

نشربه مابش وفناوري مسةاي

نشریه تابش و فناوری هسته ای، سال دوم ، شماره ۳، پاییز ۱۳۹۵

# محاسبه برد توقف ذرات باردار شتابدار نسبیتی در گداخت لیزری به روش محصورسازی

لختى(ICF) طبق مدل تجمعى

بابک مالکی نیا <sup>۱</sup>، آزاده حقیقت زاده<sup>۲</sup>، سجاد پایون<sup>۳</sup> ۱ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد گچساران،گچساران، ایران ۱ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد اهواز، اهواز، ایران ۲ کارشناس ارشد، گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات خوزستان، دانشگاه آزاد اسلامی، اهواز، ایران

(تاریخ دریافت مقاله: ۱۳۹٤/۳/۱۰ – تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۹٤/٦/۱۸)

*چکید*ہ

روش محصور سازی لختی (ICF) با استفاده از محرک های لیزری طبق ملل های بلوک پلاسما، حجمی، جرقه ای و سریع انجام می شود. همجوشی و گذاخت این مدل ها طبق شرایط متفاوت صورت می گیرد. مثلا درگذاخت حجمی دمای IOV و چگالی های <sup>6</sup>06 برابر چگالی حالت جامد و یا در گذاخت بلوک پلاسمای شتاب یافته توسط لیزر، دمای keV او چگالی های برابر چگالی حالت جامد مورد نیاز است. آنچه که در این مدل ها مهم است برد توقف ذرات باردار شتابدار می باشد که یک خودگردانی را در انجام گذاخت باعث می شود. یعنی سوخت به صورت زنجیره ای انرژی مورد نیاز از گذاخت را از تولید ذره آلفای باردار کسب کواهد کرد. بنابراین محاسبه برد توقف خیلی مهم به نظر می رسد به علت دارا بودن چگالی های زیاد تنها مدل تجمعی گابور ( Collective Model ) برای برد ذرات باردار پر انرژی قابل مقایسه با نتایج تجربی آزمایشات بمب هیدروژنی خواهد بود. مدل تجمعی گابور در چگالی های بالاتر از چگالی حالت جامد مورد استفاده قرار می گیرد. در این مقاله اندن انرژی و برد توقف ذرات باردار شتابدار ( ذرات آلفا و پروتون ها) در پلاسما های چگال محاسبه خواهد شد. محاسبات برد ذرات شتابدار برای دو حالت نسبیتی و غیر نسبیتی نشان می دهد که برد توقف با در نظر گرفتن اثرهای نسبیتی کاهش می یابد و این کاهش برای دو حالت دسبیتی و غیر نسبیتی نشان می دهد که برد توقف با در نظر گرفتن اثرهای نسبیتی کاهش می یابد و این کاهش برد، سبب بالا رفتن در می پلاسما و کاهش انرژی آستانه مورد نیاز برای گذاخت خواهد شد.

**واژه های کلیدی** : برد توقف، مدل تجمعی، همجوشی به روش لختی (ICF)، چگالی حالت جامد، ذرات باردار شتابدار

پست الكترونيكي: sajad.payun@gmail.com

<sup>\*</sup> خوزستان، دانشگاه آزاد اسلامی واحد اهواز، گروه فیزیک – کد پستی: ۳۷۳۳۳–۲۱۳٤۹، صندوق پستی: ۱۹۱۵

#### 1-مقدمه

همجوشی به روش لختی (ICF) روشی برای تولید انرژی مورد نیاز نسل آینده می باشد[1]. در این روش از قرص های بسیار کوچک دوتریوم – تریتیوم به شکل گاز با چگالی بالا یا به شکل فریز با چگالی حالت جامد استفاده می شود. قرص ها توسط محرک لیزر یا بوسیله ذرات با سرعت بالا گرم و فشرده می شوند و پس از تبدیل به پلاسما، واکنش های همجوشی شروع می شود. سپس در اثر گداخت و انفجار منبسط شده و انرژی آزاد می شود. برای انجام شدن واکنش گرما هسته ای، تعداد زیادی از باریکه های نور لیزر یا یون ها از جهات مختلف بروی یک قرص هدایت می شوند. در واکنش T – D برخورد با الکترون های موجود در پلاسما از دست می درات آلفای حاصل از همجوشی به سرعت انرژی خود را در برخورد با الکترون های موجود در پلاسما از دست می واکنش گرما هسته ای دوتریوم – تریتیوم ذره آلفا با انرژی MeVی:

واکنش بالا شامل گداخت بین یک هسته ی دوتریوم و یک هسته تریتیم است.به علت سطح مقطع بالا این واکنش نسبت به سایر واکنش های گداخت بسیار آسان انجام می شود. بیشتر انرژی تولید شده از واکنش را نوترون تولید شده حمل می کند.

به علت باردار بودن ذره ی آلفا، ذره آلفا دوباره با پلاسما اندرکنش کرده و انرژی اش را به پلاسما می دهد.دمای احتراق برای واکنش T – T تقریبا برابر <sup>107</sup> × 4 کلوین می باشد. معیار لاوسون شرط لازم برای انجام گداخت می باشد. باید حاصلضرب چگالی پلاسما و زمان محصورسازی مثلا در واکنشT – Dبزرگتر از<sup>101</sup>باشد[2].

در نظر گرفتن خودگرمایشی پلاسما توسط ذرات آلفا، رسیدن به شرط لاوسون را آسان تر می کند. در این مقاله

محاسبه برد توقف ذرات باردار شتابدار آلفادر مدل های مختلف گداخت ( حجمی ، جرقه ای، بلوک پلاسما و سریع ) در چگالی و دماهای مختلف با در نظر گرفتن آثار نسبیتی طبق مدل تجمعی صورت گرفته است. به علت اینکه در روش مدل تجمعی صورت گرفته است. به علت اینکه در روش ار**(ICF)** برای انجام گداخت از محرک یون های شتابدار پر انرژی نیز استفاده می شود و مکانیزم مشابهی مانند ذرات آلفا داشته و با جا گذاشتن انرژی خود باعث گرمایش پلاسما می شود برد توقف آنها هم بررسی شده است.

## 2- مدل گداخت بلوک پلاسما:

در بر همکنش لیزر پتاوات-پیکوثانیه با پلاسما [3] یک کشف غیر عادی مشاهده شد.این کشف غیر عادی منجر به تولید بلوک پلاسمای(Block Plasma) شتابدار توسط لیزر گردید[4]که حاوی یون هایی با چگالی جریان<sup>1011</sup> م.د. این بلوک پلاسما می تواند باعث گداخت سریع سوخت- D Tشود. علت شتاب بلوک پلاسما توسط لیزر وارد شدن نیروی پاندرماتیو غیر خطی از طرف لیزر به بلوک پلاسما می باشد[6،5].

ژانگ (Zang)، و همکارانش (1998)[7] در آزمایشهای خود به یک پدیده ی غیر معمول دست یافتند. ژانگ و همکارانش مشاهده کردند که همه ی این مشاهدات غیر معمول می تواند با شتاب لایه ای پلاسما(بلوک پلاسما) توسط نیروی غیر خطی محرک توضیح داده شود. و این اساس آزمایش های بادزیاک(Badziak) شد[8].

به همین دلیل بلوک پلاسمای با محرک نیروی غیر خطی منجر به شتاب یون های پر انرژی با جریان بسیار بالا شد که به

سمت هدف(سوختD – D با چگالی حالت جامد) شتاب می گیرد. برای کابرد عملی در طرح گداخت سوختD – D، بلوک پلاسمای شتابدار با سوخت اصلی با چگالی حالت جامد برخورد کرده و واکنش گرما هسته ای را ایجاد می کند.

### 3-مدل تجمعي:

مدل معمول محاسبه برد توقف در چگالی های پایین نظریه Bethe-Bloch[و10]مي باشد كه توسط Stepanek [11] بررسي شده است. دراین مدل برخورد بینابین بین α، پروتون ها یا دیگر ذره های باردار حاصل از واکنش های هسته ای با الكترون ها مورد توجه قرار گرفته است. يک اختلاف قابل ملاحظه با سنجش كارنس[12]ظاهر شد موقعی كه پرتوی الکترون با انرژی MeV و جریان 0/5mA، به سمت هدف دوتريوم -پلي اتيلن با قطر 2 cm اصابت كرد. عمق نفوذ الکترون با تغییر ضخامت d در CD<sub>2</sub> اندازه گیری شد. و در ضخامت d =3 cm، طول توقف کمتری نسبت به نظریه ی برخورد بينابين به دست آمد. بر خلاف برخورد بینابین،برهمکنش ذره های پرانرژی توسط کل ابرالکترون ها درکره ی دبای صورت گرفت. بر همکنش بینابین در بردتوقف توسط Winterberg ارائه شده است [13]. ولى در آزمايش  $R_{BB}$ بالا برد توقف با مدل تجمعی سازگار است یعنی یک ذره شتابدار پر انرژی با کل الکترون های داخل کره دبای بر -همکنش کرده و متوقف می شود. برای دماهای کمتر از 0/1keV نظريه Bethe-Bloch و نظريه تجمعيGabor تقريباً طول توقف مشابهي را نتيجه مي دهند [14]. طول توقف هر دو نظریه Bethe-Bloch و نظریه تجمعی Gaborبرای دمای پلاسمای بیشتر از 100 ev بسیار متفاوت است. بنابراین اثر تجمعی در دماهای بالا باید در نظر گرفته شود [15].

در پلاسماهایی با چگالی و دمای بالا محاسبه برد توقف طبق مدل تجمعی نتایج منطبق با آزمایش های تجربی خواهد بود[16و17] . بنابراین انرژی کل داده شده به الکترون ها عبارت است از[18و17] :  $\Delta E = -N \ \frac{2z^2 e^4}{m_e b^2 v^2} = -4\pi \ \frac{n_e z^2 e^4}{m_e b^2 v^2} \ bdb \, dx$  $-\frac{dE}{dx} = -4\pi \ \frac{N_e z^2 e^4}{m_e v^2} \ \int \frac{db}{b}$ بنابراین اتلاف انرژی ذره آلفا به ازای واحد طول مسیر عبارت است از:  $S(E) = -\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e \ \frac{Z^2 e^4}{m_e V^2} \ ln \ \frac{b_{max}}{b_{min}}$ 

 $N_e$  چگالی الکترون است و  $Z_e$  میزان بار ذره سنگین است. ( برای ذره آلفا Z = Z و برای پروتون ها برابر یک ) است. ( برای ذره آلفا  $D_e$  و برای پروتون است. از این رو است، V سرعت لحظه ای و  $m_e$  جرم الکترون است. از این رو  $b_{max}$  و  $b_{max} = \lambda_D$  قرار می دهیم.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{KT}{4\pi N_e e^2}}$$
و برای مقدار کلاسیکی آن را قرار می دهیم.

$$(b_{\min}) = \frac{ze^2}{m_e v^2}$$

$$= 16\pi e^4 \, \frac{m_{\alpha}}{m_e} \, N_e \frac{1}{E} ln \left[ \frac{KT \, m_e^2 \, E^2}{64m_{\alpha}^2 N_e e^6} \right] \tag{1}$$

است. از (3/5 Mev) است. از (3/5 Mev) ایست. از (3/5 Mev) ایست. از [20] ایست. از  $\mathbf{R}_{\alpha} = \int_{0}^{E_{0}} \frac{dE}{S(E)} = \frac{1}{16\pi e^{4}} \frac{1}{N_{e}} \frac{m_{e}}{m_{\alpha}} \int_{0}^{E_{0}} \frac{EdE}{\ln(rE^{2})}$  $r = \frac{KT m_{e}^{2}}{64m_{\pi}^{2}} \frac{1}{N_{e}} \frac{1}{e^{6}}$  که در آن $\mathbf{m}_0$  جرم سکون و C سرعت نور در خلا است. جرم جسم ثابت نیست و طبق رابطه زیر به سرعت بستگی دار د[1]:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\tag{(7)}$$

برای در نظر گرفتن آثار نسبیتی جرم بالا را در رابطه (2) به جای جرم ذره آلفای پر انرژی قرار می دهیم.

4-نتایج عددی برد توقف ذرات بادار در مدل های مختلف گداخت :

ذره ألفا با انرژی J/5M در واکنش D – T رادر نظر می گیریم. در گداخت بلوک پلاسما چگالی برابر **n**s چگالی حالت جامد است. شكل (1) برد توقف ذره آلفا را طبق رابطه (2) بدون در نظر گرفتن آثار نسبیتی در دمای keVنشان می دهد.

و 
$$E_0 = E_{\alpha} = 3.5 \, Mev$$
  
 $E_0 = E_{\alpha} = 3.5 \, Mev$   
 $E_i(x) = \int_x^x \frac{e^t}{t} dt$   
و رابطه برد را به دست می آوریم[۲۱].

1...

$$R_{\alpha} = \frac{e^2}{2kT} \frac{m_{\alpha}}{m_e} E_i \left( ln \left( \lambda E_0^2 \right) \right)$$
 (7)

برای بررسی آثار نسبیتی ذرات بارداردر مکانیک کلاسیک جرم ، تکانه و انرژی به صورت جدا از هم، و پس از یک بر همكنش بقا دارند. مطابق تئورى نسبيت خاص انرژى كل یک جسم با جرم .m عبارت است از:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$



شکل1. برد ذره ی آلفا تولید شده در واکنش دوتریوم – تریتیوم با انرژی3/5MeV در مدل گداخت بلوک پلاسما

با توجه به شکل (1) می بینیم که با افزایش دما برد

مطابق رابطه (3) برد توقف نسبت به منحنى هاى بدون



شکل2. برد ذره ی آلفا تولید شده در واکنش دوتریوم – تریتیوم باانرژی3/5MeVدر مدل گداخت بلوک پلاسما

D – T در شکل (3) با انرژی 3/2MeV در واکنش D – T دردمای 10keV در گداخت بلوک پلاسما را نشان می دهد. در واقع شکل (3) نتایج را برای پروتون با انرژی 3/2MeV در گداخت بلوک پلاسما نشان می دهد. با توجه به شکل با در نظر گرفتن آثار نسبیتی برد با افزایش چگالی در دماهای بالا در حال کاهش است. از شکل (2) برای ذره ی آلفا با انرژی 3/5MeVتتیجه می گیریم که با افزایش دما برد در حال کاهش است. و با در نظر گرفتن آثار نسبیتی مطابق رابطه (3) برد توقف نسبت به منحنی های بدون نسبیتی کمتر شده است.در واقع نموارهای نسبیتی پایین تر از نمودارهای غیر نسبیتی قرار می گیرند.

پس بنابراین برد توقف ذره آلفا در پلاسماهایی با چگالی و دمای بالا می تواند با مدل تجمعی گابور توضیح داده شود. آثار غیر نسبیتی و نسبیتی برای پروتون ها







شکل4. برد پروتون شتاب یافته توسط لیزر در سوخت پلاسمای دوتریوم – تریتیوم در مدل گداخت بلوک پلاسما

با توجه به شکل (4) برد توقف پروتون با در نظر گرفتن آثار نسبیتی با افزایش چگالی در دماهای بالا برد کاهش پیدا می کند.

با توجه به اینکه همجوشی ساچمه های T - T با لیزر از نظر محاسبات فیزیکی روشی کاملا ایده آل می باشد . بنابراین محاسبات بسیار زیادی برای به دست آوردن شرایط سوخت و گداخت ساچمه هایT - Jبا استفاده از مدل محصور سازی لختی (ICF) انجام گرفته است. در اینجا با استفاده از مدل گداخت حجمی (VolumeIgnition)،با شرایط دمایی و چگالی ساچمه های سوختیT - J برد توقف به صورت عددی محاسبه می کنیم. روند محاسبات ما را در جهت رسیدن نورژی و برد توقف در همجوشی برای ساچمه های انرژی و برد توقف در همجوشی برای ساچمه های مدل گداخت حجمی با فشردگی یکنواخت و بی دررو طبق مدل گداخت حجمی با فرض اینکه Jنرژی اولیه توسط مدل گداخت حجمی با فرض اینکه Jنرژی اولیه توسط

حجم کروی $V_0$ و با شعاع  $\mathbf{R}_0$ منجر به رسیدن پلاسما به دمای  $T_0$  سرعت انبساط $V_0$ می شود[22].

در این محاسباتدوباره جذب شدن درصدی از تابش ترمزي ايجاد شده توسط خود پلاسما واثر مجدد گرم شدن پلاسما توسط ذرات آلفا حاصل از واکنشدر نظر گرفته شده است. روشن است که با افزایش چگالی بر خلاف سایر سوخت ها رفتاری مشاهده می شود که این رفتار به اتلاف انرژی و برد توقف ذرات آلفا مربوط می شود.ذره آلفا با انرژیD – T را در واکنش D – Tدر نظر می گیریم .در گداخت حجمی چگالی 10<sup>5</sup> برابر چگالی حالت جامد است . شکل (5) برد توقف ذره آلفا را طبق رابطه (2) بدون در نظر گرفتن آثار نسبیتی در دمای1000 keV نشان می دهد .با توجه به شکل (5) می بينيم كه با افزايش دما برد در حال كاهش است.و با در نظر گرفتن آثار نسبیتی مطابق رابطه (3) برد توقف نسبت به منحنی های بدون نسبیتی کمتر شده است. در واقع نموارهای نسبیتی پایین تر از نمودارهای غیر نسبیتی قرار میگیر ند.



شکل 5. برد ذره ی آلفا تولید شده در واکنش دوتریوم – تریتیوم باانرژی 3/5MeV در مدل گداخت حجمی



شکل6. برد پروتون شتاب یافته توسط لیزر در سوخت پلاسمای دوتریوم – تریتیوم در مدل گداخت حجمی

در شکل (6) آثار غیر نسبیتی و نسبیتی برای پروتون های 1000keVدرگداخت حجمی نشان داده شده است.

حال آثار غیر نسبیتی و نسبیتی را برای پروتون ها در گداخت حجمی بررسی می کنیم. در گداخت حجمی چگالی <sup>5</sup>01 برابر چگالی حالت جامد است. برد ذره باردار پروتون را در گداخت حجمی در دمای 1000keVبررسی می کنیم. با توجه به شکل بالا بدون در نظر گرفتن آثار نسبیتی برد با افزایش چگالی در دماهای بالا در حال کاهش است . با در نظر گرفتن آثار نسبیتی برد ابتدا با افزایش چگالی در دماهای بالاتر طبق رابطه (3) افزایش و سپس کاهش می یابد .

با توجه به شکل با در نظر گرفتن آثار نسبیتی برد با افزایش چگالی در دماهای بالا در حال کاهش است. نتایج برد توقف برای مدل گداخت

جرقهای (SparkIgnition) مشابه با مدل گداخت حجمی خواهد بود. به خاطر اینکه از نظر عملی هر دو گداخت در شرایط مشابه انجام می شود. فقط محاسبات ریاضی آنها با هم فرق می کند. اخیرا طرح های گداخت سریع(Fast Ignition) به عنوان طریقه ی اقتصادی مناسب برای مشکلات فرعی مثل ریلی –تیلور (Rayleigh - Taylor) پیشنهاد شده است[23] . طرح گداخت سریع، به عنوان یک رویکرد قوی برای گداخت در (ICF) موردتوجه قرار می گیرد و از ICF گداخت جرقه ای متفاوت می باشد.

گداخت سریع در دو مرحله انجام می شود. در ابتدا، محرک خارجی با توان نسبتا بالامانند لیزر برای فشرده ساختن اولیه هدف به کار می رود[24]. سپس با یک لیزر بسیار پر توان با پالس خیلی کوتاه یا پرتوی ذرات پر انرژی و نسبیتی احتراق می یابد[25].و گداخت اتفاق می

افتد. مزیت حرفه ای این روش، کاهش حساسیت در تراکم برای رشد ناپایداری ریلی-تیلور[26] می باشد. در مدل گداخت سریع مکانیسم های اتلاف انرژی ذره باردار، برد توقف، اثرات تجمعی در پلاسما،الاستیک هسته ای، پراکندگی کولمبی و دینامیک سوخت مورد توجه قرار داده می شود. در ایده ی اصلی گداخت سریع، الکترون های نسبیتی که در بر همکنش لیزر با هدف تولید می شوند و مسول تشکیل نقطه ی داغ، خارج از مرکز می شوند[27]. الکترون ها دمای پروتون

هارا از طریقهدایت گرماییبالا برده و دمای لازم برای انجام واکنش گرما هسته ای مهیا می شود. در این روش یک سوخت T – Dبا فشردگی اولیه با چگالی 1000 برابر چگالی حالت جامد و دمای keV10000 در نظر گرفته می شود [28]. که شدیدا آثار نسبیتی خودش را نشان خواهد داد.

شکل (7) برد توقف ذره آلفا را طبق رابطه (2) با و بدون در نظر گرفتن آثار نسبیتی در دمای10000 keVنشان می دهد .



شکل 7. برد ذره ی آلفا تولید شده در واکنش دوتریوم –تریتیوم با انرژی MeV 3.5 MeV مدل گداخت سریع

برد توقف برای پروتون های شتابدار در شکل (8) رسم شده است.در این شکل نیز برد توقف به طرز چشمگیری نسبت به بقیه ی مدل ها کاهش پیدا کرده است و آثار نسبیتی شدیدا خود را نشان داده است. از شکل (7) مشخص است که برد توقف ذرات آلفا کمترین مقدار را نسبت به بقیه ی مدل ها دارد . منحنی های نقطه چین برای ذرات آلفای نسبیتی رسم شده اند کهمانند بقیهمدل ها نسبت به منحنی های غیر نسبیتی کاهش چشمگیری داشته است.



شکل 8. برد پروتون شتاب یافته توسط لیزر در سوخت پلاسمای دوتریوم – تریتیوم در مدل گداخت سریع

5. نتيجه گيري

برد توقف ذرات آلفا با در نظر گرفتن نتایج تجربی طبق مدل تجمعی در مدل های مختلف گداخت در روش ICF با شرایط های مخصوص به هر مدل محاسبه شده اند. نتیجه می شود که حداکثر انرژی ذرات آلفا در روش ICF به پلاسما بر می گردد و گرمایش دوباره پلاسما،

واکنش های زنجیره ای ادامه خواهد یافت.یعنی اینکه بیشترین انرژی را به پلاسما منتقل می کند. به دلیل در نظر گرفتن مدل تجمعی در روش ICF نتایجعددی به دست آمده سازگاری خوبی با نتایج تجربی آزمایشهای گداخت هسته ای دارد.

- [12] J.R.KERNS, C.W. rogers, & J.G.CLARK, Penetration of Terawatt Electron Beam in Polyethyens. Bull. Am. Phys. Soc. 17, 692, 1972.
- [13] M.S. CHU, Thermonuclear Reaction Waves at High Densities. Phys. Fluids 15, 413–422, 1972.
- [14] H. HORA, Laser Fusion With Nonlinear Force Driven Plasma Blocks: Thresholds and Dielectric Effects. Laser Part. Beams 27, 207– 222, 2009.
- [15] H.HORA, New Aspects for Fusion Energy Using Inertial Confinement.Laser Part. Beams 25, 37–45.(2007).
- [16] E.BAGGE, & H. Hora, Calculation of the Reduced Penetration Depth of Relativistic Electrons in Plasmas for Nuclear Fusion. Atomkernenergie 24, 143–146, 1974.
- [17] D.H.H. Hoffmann, R. Bock., A.Y.Faenov, U. Funk, M. Geissel, U.Neuner, T.A. Pikuz, F.Rosmej, M.Roth, W. Suss, N.Tahir, & A.Tauschwitz, Plasma Physics With Intense Laser Fusion. Atomkernenergie 24, 143–146, 2000.
- [18] P.S. Ray, H. Hora. On the Range of Alpha – Particles in Laser- Produced Superdense Fusion Plasma, Nuclear Fusion 16 3, 1976.
- [19] S. Gasiorowicz, M. Neuman, R.J.Riddell, Phys. Rev. 101,922, 1956.
- [20] R. Cohen , L. Spitzer, P. Mcroutly , ,Phys , Rev. 80 ,230,1950.
- [21] E.Fermi, Nuclear Physics, The University of Chicago Press, 1951.
- [22] R.C. KIRKPATRICK, & A.Wheeler, A.John, Volume Ignition of Laser Compressed Plasmas. Nucl.Fusion 21, 398–403, 1981.
- [23] M H Key, Phys. Plasmas 14, 055502 ,2007.
- [24] G R Kumar, Pramana J. Phys. 73, 113 ,2009.
- [25] F Ognissanto, G Gorini and J Kallne, Nucl. Instrum.Methods B 269, 786, 2011.
- [26] J Pasley, Pramana J. Phys. 75, 759,2010.
- [27] B. Khanbabaei, A. Ghasemizad, and S. Khoshbinfar. Deuterium–Tritium Catalytic Reaction in Fast Ignition: Optimum Parameters Approach.Pramana —Journal Physics. Vol. 8, No. 3. September, 2014 Approach.Pramana.
- [28] S. .N. Hosseinimotlagh\*1, M.Jahedi 2, S.Kianafraz3, S.Ghaderi 4. Calculation of Energy Deposited and Stopping Range Through Deuterium Ignition Beam and Dynamical Studies on the Energy Gain in D-3He Mixtures, August 12-15,2014

- [3] J. Badziak., A.A. Kozlov, J. Makowksi, P. Parys, L. Ryc, .,J.Wolowski, E.Woryna, A.B.Vankov., Investigation of ion Streams Emitted From Plasma Produced With a High-Powe,1999.
- [4] H.HORA,., B. Malekynia,., M.Ghiranneviss,, G.H. & HE, X.T. Miley, Twenty Times Lower Ignition Threshold for Laser Driven Fusion Using Collective Effects and the Inhibition Factor. . Phys. Lett. 93, 011101,2008.
- [5] H. HORA, new Aspects for Fusion Energy Using Inertial Confinement. Laser Part. Beams 25, 37–45, 2007.
- [6] B.Malekynia,., H. Hora, ., M. Ghoranneviss, &G.H.Miley, Collective Alpha Particle Stopping For Reduction of the Threshold for Laser Fusion Using Nonlinear Force Driven Plasma Blocks. Laser Part. Beams 27, 233–241, 2009.
- [7] P.ZHANG, J.T.HE, D.B.Chen,, LI, Z.H., Zhang, Y.,Wong Lang LI, Z.H., Feng, B.H., Zhang, D.X., Tang, X.W. & Zhang, J. X-ray Emission From Ultraintense-Ultrashort Laser Irradiation. Phy. 1998.
- [8] J. BADZIAK., S. Glowacz, H. Hora, S.Jablonski, & J.Wolowski, Studies On Laser-Driven Generation of Fast High-Density Plasma Blocks for Fast Ignition. Laser Part. Beams 24, 249–254. s. Rev. E 57, 3746–3752,2006.
- [9] P.S.RAY, & H. Hora, on the Range of Alpha-Particles in Laser Produced Superdense Fusion Plasma. Nucl.Fusion 16, 535–536, 1976.
- [10] P.S.RAY, & H. Hora, on the Thermalization of Energetic Charged Particles in Fusion Plasma With Quantum Electrodynamic Considerations. Zeitschrift f. Naturforschung 31A, 538–543, 1977.
- [11] J. STEPANEK, Charged Particle Loss Rates and Ranges in Plasma. In Laser Interaction and Related Plasma Phenomena (Schwarz, H., Hora, H., Lubin, M. &Yaakobi, B., eds.)., pp. 341–351. New York: Plenum Press. 1981.



Journal of Radiation and Nuclear Technology / Vol.2 / No. 3 /autumn 2015

# Stopping power of Relativistic accelerated charged particles in laser fusion (ICF) according to collective model

### B. Malekynia<sup>1</sup>, A.Haghigatzadeh<sup>2</sup>, S.Payun<sup>\*3</sup>

<sup>1</sup> Department of physics, Gachsaran Branch, Islamic Azad University, Gachsaran, Iran <sup>2</sup> Department of physics, Ahvaz Branch, Islamic Azad University, Ahvaz, Iran <sup>3</sup> Department of physics, science and research branch of khouzestan, Islamic Azad University, Ahvaz, Iran

\* Corresponding author 's Email: sajad.payun @gmail.com

(Received: 31/5/2015 - Accepted: 9/9/2015)

#### Abstract:

The inertial confinement fusion of plasma block ignition, volume ignition, spark ignition and fast ignition models are performed with the laser driven. The ignition of these models have the different fusion conditions. For example the volume ignition model is ignited at 1000 keV temperature and  $10^{6}$  times solid state densities. Or these fusion conditions for plasma block are 10 keV and density of solid state. Due to the self-similarity og ignition, The stopping power of alpha particles are important. The plasma will be reheated by alpha particles. In the high densities the collective model according to Gabors theorem is affected. It is the favorable with the thermo nuclear experimental. The calculating of collective effect of charged particles stopping power with including the nonrelativistic and relativistic investigates that the stopping power of relativistic particles decreases and then the reheating of plasma would be increased.

**Keywords:** Stopping Power, Collective Model, Inertial Confinement Fusion, Solid state Density, Accelerated charged particles