of Soft-X-Ray Attosecond Radiation Pulses", PRL, Vol. 110, pp. 064804, 2013.
- [8] F. Khodadadi Azadboni "Quantum Effects Role on the Electromagnetic Instability Growth Rate in Turbulent State of the Fuel Fusion", journal Chinese Journal of Physics, Vol.71, pp. 375-384, 2020.
- [9] T. Abe, K. Ni, "Anomalous Viscosity due to Weak Turbulence in Imploding Target Plasma, Tokyo Institute of Technology Yokohama", Japan, 1980.
- [10] A. Marinelli, E. Hemsing, and J. B. Rosenzweig, "Using the relativistic two-stream instability for the generation of soft-x-ray attosecond radiation pulses", Phys. Rev. Lett. Vol.110, 064804, 2013.

بهره نانوخوشه یک بستگی به زمان برهمکنش، t دارد. شکل ۳ آشفستگی چگالی را به عنوان تابعی از زمان در حد طول موجهای کوتاه، $\xi < 1$ ، و در حد طول موجهای بلند، $\xi > 1$ ، نشان می دهد. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش مقدار اشباع آشفستگی چگالی خواهد شد.



شکل ۳: مقایسه آشفستگی چگالی به عنوان تابعی از زمان در حضور آثار کوانتومی در $\theta = 0.23\pi$ (الف) در حد طول موجهای کوتاه، $\xi < 1$ ، (ب) در حد طول موجهای بلند، $\xi > 1$.

نتیجه گیری

در این مقاله اثرات کوانتومی بر نرخ تولید نانو خوشه های الکترونی و پالس آتوئانبیه در آشفستگی پلاسمای چگال آشفته مورد بررسی قرار گرفته است. محاسبات نشان می دهد که در حد طول موجهای کوتاه، بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می یابد و به حداکثر مقدار خود می رسد. با افزایش چگالی و کاهش η با ضریب ۱۰، در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۹۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۶۶ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. بنابراین در نزدیکی هاله پلاسما بیشترین بهره را خواهیم داشت. در حضور آثار کوانتومی و تنشهای نیروی پاندوماتیو زمان اشباع بهره در حد طول موجهای کوتاه ۲۷ برابر زمان اشباع بهره در حد طول موجهای بلند است. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش اشباع آشفستگی چگالی خواهد شد. در حد طول موجهای کوتاه،