

«مقاله پژوهشی»

مطالعه شبیه‌سازی اثرات لیزرهای دو پالسی بر برهمکنش لیزر فمتوثانیه با خوشه آرگون

حسین غفوریان^{1*}، سارا محمدی بیلانکوهی²، حبیب خلیل پور³

1. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

2. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

3. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

تاریخ دریافت: 1400/11/01 تاریخ پذیرش: 1400/12/12

Simulation Study of Double - Pulse Lasers Effects on the Interaction of Femtosecond Laser with Argon Cluster

H. Ghaforyan^{*1}, S. Mohammadi Bilankohi², H. Khalilpour³

1. Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, Iran

2. Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, Iran

3. Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, Iran

Received: 2022/01/21 Accepted: 2022/03/03

Abstract

The interaction of intense femtosecond laser pulses with argon nanoclusters is investigated in the framework of the nanoplasma model. According to the nanoplasma model, ionization, heating and, expansion of the cluster occurs during and after the laser-cluster interaction. The production of energetic electrons is one of the results of this type of interaction. As the intensity of the femtosecond laser increases, the energy, density of the electrons, and hydrodynamic pressure, increase. It is shown that using the double-pulse lasers in interaction, the mentioned quantities are significantly modified compared to the interaction with the single-pulse lasers. The use of double-pulse lasers instead of single-pulse lasers in interaction with atomic clusters at equal intensities improves ionization and increases the energy of electrons, and also the hydrodynamic pressure is improved by 39%. The influence of delay time between two pulses was also investigated and it was found that by choosing the suitable delay time higher energy electrons can be obtained.

Keywords

Double-Pulse Lasers; Nanoplasma; Electron Acceleration; Hydrodynamic Pressure; Laser-Cluster Interaction

چکیده

در این تحقیق برهمکنش پالس‌های لیزر فمتوثانیه شدید با نانو خوشه‌های آرگون در چارچوب مدل نانوپلازما بررسی شده است. طبق مدل نانوپلازما، یونیزاسیون، گرمایش و انبساط خوشه در حین برهمکنش لیزر-خوشه و بعد از آن اتفاق می‌افتد. تولید الکترون‌های پرانرژی یکی از نتایج این نوع برهمکنش است. وقتی شدت لیزر فمتوثانیه افزایش می‌یابد، انرژی، چگالی و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها بیشتر می‌شود. نشان داده شد که وقتی از لیزرهای دو پالسی در برهمکنش استفاده می‌شود، انرژی، چگالی و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها در مقایسه با برهمکنش با لیزرهای تک پالسی به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. نتایج نشان داد در صورت استفاده از لیزرهای دو پالسی به جای لیزرهای تک پالسی در برهمکنش لیزر با خوشه‌های اتمی در شدت‌های مساوی بهبود یونیزاسیون و افزایش انرژی الکترون‌ها اتفاق می‌افتد و همچنین فشار هیدرودینامیکی نیز تا 39% بهبود می‌یابد. تأثیر زمان تأخیر بین دو پالس نیز بررسی شد و مشخص گردید که با انتخاب زمان تأخیر مناسب می‌توان الکترون‌های با انرژی بالاتری به دست آورد.

واژه‌های کلیدی

لیزرهای دو پالسی، مدل نانوپلازما، شتاب‌دهی الکترون‌ها، فشار هیدرودینامیکی، برهمکنش لیزر-خوشه

مقدمه

در سال‌های اخیر، توسعه پالس‌های لیزری فوق‌العاده کوتاه به روش CPA¹ و تکنیک‌های تقویت پارامتریک چیرپ پالس نوری OPCPA محققان را به توجه ویژه به برهمکنش‌های لیزر و مواد سوق داده است [1]. لیزرهای پر قدرت به دست آمده از تکنیک‌های CPA برای تولید الکترون‌های پراثرژی تا مگا الکترون ولت استفاده شده‌اند [2,3]. اخیراً با مطالعه معادلات اندرکنش و اعمال اصلاحات مناسب، پیشرفت چشمگیری در افزایش انرژی و کیفیت پرتوهای الکترونی حاصل شده است [4,5].

الکترون‌های پراثرژی کاربردهای متفاوتی دارند، از جمله فرآیند یونیزاسیون و فرایندهای تجزیه، تولید منابع تابش پر شدت مانند اشعه ایکس، فناوری‌های بیولوژیکی و پزشکی، اشتعال سریع واکنش همجوشی و دینامیک فتوشیمیایی را می‌توان نام برد [6-9]. یکی از موضوعات مهم و نوظهور در این زمینه، بهینه‌سازی و کنترل این ذرات پراثرژی با کاربردهای مختلف است که محققان با تکنیک‌های منحصر به فرد و جذاب سعی در توسعه آن دارند. برهمکنش لیزرهای فمتوثانیه‌ای با شدت بالا با خوشه‌های اتمی بزرگ، زمینه‌های مختلفی را برای مطالعه شتاب‌دهنده‌های الکترون و یون [10,11]. منابع نوترونی رومیزی [12]. منابع اشعه ایکس [13-15] و موجبرهای پلاسمایی فراهم کرده است [16]. شبیه‌سازی این برهمکنش از نظر فنی بسیار مهم و جالب است. شتاب ذرات یکی از اساسی‌ترین کاربردهای این نوع برهمکنش است. هزینه و فضای پایینی که در ساخت این نوع شتاب‌دهنده‌ها وجود دارد، باعث شده تا مردم توجه ویژه‌ای به این شتاب‌دهنده‌ها داشته باشند. اهداف خوشه‌ای تولید شده توسط نازل‌های گازی دارای مزایای بهتری نسبت به اهداف جامد و گاز هستند. چگالی اتم‌ها در داخل خوشه مانند یک جامد و در نواحی بیرونی مشابه گازها است که مزیت برهمکنش با هر دو فاز را دارد. به عبارت دیگر فاصله انتقال لیزر در خوشه‌ها بیشتر از هدف‌های جامد است. همچنین، جذب انرژی لیزر در خوشه بیشتر از اهداف جامد و گاز است [17,18]. بنابراین، خوشه‌ها دارای خواص منحصر به فرد و اهداف مناسبی در برهمکنش با لیزرهای با شدت بالا برای تولید ذرات پراثرژی هستند.

در سال 1996، دیتمایر و همکارانش، مدلی پیشنهاد کردند که بر اساس آن خوشه‌هایی با اتم‌های بیش از 10000 باید به عنوان محیط نانو پلاسما در نظر گرفته شوند [19]. مدل نانوپلاسما با موفقیت تمام پدیده‌ها را در برهمکنش لیزر - خوشه توضیح می‌دهد و با نتایج تجربی مطابقت خوبی دارد [20,21,22,23]. اخیراً، مول و همکارانش تأثیر فرآیندهای برانگیختگی و وا - برانگیختگی بر دینامیک برهمکنش لیزر-خوشه را بررسی کردند [24]. آنها به این نتیجه رسیدند که با اعمال حالت‌های تحریک، یونیزاسیون اتم‌های خوشه افزایش می‌یابد و در پایان برهمکنش، حالت‌های بار یونی بیشتری ایجاد می‌شود. همچنین دمای الکترون‌های یونیزه شده کاهش می‌یابد اما چگالی آنها افزایش می‌یابد [24]. فوکودا و همکارانش نیز نشان دادند که انتشار ذرات پراثرژی ناشی از برهمکنش لیزر-خوشه با دستکاری مدت زمان پالس و علامت چیرپ، بهینه می‌شود [25].

تمرکز اصلی این کار، بررسی تأثیر لیزر تک پالسی و دو پالسی بر دینامیک خوشه آرگون است که در کارهای قبلی دیده نشده است. به عبارت دیگر، بهبود شتاب ذرات با در نظر گرفتن لیزرهای دو پالسی مدنظر است. در واقع، اثر لیزرهای تک پالسی و دو پالسی تغییراتی در مدل‌های محاسباتی فعلی ایجاد می‌کند. یکی دیگر از ویژگی‌های این کار، بررسی تحولات زمانی جمعیت کسر یونی یون‌های آرگون در برهمکنش خوشه - لیزر برای لیزرهای تک پالسی و دو پالسی است. همچنین میدان الکتریکی داخل خوشه، تحول زمانی دمای الکترون‌ها، تحول زمانی چگالی الکترون و تحول زمانی فشار هیدرودینامیکی بررسی شده‌اند. در ادامه، تحولات دمای الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی در لیزرهای دوپالسی و تک پالسی در شدت‌های مختلف لیزر مورد بررسی قرار می‌گیرد. مشخص شد که هنگام استفاده از لیزرهای دو پالسی در برهمکنش با خوشه‌های آرگون، تقریباً دمای الکترون‌ها 50% و فشار هیدرودینامیکی 39% بهبود می‌یابند. همچنین به نظر می‌رسد زمان تأخیر پارامتر مهمی در دستیابی به الکترون‌های پراثرژی در استفاده از لیزرهای دو پالسی است.

مدل نانو پلاسما

در این بخش مدل نانوپلاسما را به طور مختصر بررسی می‌کنیم. با توجه به این مدل، فرض بر این است که خوشه‌ها

1. Chirped-Pulse Amplification

$$f(l,m) = \frac{((2l+1)(l+|m|)!)}{(2^{|m|}|m|!(l-|m|)!)} \quad (8)$$

$$n^* = Z\sqrt{2I_p} \quad (9)$$

در معادلات فوق l و m اعداد کوانتومی را نشان می‌دهند و رابطه میدان الکتریکی در داخل خوشه E_c با میدان الکتریکی لیزر E به صورت زیر است.

$$E_c = \frac{3E}{|\varepsilon_c+2|} \quad (10)$$

با استفاده از مدل درود ثابت دی الکتریک $\varepsilon_c = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + iv)}$ می‌باشد، ν فرکانس برخورد الکترون

یون [24]، $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$ فرکانس پلاسما، e و m_e

بار و جرم الکترون هستند. I_p پتانسیل یونیزاسیون از حالت بار Z تا $Z+1$ بر حسب ev است. آهنگ یونیزاسیون برخوردی را نیز می‌توان به صورت زیر نوشت [26]

$$W_{inz}^{cl} = n_e S \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right) \quad (11)$$

ضریب آهنگ یونیزاسیون برخوردی، S ، با فرمول لوتر داده می‌شود [28]، ΔE در معادله (11) تغییر انرژی یونیزاسیون ناشی از غربالگری پلاسما است. آهنگ فرآیندهای یونیزاسیون که به دلیل حرکت لرزشی الکترون‌های آزاد در میدان لیزری W_{las} رخ می‌دهد توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$W_{las} = \frac{a_i q_i n_e}{2\pi I_p \sqrt{(m_e U_p)}} \left[\left(3 - \frac{I_p}{U_p} + \frac{3}{32} \left(\frac{I_p}{U_p} \right)^2 \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - I_p/(2U_p)}}{1 - \sqrt{1 - I_p/(2U_p)}} \right) - \left(\frac{7}{2} - \frac{3I_p}{8U_p} \right) \sqrt{1 - I_p/(2U_p)} \right) \right] \quad (12)$$

q_i تعداد الکترون‌ها در زیر لایه i ام و a_i عدد ثابت است. پس از جذب انرژی توسط الکترون‌ها، انبساط خوشه آغاز می‌شود. دو مکانیسم در مدل نانوپلاسما وجود دارد. اولین مورد فشار هیدرودینامیکی ناشی از انبساط الکترون‌های داغ است که توسط رابطه زیر ارائه می‌شود [19]

$$P = n_e k T_e \quad (13)$$

دومین مکانیسم، فشار کولنی است [19]

در ابتدا کره‌های خنثی با دما و چگالی یکنواخت هستند. همچنین شعاع کره‌ها از طول موج میدان لیزر اعمال شده کوچک‌تر است.

معادلات استفاده شده برای توصیف تحول زمانی چگالی یونی n_i و دمای الکترون T_e به صورت زیر هستند [26].

$$\frac{dn_i(Z)}{dt} = -[W(Z) + \alpha_3(Z)n_e^2]n_i(Z) + W(Z-1)n_i(Z-1) + \alpha_3(Z+1)n_e^2n_i(Z+1) \quad (1)$$

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} \frac{Q}{n_e} - \frac{T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dt} + \frac{2}{3} \sum_{Z=0}^{\infty} \varepsilon_i(Z) [\alpha_3(Z+1)n_e n_i(Z+1) - S(Z)n_i(Z)] \quad (2)$$

که در آن رابطه بین چگالی الکترون و چگالی یون با $n_e = \sum_{Z=0}^{\infty} Z n_i(Z)$ داده می‌شود. در معادله (1)، ضرایب W و α_3 به ترتیب آهنگ یونیزاسیون کل از حالت بار Z به حالت بار $Z+1$ و آهنگ بازترکیب سه جسی را توصیف می‌کنند. S ضریب یونیزاسیون برخوردی است که در بررسی جزئی یونیزاسیون مورد بحث قرار خواهد گرفت. آهنگ بازترکیب سه جسی، α_3 در معادله (2)، به صورت زیر نشان داده می‌شود [26].

$$\alpha_3 = \frac{4\pi\sqrt{2\pi}}{9} \frac{e^{10} Z^3}{m_e^{1/2} (kT_e)^{9/2}} \ln \sqrt{1+Z^2} \quad (3)$$

و آهنگ جذب انرژی برخوردی، Q ، به صورت زیر است [26]

$$Q = \frac{\omega_p^2 \nu}{\left[\omega - \frac{\omega_p^2}{3\omega} \right]^2 + \nu^2} \frac{|E|^2}{8\pi} \quad (4)$$

که $\nu(\omega)$ فرکانس برخورد و $|E|^2$ شدت لیزر است. در معادله (2)، $\varepsilon_i(Z)$ پتانسیل یونیزاسیون یون در لایه i ام با بار Z بوده و W_{inz}^{cl} ، آهنگ یونیزاسیون برخوردی توسط الکترون‌های گرمایی است [26]. آهنگ یونیزاسیون کلی برهمکنش لیزر-خوشه توسط رابطه زیر داده می‌شود [26].

$$W(Z) = W_{ADK} + W_{inz}^{cl} + W_{las} \quad (5)$$

اولین مرحله برای تولید پلاسما در خوشه‌ها یونیزاسیون تونلی است که الکترون‌ها و یون‌های آزاد اولیه را تولید می‌کند و آهنگ آن برابر است

$$W_{ADK} = C_{n^*l}^2 f(l,m) I_p \left(\frac{3E}{\pi(2I_p)^{3/2}} \right)^{1/2} \times \left(\frac{2(2I_p)^{3/2}}{E} \right)^{2n^*-|m|-1} \exp\left(-\frac{2(2I_p)^{3/2}}{3E}\right) \quad (6)$$

$$C_{n^*l} = (2e/n^*)^{n^*} (2\pi n^*)^{-1/2} \quad (7)$$

نتایج شبیه‌سازی

در این مقاله، برهم‌کنش لیزرهای فمتوثانیه تک پالسی و دو پالسی با خوشه‌های آرگون شبیه‌سازی شده است. شبیه‌سازی این اندرکنش در مدل نانو پلاسما به روش ذره در جعبه صفر بعدی انجام گرفته و سیستم معادلات دیفرانسیل آن به صورت عددی با استفاده از حلال رانگ- کوتا¹ حل شده است. در این مطالعه، شعاع خوشه 15×10^{-7} cm، چگالی اتم‌های اولیه خوشه $2.63 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ ، زمان تأخیر بین دو پالس 30fs و دیرش زمانی پالس لیزر، FWHM=40fs، در نظر گرفته شده است. مبدأ زمان به گونه‌ای انتخاب می‌شود که ماکزیمم E در $t=0$ قرار گیرد.

همان طور که در بالا ذکر شد، تولید ذرات پرنرژی با چگالی بالا برای دستیابی به همجوشی ضروری است و برای این منظور سعی کردیم با تغییر شرایط برهمکنش خوشه - لیزر، ذرات پرنرژی ایجاد کنیم.

در اینجا، ما سه شکل مختلف از شدت لیزر را در نظر می‌گیریم، (i) لیزر تک پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ ، (ii) لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ لیزر دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ و اثرات آنها را بر برهمکنش خوشه - لیزر مقایسه می‌کنیم.

زمانی که پالس لیزر با خوشه اندرکنش می‌کند، اتم‌ها شروع به یونیزه شدن می‌کنند. تحول زمانی جمعیت کسریونی یون‌های آرگون در شکل 1 نشان داده شده است. همان طور که از شکل a1 مشخص است، وقتی لیزری با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ با خوشه‌های آرگون اندرکنش می‌کند، اتم‌های خوشه را یونیزه می‌کند و حالت‌های بار یونی ایجاد می‌شوند. در این شدت، یون‌های Ar^{+8} حالت‌های پایدارتری در داخل پلاسما به خود می‌گیرند. هنگامی که شدت لیزر افزایش یافته و به $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ می‌رسد، مشاهده می‌شود که حالت‌های بار یونی Ar^{+9} نیز ایجاد می‌شوند. این موضوع در شکل b1 نشان داده شده است. مشخص می‌شود که با افزایش شدت لیزر، یونیزاسیون بهبود یافته و الکترون‌ها از مدارهای داخلی یونیزه می‌شوند. شکل c1 کسر یونی اتم‌های آرگون را در اندرکنش با لیزر دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ نشان می‌دهد. واضح است که در این

$$P_{coul} = \frac{q^2 e^2}{8\pi r^4} \quad (14)$$

که در آن q بار ایجاد شده روی خوشه به دلیل فرار الکترون است. فشار کل با رابطه زیر داده می‌شود [19]

$$P_{tot} = P_e + P_{coul} \quad (15)$$

در این کار، P_{coul} در مقایسه با P_e بسیار کوچک است و فشار کولن را می‌توان برای خوشه‌هایی با شعاع بزرگ نادیده گرفت. میانگین حالت بار در داخل خوشه با رابطه زیر محاسبه می‌شود

$$Z_c = \frac{\sum_{Z=0}^{\infty} Z n_i(Z)}{\sum_{Z=0}^{\infty} n_i(Z)} \quad (16)$$

برای حالت لیزر تک پالسی، شدت لیزر دارای شکل گاوسی است که به صورت زیر است [29,30]

$$I(t) = I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (17)$$

و در مورد لیزرهای دوپالسی، شدت لیزر برهم‌نهی دو موج گاوسی است [29]

$$I(t) = I_{01} \exp\left(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau^2}\right) + I_{02} \exp\left(-4 \ln 2 \frac{(t-dt)^2}{\tau^2}\right) \quad (18)$$

که در آن I_{0i} ماکزیمم شدت پالس i ام، τ مدت زمان پالس و dt زمان تأخیر بین دو پالس است.

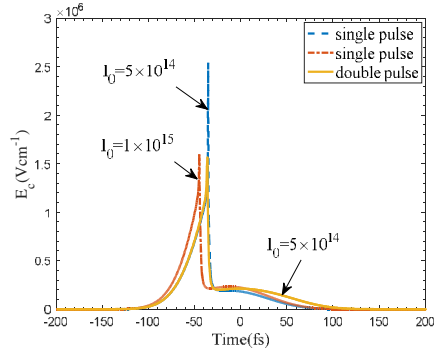
وقتی برای گرم کردن پلاسما یا محبوس‌سازی از باریکه‌های پرتوان امواج لیزر استفاده می‌شود، فشار تابشی ممکن است به چند هزار اتمسفر برسد. این نیرو وقتی به پلاسما اعمال می‌شود، به ذرات پلاسما منتقل می‌شود. این نیرو نیروی اثرگذار خوانده می‌شود. برای به دست آوردن نیروی اثرگذار یک موج الکترومغناطیسی در یک پلاسما، حرکت الکترون را در میدان‌های نوسان کننده E و B بررسی می‌کنیم. معادله حرکت الکترون در حضور یک موج EM با استفاده از نیروی لورنتسی در سیستم گاوسی به شکل زیر بیان می‌شود.

$$\mathbf{F}_L = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (19)$$

با استفاده از تقریب مرتبه دوم و بسط E حول \mathbf{R}_0 ، نیروی وارد شده بر یک الکترون و نهایتاً نیروی وارد بر الکترون‌های پلاسما که از حاصلضرب این نیرو در چگالی الکترونی n_e به دست می‌آید، به صورت زیر خواهد بود [2]

$$\mathbf{F}_{NL} = -\frac{\omega_p^2}{8\pi\omega_0^2} \nabla \langle \mathbf{E}^2 \rangle \quad (20)$$

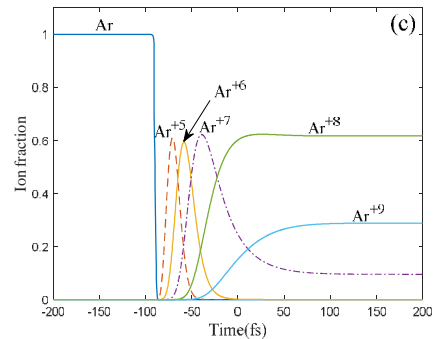
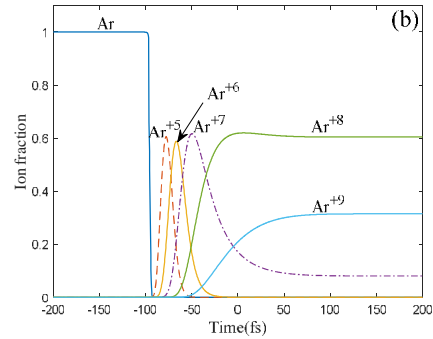
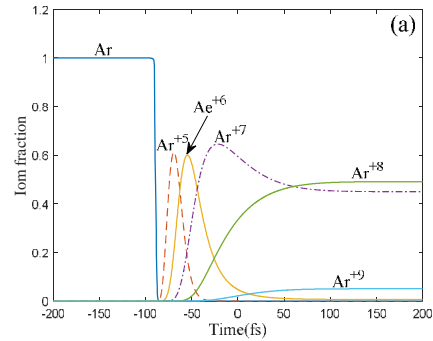
داخل خوشه در شکل 2 برای سه نوع مختلف از شدت لیزر نشان داده شده است. افزایش ناگهانی میدان در داخل خوشه در شکل 2 دیده می‌شود.



شکل 2. میدان الکتریکی داخل خوشه در برهمکنش لیزری با دیرش زمانی پالس لیزر 40fs و طول موج 825nm، برای سه حالت مختلف: تک پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ (خط چین)، لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ (نقطه - خط)، و لیزر دو پالس با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ (خط ممتد) و زمان تأخیر بین دو پالس 30fs.

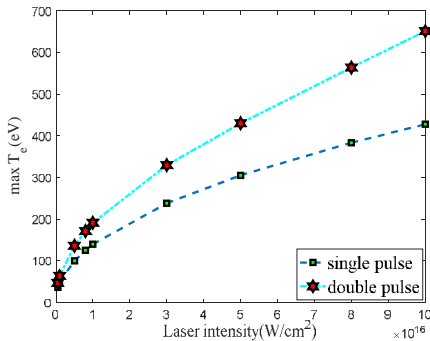
دلیل این رفتار میدان در داخل خوشه این است که با افزایش شدت لیزر، سرعت یونیزاسیون افزایش می‌یابد و چگالی الکترونی خوشه افزایش می‌یابد. وقتی مقدار چگالی الکترون به مقدار $3n_{cr}$ نزدیک می‌شود که n_{cr} چگالی الکترون بحرانی است و با $n_{cr} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}$ داده می‌شود (مخرج کسر در معادله (10) $\frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda^2} \text{cm}^{-3}$ به حداقل می‌رسد و میدان داخلی به شدت افزایش می‌یابد. شروع اولیه افزایش میدان در شدت زیاد لیزر باعث افزایش یونیزاسیون و در نتیجه افزایش انرژی و افزایش چگالی الکترون‌ها می‌شود. از شکل 2 نیز مشخص است که میدان‌های داخلی لیزرهای تک پالسی و دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ تا $t = -33 \text{fs}$ بر هم منطبق هستند. پس از آن، زمانی که میدان داخلی خوشه در برهمکنش با لیزرهای دو پالسی افزایش می‌یابد، یونیزاسیون، چگالی و انرژی الکترون‌ها افزایش پیدا می‌کند. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که بیشترین تفاوت در میدان داخلی خوشه برای لیزرهای تک پالسی و دو پالسی در $t = 60 \text{fs}$ رخ می‌دهد و به نظر می‌رسد که این زمان باید بر نتایج شبیه‌سازی تأثیر داشته باشد.

حالت‌های بار یونی Ar^{+9} نیز تولید می‌شود. این یک نتیجه جالب است و نشان می‌دهد که با استفاده از لیزرهای دو پالسی می‌توان یونیزاسیون بهتری را در شدت‌های کم به دست آورد.



شکل 1. تحول زمانی جمعیت کسر یونی یون‌های آرگون در برهمکنش خوشه‌ای لیزری با دیرش زمانی پالس لیزر 40fs و طول موج 825nm (الف) لیزر تک پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ (ب) لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ (ج) لیزر دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ با زمان تأخیر 30fs بین دو پالس.

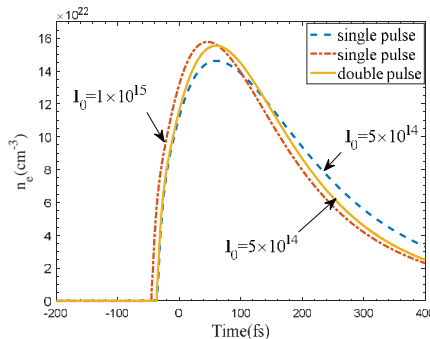
در اثر برهمکنش میدان لیزر با خوشه، میدان الکتریکی در داخل خوشه ایجاد می‌شود. تحول زمانی میدان الکتریکی



شکل 4. ماکزیمم دمای الکترون به عنوان تابعی از شدت لیزر در اندرکنش لیزر دوپالسی (ستاره) و لیزر تک پالسی (مربع) با خوشه آرگون.

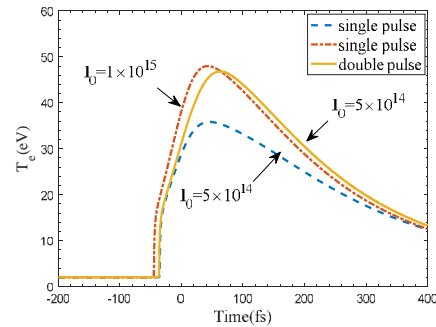
از شکل 4 دریافت می‌شود که در شدت‌های بیشتر، دمای الکترون‌های تولید شده بیشتر است. به عبارت دیگر، هنگامی که از لیزرهای دو پالسی استفاده می‌شود، با شدت، دمای الکترون‌ها 50% بهبود می‌یابد.

از آنجایی که کل انرژی حاصل از این نوع برهمکنش در همجوشی هسته‌ای و سایر کاربردها مهم است، تولید الکترون‌های داغ با چگالی بالا از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. چگالی الکترون‌های به‌دست آمده از شبیه‌سازی برهمکنش خوشه‌های اتمی آرگون توسط لیزرهای تک پالسی و دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ و لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ با خوشه‌های اتمی آرگون را نشان می‌دهد.



شکل 5. تحول زمانی چگالی الکترون در برهمکنش خوشه - لیزر برای سه حالت مختلف تک پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (خط چین)، لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ (نقطه - خط) و لیزر دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (خط ممتد) و زمان تأخیر بین دو پالس 30fs

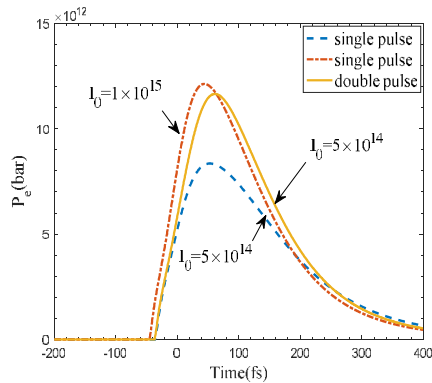
یکی از نتایج اساسی برهمکنش لیزرهای با شدت بالا با خوشه‌های اتمی، تولید الکترون‌های پر انرژی است. شکل 3 دمای الکترون‌ها را در برهمکنش خوشه‌های آرگون با لیزر تک پالسی و لیزر دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ و لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ نشان می‌دهد. ذکر این نکته ضروری است که نمی‌توان T_{e0} را در معادلات صفر در نظر گرفت. بنابراین برای جلوگیری از ابهام در معادلات $T_{e0} = 2eV$ را در نظر می‌گیریم.



شکل 3. تحول زمانی دمای الکترون‌ها در برهمکنش خوشه - لیزر برای سه حالت مختلف تک پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (خط چین)، لیزر تک پالسی با شدت (نقطه - خط) و لیزر دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (ممتد) و زمان تأخیر بین دو پالس 30fs.

کاملاً مشهود است که در چنین برهمکنشی، در شدت لیزرهای بالاتر، دمای الکترون‌های تولید شده بیشتر است. اما در شدت‌های مساوی، با استفاده از لیزرهای دو پالسی، می‌توان الکترون‌های داغ‌تری تولید کرد. با نگاه دقیق به شکل 3، مشاهده می‌شود که در حدود $t = 60 \text{ fs}$ اختلاف دما بین الکترون‌ها برای حالت تک پالسی و دو پالسی بیشترین مقدار را دارد. با مقایسه شکل 2 و شکل 3 مشخص می‌شود که اختلاف میدان داخلی در برهمکنش لیزرها با خوشه تأثیر مستقیمی بر دمای الکترون‌های تولید شده دارد. به طوری که در این زمان $t = 60 \text{ fs}$ حداکثر اختلاف میدان داخلی خوشه منجر به حداکثر اختلاف انرژی الکترون‌ها در همان لحظه می‌شود. برای بررسی نقش لیزرهای دو پالسی در شدت‌های مختلف لیزر، شکل 4 حداکثر دمای الکترون‌ها را در شدت‌های مختلف لیزر برای لیزرهای دو پالسی و تک پالسی در برهمکنش با خوشه‌های آرگون نشان می‌دهد.

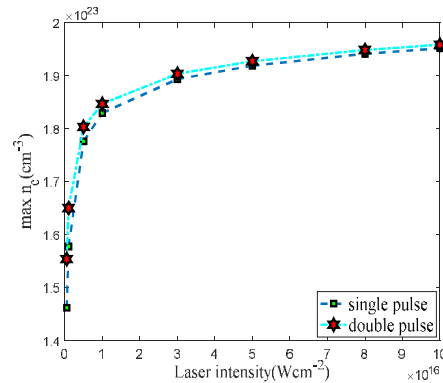
هیدرودینامیکی الکترون‌ها تأثیر بسزایی در شتاب‌دهی الکترون‌ها و یون‌ها خواهد داشت. شکل 7 فشار هیدرودینامیکی ایجاد شده با شبیه‌سازی برهمکنش لیزرهای تک پالسی و دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ و لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ با خوشه‌های اتمی آرگون را نشان می‌دهد.



شکل 7. تحول زمانی فشار هیدرودینامیکی در برهمکنش خوشه - لیزر برای سه حالت مختلف تک پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ (خط چین)، لیزر تک پالسی با شدت $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ (نقطه - خط) و لیزر دو پالسی با شدت $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ (خط ممتد) و زمان تأخیر بین دو پالسی 30fs

کاملاً واضح است که اگر از لیزرهای دو پالسی در برهمکنش خوشه - لیزر در مقایسه با لیزر تک پالسی استفاده شود، فشار هیدرودینامیکی 39% بهبود می‌یابد. به عبارت دیگر به جای استفاده از لیزرهای با شدت بالاتر برای افزایش فشار هیدرودینامیکی، می‌توان از لیزرهای دو پالسی در این نوع از اندرکنش‌ها استفاده کرد. برای بررسی نقش لیزرهای دو پالسی در شدت‌های مختلف لیزر، شکل 8 ماکزیمم فشار هیدرودینامیکی را در شدت‌های مختلف لیزر برای لیزرهای دو و تک پالسی در اندرکنش با خوشه‌های آرگون نشان می‌دهد.

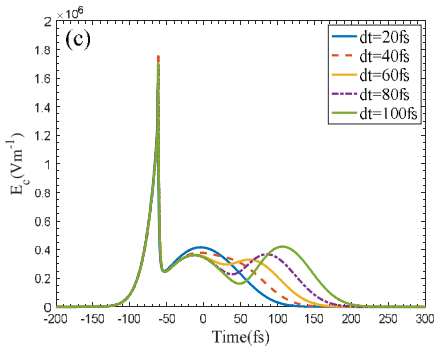
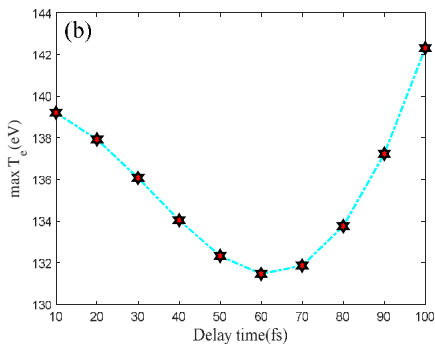
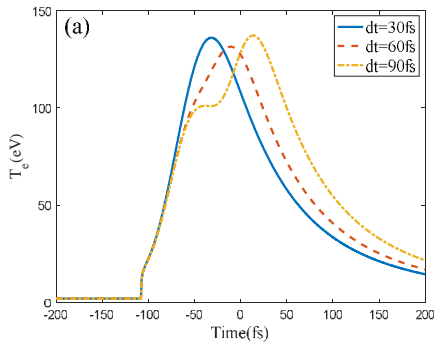
مطابق شکل 5، یونیزاسیون در شدت‌های لیزری بالا زودتر شروع می‌شود و حداکثر چگالی الکترون‌ها در این حالت بیشتر از برهمکنش با لیزرهای کم شدت است. حداکثر چگالی الکترون‌ها در برهمکنش خوشه توسط لیزرهای دو پالسی بیشتر از لیزرهای تک پالسی با همان شدت است. شکل 5 نشان می‌دهد که در حدود $t = 60 \text{fs}$ ، تفاوت در حداکثر چگالی الکترون بسیار بزرگ است که نتیجه افزایش میدان داخلی خوشه در همان زمان است.



شکل 6. وابستگی حداکثر چگالی الکترون به شدت لیزر برای هر دو مورد: لیزر دوپالسی (ستاره) و لیزر تک پالسی (الماس).

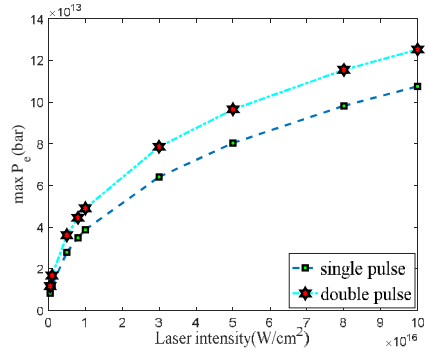
در اینجا، ما تأثیر شدت لیزر را بر حداکثر مقدار چگالی الکترون در برهمکنش خوشه‌های لیزری با لیزرهای تک پالسی و دو پالسی بررسی کردیم. برای این منظور، شکل 6 وابستگی ماکزیمم چگالی الکترون را به لیزر تک پالسی و لیزر دو پالسی با شدت لیزر نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که در لیزر با شدت بالا، تفاوت قابل توجهی بین این دو مورد وجود ندارد. به نظر می‌رسد که در شدت لیزر بالا در حالت دو پالسی، بیشتر انرژی اعمال شده به خوشه صرف افزایش انرژی جنبشی الکترون‌ها می‌شود. بنابراین تعداد الکترون‌های یونیزه شده در این حالت نسبت به حالت تک پالسی که از شکل‌های 4 و 6 مشهود است، تغییر چندانی ندارد.

با در نظر گرفتن رابطه بین فشار هیدرودینامیکی، چگالی و دمای الکترون‌ها، رابطه (13)، افزایش فشار



شکل 9. (a) تحول زمانی دمای الکترون در برهمکنش خوشه لیزر با سه زمان تأخیر مختلف، $dt=30\text{fs}$ ، $dt=60\text{fs}$ و $dt=90\text{fs}$ (b) حداکثر دمای الکترون به عنوان تابعی از زمان تأخیر و (c) تحول زمانی میدان داخل خوشه برای پنج زمان تأخیر مختلف، $dt=20\text{fs}$ ، $dt=40\text{fs}$ ، $dt=60\text{fs}$ ، $dt=80\text{fs}$ و $dt=100\text{fs}$.

از شکل 9a مشخص است که با تغییرات dt ماکزیمم دمای الکترون‌ها تغییر می‌کند و به نظر می‌رسد با تغییرات زمان تأخیر می‌توان به الکترون‌های پر انرژی دست یافت. برای بررسی بیشتر نقش dt ، حداکثر دمای الکترون‌ها را بر حسب زمان تأخیر به دست آوردیم که در شکل 9b نشان داده شده است. از این شکل مشخص است که کمترین



شکل 8. وابستگی ماکزیمم فشار هیدرودینامیکی بر حسب شدت لیزر در اندرکنش لیزر دو پالسی (ستاره) و تک پالسی (مربع) با خوشه آرگون (ستاره) و تک پالسی (مربع).

شکل 8 نشان می‌دهد که زمانی که از لیزرهای دوپالسی در اندرکنش با خوشه‌های آرگون استفاده می‌کنیم افزایش فشار هیدرودینامیکی کمتر از افزایش دمای الکترون‌ها در شدت‌های لیزری بالا است. دلیل این امر این است که فشار هیدرودینامیکی با چگالی الکترون و دمای الکترون نسبت مستقیم دارد. اثر افزایش شدت لیزر برای دو پارامتر چگالی الکترون و دمای الکترون متفاوت است. در حالی که دمای الکترون با افزایش شدت لیزر به سرعت افزایش می‌یابد، چگالی الکترون به آرامی با افزایش شدت لیزر افزایش می‌یابد. با این حال، حداکثر فشار هیدرودینامیک تابع افزایشی از شدت لیزر است و هنگام استفاده از لیزرهای دو پالسی، حداکثر فشار هیدرودینامیکی را تقریباً 30% نسبت به لیزر تک پالسی بهبود می‌بخشد. این نتیجه مهم است؛ زیرا یکی از اهداف دربرهمکنش لیزر با خوشه دستیابی به فشار هیدرودینامیکی بالاتر در فرآیند گرمایش است. بنابراین به نظر می‌رسد یکی از راه‌های ساده برای به دست آوردن الکترون‌های پر شتاب در برهمکنش خوشه - لیزر در حالت غیر نسبیستی استفاده از لیزرهای دو پالسی باشد.

یکی از پارامترهای اساسی در برهمکنش لیزرهای دو پالسی با خوشه‌های اتمی، زمان تأخیر بین دو پالس لیزر است. بنابراین، برای بررسی اثر آن، تحول زمانی دمای الکترون برای سه زمان تأخیر مختلف شبیه‌سازی شده و در شکل 9a نشان داده شده است.

نتایج را تا حدی بهبود ببخشد که افزایش شدت لیزر باعث بهبود آنها می‌شود. به عبارت دیگر، ایجاد حالت‌های بار یونی بالا و یونیزاسیون بیشتر، فرآیندهای گرمایش و انبساط خوشه را در مدل نانوپلازما افزایش می‌دهد و دسترسی به الکترون‌های پرانرژی را امکان‌پذیر می‌سازد. ما دریافتیم که وقتی لیزرهای دو پالسی در برهمکنش با خوشه‌های آرگون استفاده می‌شود، بهبود دمای الکترون تقریباً 50% است. همچنین مشخص شد که افزایش دمای الکترون در شدت‌های لیزر بالا، بیشتر قابل توجه است. مطالعه چگالی الکترونی نشان داد که این کمیت نیز تحت تأثیر انتخاب لیزر تک پالسی یا دو پالسی در برهمکنش با خوشه‌ها قرار می‌گیرد. بنابراین با توجه به مدل نانو پلازما، افزایش دما و چگالی الکترون‌ها باید منجر به افزایش فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها در این نوع برهمکنش شود. بر این اساس، در نتایج شبیه‌سازی، بهبود 39% درصدی فشار هیدرودینامیکی کاملاً با دینامیک برهمکنش مطابقت دارد. همچنین، نتایج شبیه‌سازی نشان داد که زمان تأخیر، پارامتر مهمی در برهمکنش لیزرهای دو پالسی با خوشه‌های اتمی است. همچنین با انتخاب زمان تأخیر مناسب می‌توان الکترون‌های انرژی بالاتری به دست آورد.

این مقاله با حمایت دانشگاه پیام نور تهیه شده است.

مقدار برای دمای الکترون‌ها تنها زمانی رخ می‌دهد که $dt = 60fs$ باشد. برای یافتن دلیل این تغییرات در دمای الکترون‌ها، همان طور که در شکل 9c نشان داده شده است، تحول زمانی میدان درون خوشه را برای پنج زمان تأخیر مختلف ترسیم کردیم. بنابراین، از شکل 9c در می‌یابیم که حداکثر میدان داخلی برای $dt = 100fs$ بیشتر از بقیه است و در نتیجه دمای الکترون‌ها در این حالت بیشتر افزایش می‌یابد. این تحلیل برای dt بعدی نیز معتبر است و با شکل‌های 9b و 9c مطابقت دارد.

بحث و نتیجه‌گیری

در تحقیق حاضر، بر اساس یک مدل نظری، به بررسی برهمکنش لیزر فمتوثانیه با خوشه آرگون پرداخته‌ایم. ما دو نوع لیزر یعنی لیزرهای تک پالسی و دو پالسی را اعمال کرده‌ایم. تحول زمانی کسر یونی، میدان الکتریکی داخل خوشه، دما و چگالی الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی شبیه‌سازی شد. ما دریافتیم که این برهمکنش به شدت به نوع لیزر مورد استفاده بستگی دارد. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که هنگام استفاده از لیزرهای دو پالسی در برهمکنش، میدان داخلی افزایش بیشتری دارد و حالت‌های بار یونی بیشتر در داخل خوشه ایجاد می‌شود. بنابراین در این حالت فرآیند یونیزاسیون بهتر انجام می‌شود و می‌تواند

References

- [1] D Strickland, G Mourou Optics Communications 55 (1985) 447
- [2] H Ghaforyan, R Sadighi-Bonabi, E Irani Advances in High Energy Physics 2016 (2016)
- [3] J Magyar, C Aita, M Gajdardziska-Josifovska, A Sklyarov, K Mikhaylichenko & V V Yakovlev Applied Physics A 77 (2003) 285
- [4] L M Chen, M Kando, M H Xu, Y T Li, J Koga, M Chen, H Xu, X H Yuan, Q L Dong, Z M Sheng, S V Bulanov, Y Kato, J Zhang, and T Tajima Phys Rev Lett 100 (2008) 045004
- [5] V Arora, P A Naik, J A Chakera, S Bagchi, M Tayyab, P D Gupta AIP Advances 4 (2014) 047106
- [6] M D Feit, J C Garrison, and A M Rubenchik Phys Rev E 53 (1996) 1068
- [7] H Omi, T Tawara, and M Tateishi AIP Advances 2 (2012) 012141
- [8] K W D Ledingham, P McKenna, and R P Singhal Science 300 (2003) 1107
- [9] Felcy Jyothi Serrao, K M Sandeep, Shreeshha Bhat, and S M Dharmaprakash Applied Physics A 124 (2018)
- [10] B Cui, B Tang, R Ma, Q Huang, Y Ma, L Chen, W Jiang Review of Scientific Instruments 83 (2012) 02A321
- [11] T Z Zhan, C N Xu, H Yamada, Y Terasawa, L Zhang, H Iwase, and M Kawai AIP Advances 2 (2012) 032116
- [12] F N Beg, K Krushelnick, C Gower, S Torm, A E Dangor, A Howard, T Sumner, A Bewick, V Lebedenko, J Dawson, D Davidge, M Joshi, J R Gillespie Appl Phys Lett 80 (2002) 3009
- [13] V D Zvorykin, A O Levchenko, A V Shutov, E V Solomina, N N Ustinovskii,

- I V Smetanin *Physics of Plasmas* 19 (2012) 033509
- [14] N L Kugland, B Aurand, C G Brown, C G Constantin, E T Everson, S H Glenzer, D B Schaeffer, A Tauschwitz, C Niemann *Appl Phys Lett* 101 (2012) 024102
- [15] L Nikzad, R Sadighi-Bonabi, Z Riazi, M Mohammadi, F Heydarian *Phys Rev ST Accel Beams* 15 (2012) 021301
- [16] M Shirozhan, M Moshkelgosha, and R Sadighi-Bonabi *Laser and Particle Beams* 32 (2014)
- [17] B Shokri, A R Niknam, and V Krainov *Laser and Particle Beams* 22 (2004)
- [18] L Zhang, L M Chen, W M Wang, W C Yan, D W Yuan, J I Y Mao, Z H Wang, C Liu, Z W Shen, A Faenov, T Pikuz, D Z Li, Y T Li, Q L Dong, X Lu, J L Ma, Z h Y Wei, Z M Sheng, J Zhang *Appl Phys Lett* 100 (2012) 014104
- [19] T Ditmire, T Donnelly, A M Rubenchik, R W Falcone, and M D Perry *Phys Rev A* 61 (1996) 063201
- [20] S Micheau, H Jouin, and B Pons *Phys Rev A* 77 (2008) 053201
- [21] H Ghaforyan *Pramana – J Phys* 92 81 (2019)
- [22] H Khalilpour, H Ghaforyan *BiQuarterly Journal of Optoelectronic* 2 9 (2020)
- [23] H Ghaforyan *BiQuarterly Journal of Optoelectronic* 3 27 (2017)
- [24] M Moll, M Schlanges, Th Bornath, V P Krainov *Phys Rev A* 91 (2015) 033405
- [25] Y Fukuda, K Yamakawa, Y Akahane, M Aoyama, N Inoue, H Ueda, and Y Kishimoto *Phys Rev A* 67 (2003) 061201 (R)
- [26] X Gao, A V Arefiev, R C Korzekwa, X Wang, B Shim, M C Downer *Journal of Applied Physics* 114 (2013) 034903
- [27] X Gao, Characterization of Cluster/Monomer Ratio in Pulsed Supersonic Gas Jets, The University of Texas at Austin, (2012)
- [28] W Lotz *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei* 232 (1970) 101
- [29] P Hilse, Th Bornath, M Moll, M Schlanges, N X Truong, S Gode, J Tiggesbäumker, and K -H Meiwes-Broer *Contributions to Plasma Physics* 52 (2012) 28
- [30] Alexey V Arefiev, Xiaohui Gao, Mikhail R Tushentsov, Xiaoming Wang, Bonggu Shim Boris N Breizman, Michael C Downer, *High Energy Density Physics* 6 (2010) 121–127

COPYRIGHTS



© 2022 by the authors Licensee PNU, Tehran, Iran This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4 0 International (CC BY4 0) (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0>)