

بررسی تئوریکی امکان تونل زنی حفره در یک پلاسمای غیر همگن با استفاده از پالس‌های لیزر فوق شدید

سیده نسرین حسینی مطلق¹، پریا هاشمی²

1. استادیار گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد شیراز
2. کارشناسی ارشد فیزیک اتمی-مولکولی، دانشگاه علوم و تحقیقات

چکیده

آینده بشر به طرز باورنکردنی، به انرژی هسته‌ای گره خورده است، استفاده عاقلانه از انرژی هسته‌ای، بر اساس درک خطرات و منافع‌اش برای غلبه بر چالشی که موجودیت ما را تهدید می‌کند ضروری است. با توجه به اهمیت همجوشی هسته‌ای می‌توان دید که شرط لازم برای انجام واکنش همجوشی، غلبه دو هسته واکنش دهنده بر سد کولنی بین آنهاست که همانطور که بیان شد برای انجام این کار دو راه وجود دارد 1- کاهش ارتفاع سد پتانسیل کولنی (همجوشی سرد) 2- دادن انرژی جنبشی به هسته‌ها (همجوشی گرم). و در همجوشی گرم مشخص شد حداقل دمای لازم برای انجام واکنش‌های همجوشی از مرتبه 10^8 K است و سپس همجوشی از طریق محصور سازی اینرسی (ICF) (یکی از انواع روش‌های همجوشی گرم) مورد بحث و بررسی قرار داده شد و از آنجا که در سیستم ICF می‌توان برای ایجاد دماهای بالا از لیزر استفاده کرد مکانیسم لیزر و لیزرهای پر شدت زتاوات و اگزاوات که به تازگی معرفی شده‌اند را توضیح داده و بیان شد که یک لیزر اگزاوات با توان $10^{25} \frac{W}{cm^2}$ می‌تواند 10kJ انرژی را در مدت 10fs تولید کند. لذا با اختراع این لیزرها، تونل‌زنی لیزر در یک پلاسمای DT چگال پیشنهاد شده است. در این مقاله با معرفی نیروی پاندروماتیو به بررسی و محاسبه این نیرو پرداخته شد. همچنین انرژی یون‌ها، سرعت تونل‌زنی و زمان تونل‌زنی در دو حالت بررسی شد: در حالت اول جرم یونی، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم و در حالت دوم جرم یونی، جرم دوتریوم (با غلظت کم تریتیوم) در نظر گرفته شده است. نتایج بررسی نشان داد که این پارامترها در این دو حالت خیلی بهم نزدیک هستند. بدلیل اینکه تولید تریتیوم گران است حالت دوم از لحاظ اقتصادی خیلی مقرون به صرفه است.

واژه‌های کلیدی: تونل‌زنی، حفره، کپسول DT، احتراق سریع، لیزر فوق شدید

مقدمه

آینده بشر به طرز باور نکردنی، به انرژی هسته‌ای گره خورده است. همین طور که جمعیت جهان افزایش می‌یابد، تقاضا برای انرژی به منظور تامین یک زندگی قابل قبول نیز افزایش یافته و منابع قابل دسترسی و بخصوص منابع سوخته‌های فسیلی را به طور جدی کاهش خواهد داد منابع و روشهای جدید و متفاوت تبدیل انرژی باید کشف شده و به استفاده عملی برسند استفاده عاقلانه از انرژی هسته‌ای، بر اساس درک هر دوی خطرات و منافع اش برای غلبه بر چالشی که موجودیت ما را تهدید می کند ضروری است.

از آنجا که انرژی هسته‌ای به دو صورت شکافت هسته‌ای و همجوشی هسته‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد، در دهه‌های اخیر، همجوشی هسته‌ای با توجه به مزیت‌های آن نسبت به شکافت، از اهمیت خاصی برخوردار شده است. در فرایند همجوشی به روش محصورسازی اینرسی (ICF) قرص سوخت را به طور یکنواخت و متقارن تحت تاثیر باریکه های لیزری پر شدت قرار می‌دهند به همین منظور سعی در تولید لیزر های پرتوان (پتاوات، اگزاوات و زتاوات) است.

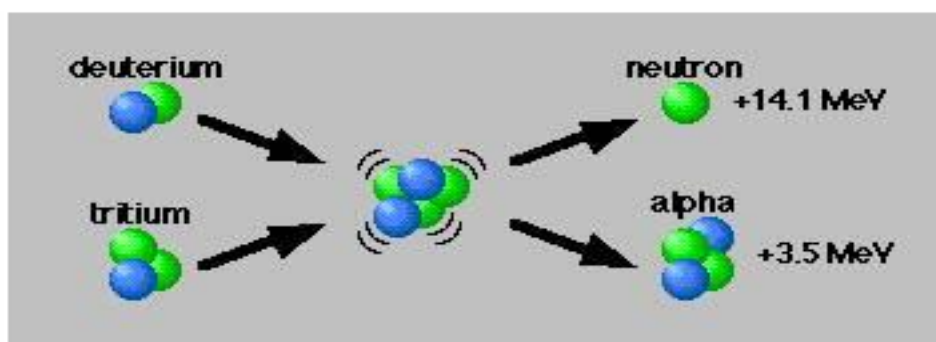
انواع واکنش های هسته ای

انواع واکنش های هسته ای عبارتند از واکنش شکافت و واکنش همجوشی [1, 2].

شکافت فرایندی است که در آن هسته یک اتم سنگین نظیر ^{235}U تبدیل به هسته های سبک تر می شود و البته در این بین مقداری انرژی نیز آزاد می شود که برای واکنش زیر در حدود 200MeV می باشد [3].

رهیافت دیگری که برای استفاده از انرژی هسته ای ارائه گردیده است و نسبت به روش اول یعنی شکافت قدمت کمتری دارد، همجوشی می باشد. در همجوشی هسته ای، هسته دو اتم سبک نظیر هیدروژن با یکدیگر ترکیب شده و هسته سنگین تری نظیر هلیوم را می سازند. در خلال این فرایند مقداری انرژی آزاد می شود.

این واکنش به نام واکنش دوتریم - تریتم یا واکنش D-T معروف است. هرگاه انرژی های جنبشی ذرات تابشی کم و قابل اغماض باشند، ذرات تولیدی ^4He و n با رعایت قانون پایستگی تکانه خطی، مقدار انرژی 17.6MeV را بین خود تقسیم می کنند، و یک نوترون تک انرژی با انرژی 14.1MeV پدیدار می شود شکل (1-1) این پدیده را بهتر نشان می دهد. غالباً از این واکنش به عنوان یک منبع نوترون های تند استفاده می شود. به خاطر آزادسازی انرژی زیاد، واکنش D-T برای استفاده در راکتورهای همجوشی کنترل شده انتخاب شده است.



شکل (1-1) همجوشی D-T

در همجوشی هسته ای، برخلاف شکافت هسته ای که از هسته های خیلی سنگین شروع می کند، می توان با شروع از هسته های خیلی سبک از منحنی انرژی بستگی بالا رفت و به طرف هسته های پایدار نزدیک شد. در این فرایند دو هسته ی سبک با هم ترکیب شده و هسته ای با جرم کمتر از $A = 56$ ایجاد می شود و مقداری انرژی نیز آزاد می شود [4].

شرایط واکنشهای همجوشی

به طور کلی امکان انجام واکنشهای همجوشی به سادگی امکان پذیر نیست. زیرا انجام واکنش همجوشی مستلزم غلبه دو هسته واکنش دهنده بر سد کولنی بین آنها می باشد. لذا چنانچه بخواهیم تا واکنش همجوشی قابل انجام باشد، بایستی به نحوی بر این سد کولنی غلبه کنیم. برای نیل به این منظور دو گزینه پیش روی داریم:

الف) به هسته ها انرژی جنبشی زیادی بدهیم به طوریکه امکان عبور از سد پتانسیل کولنی را داشته باشند.

ب) ارتفاع سد پتانسیل کولنی را کاهش دهیم.

اگر گزینه اول را انتخاب کنیم، از همجوشی گرم سخن به میان آورده ایم و چنانچه راه دوم را بر گزینیم، همجوشی سرد را در نظر گرفته ایم [6, 7].

با توجه به اهمیت همجوشی های گرم و انواع مختلف آنها، یک نوع از این همجوشی ها با جزئیات بیشتری مورد بررسی قرار می گیرد:

همجوشی به روش محصور سازی لختی¹ (اینرسی)

در این همجوشی قرص کوچک کروی شکلی از سوختی منجمد همچون دوتریم-تریتیم که دارای شعاعی به اندازه R می باشد، تحت تاثیر باریکه های لیزری با قدرت بالا به طور یکنواخت و متقارن مورد تابش قرار می گیرد. هدف این تکنیک، رسیدن به چگالی ها و دماهای به قدر کافی بالاست به طوری که قبل از انبساط و انفجار قرص، فرایند همجوشی قابل تحقق باشد. البته استفاده از باریکه های سریع و پرنرژی ذرات باردار نظیر الکترون و یا پرتوهای سبک یونی نیز ممکن است. جذب انرژی تابش لیزری در نزدیک سطح قرص باعث ایجاد یک پلازما شده که در نتیجه جدا شدن آن از سطح قرص یک موج فشاری به طرف داخل شروع به حرکت می کند (بر اساس قانون سوم نیوتن) و باعث گرم شدن قرص سوخت می گردد. البته اساس همجوشی لیزری انفجاری است که به کمک آن دانسیته سوخت بالا رفته و در نتیجه واکنش همجوشی به قدری سریع انجام می گیرد که سوختن ناشی از همجوشی سریعتر از انبساط سوخت متراکم شده انجام می پذیرد و به همین دلیل است که این فرایند "محصور سازی اینرسی" نامیده می شود [22, 23].

سیستم لیزری زتاوات

اگرچه سیستم زتاوات می تواند با استفاده از Yb: شیشه ای ساخته شود، ولی بدلیل مزایای نسبتاً مختصر ناشی از F_{sat} زیاد این ماده و وجود دیود قابل پمپ، برای رسیدن به این تراز شدت با این مواد لازم است که کار پیشرفته تری انجام شود، در فرانسه و در ایالات متحده از لیزرهایی که چندین مگاژول انرژی آزاد می کنند و همچنین از فناوری تلسکوپ بزرگ موجود (قطر 10 m) و آینه های تغییر شکل پذیر استفاده می کنند.

سیستم لیزری اگزاوات

چنانچه یک لیزر زتاوات، هرچند در عمل شدنی است، در این زمان توانسته خیلی عالی به نظر برسد، از طرف دیگر، یک سیستم اگزاوات، که 10 kJ را در fs10 تولید خواهد کرد، یعنی توان $\frac{W}{cm^2} 10^{25}$ می تواند به سادگی ساخته شود. تنها 1٪ یا 3 kJ از انرژی NIF/LMJ مورد نیاز خواهد بود. اندازه ی قطر باریکه حدود 1 m خواهد بود. روش تقویت شامل یک شبکه کریستالی 25 تایی از جنس Ti: یا قوت کبود $20 \times 20 \text{ cm}^2$ و 2 توری در اندازه ی متر خواهد بود. تلسکوپ ها روزنه ی یک متری خواهند داشت. جبهه ی موج توسط یک آینه ی بزرگ تغییر شکل پذیر تصحیح خواهد شد. در ادامه چند نمونه از کاربردهای چنین لیزرهای پر شدت که ممکن است شیوه های نوینی برای تحقیق بروی فیزیک بنیادی ارائه دهند، بررسی می شود.

کاربردهای لیزرهای پر شدت (زتاوات و اگزاوات)

از چنین لیزرهای پر شدتی در موارد متعددی استفاده می شود که شیوه های نوینی برای تحقیق بروی فیزیک بنیادی ارائه می دهند از جمله: همجوشی احتراق سریع، شتاب باریون، گسیل اشعه ی گاما، شتاب ذره، ماده ی ابر داغ و ...

طرح تونل زنی یا طرح خود-متمرکز

این طرحی است که اساساً توسط Tabak و همکارانش پیشنهاد شده و بر پایه ی سوراخ کردن یک حفره در میان پلاسمای با چگالی کمتر که قلب سوخت چگال را به وسیله ی استفاده از فشار کم یک پالس لیزر شدید احاطه کرده است، قرار دارد. این طرح در صورتیکه به 3 فاز تقسیم شود می تواند به آسان ترین نحو توضیح داده شود [53]، [54]، [55].

1. متراکم سازی

2. تونل زنی

3. احتراق

فاز اول مانند همان فاز متراکم سازی است که در ICF لکه ی داغ مرکزی مرسوم اتفاق می افتد اما شدت شوک ها و سرعت های انفجار از داخل بگونه ای محدود می شوند که لکه ی داغ مرکزی در مقایسه سردتر است و چگالی های از داخل منفجر شده نیز محدود هستند. در دومین فاز از طرح تونل زنی، یک پرتوی لیزر پالس کوتاه (معمولاً "100 ps ~ در یک دوره) یک تونل را در میان پلاسمایی با چگالی کمتر که قلب سوخت چگال آن را احاطه کرده است، قرار می دهد. این حفره به عنوان یک کانال باز عمل می کند که تقریباً خالی از پلاسمای برای پالس احتراق به منظور رسیدن به سوخت از قبل متراکم شده با حداقل اتلاف انرژی است. در فاز سوم یک پالس فوق کوتاه با توانی بیش از پتاوات برای محترق کردن سوخت استفاده می شود [53]. پالس احتراق با پلاسمای با چگالی کمتر نزدیک به ناحیه ی چگال در انتهای دور کانالی که توسط پالس تونل زنی که قبلاً گفته شد، سوراخ می شود (برهم کنش می کند). الکترون های نسبیتی در طول این برهم کنش تولید می شوند و در ناحیه ای در انتهای کانال یافت می شوند. کسر قابل توجهی از این الکترون ها سپس انرژیشان را درون سوخت چگال به جای می گذارند، یک لکه ی داغ ایجاد می کنند و احتراق جرم سوخت منفجر شده را راه اندازی می کنند. پالس محترق کننده برای همزمان شدن با رسیدن به ماکزیمم ρr سوخت با دقت چند 10s از 10 ps زمان بندی شده است. تخمین زده شده است که احتراق سوخت در صورتیکه تقریباً "10 kJ از انرژی لکه ی داغ فشرده در لبه ی جرم سوخت چگال در 10 ps آزاد شده باشد، امکان پذیر است [57]. این دوره زمانی به وسیله ی زمان فروپاشی لکه ی داغ تنظیم می شود [57]. تعدادی از موضوعات مربوط به طرح تونل زنی باقی می ماند که باید حل شوند. کنترل کردن پالس لیزر تونل زنی در مدتی که از میان پلاسمای هاله ای عبور می کند مشکل است [58]. ملاحظه شده است که در بسیاری از حالت ها نور لیزر تمایل دارد که به تعدادی از رشته ها شکسته شود و از سوخت چگال پراکنده شود [49] و [57]. برحسب این طرح به طور کلی، نیاز است که هنوز کار قابل توجهی برای درک چگونگی تولید مسیر درون هاله ای که بدون پلاسمای باقی می ماند صورت گیرد زیرا که زمان کافی است برای این که انرژی محترق کننده بتواند بدون اتلاف انرژی بیش از حد به هاله برسد [59].

نیروی پاندروماتیو و تونل زنی حفره

نیروی پاندروماتیو بوسیله‌ی پالس‌های نوری با شدت بالای $10^{21} \frac{W}{cm^2}$ ، باریکه‌های الکترون و پروتون را با انرژی میلیون الکترون ولت در فاصله چند میکرونی شتاب می‌دهد. تغییرات این شتاب هزار برابر بزرگتر از فرکانس تابشی حاصل شده از شتاب دهنده‌ها می‌باشد.

الکترون‌های پلاسما بوسیله‌ی این نیرو به‌طور پیوسته هل داده می‌شوند و یون‌ها در میدان الکتروستاتیکی قوی با شکل‌گیری ساختار ضربه مانند شتاب داده می‌شوند. استفاده از نور لیزر قطبیده‌ی دایره‌ای ممکن است بازدهی شتاب پاندروماتیو یونی را بهبود بخشد و از گرم شدن زیاد الکترون‌های قوی جلوگیری کند.

در اینصورت امکان دست‌یابی به یک گروه یونی شبه تک انرژی در محیط همگن بوسیله‌ی تنظیم پالس لیزر و پارامترهای پلاسما وجود دارد [72 و 73].

بررسی مدل تحلیلی و تأیید تئوریک

برای بررسی مدل تحلیلی و تأیید تئوریک امکان تونل زنی حفره در یک پلاسما غیر همگن با استفاده از پالس‌های لیزر فوق شدید، شبیه‌سازی‌های یک بعدی و دو بعدی با یک کد الکترومغناطیسی نسبیتی ذره - در- سلول PIC انجام شده است. این کار شامل برخوردهای دوتایی بین ذرات نمی‌باشد اما اتلافات تابش الکترون در آن محاسبه شده است که در شدت‌های بالا از اهمیت فراوانی برخوردار است [63].

بر هم کنش پالس لیزر قطبیده‌ی دایره‌ای با شدت $I = 4 \times 10^{22} \frac{W}{cm^2}$ و طول موج $\lambda = 0.8 \mu m$ ($a=100$) با لایه‌ی پلاسما دوتریوم (تولید تریتیوم از لحاظ اقتصادی مقرون به صرفه نیست به خاطر همین مسئله غلظت آن کم در نظر گرفته شده است و از جرم آن صرف‌نظر می‌شود) بررسی می‌شود.

پالس لیزر یک محفظه ماندنی با لبه‌ی بالایی 2λ دارد در لحظه‌ی $t=0$ پالس لیزر از مرز پلاسما در $x=0$ عبور می‌کند و لایه-ی پلاسما به شکل نمایی از 5 تا بالای $100n_c$ در فاصله‌ی $L_p = 60\lambda$ با اندازه‌ی طول چگالی $L = 20\lambda$ افزایش می‌یابد. این لایه‌ی نمایی بوسیله‌ی لایه پلاسما یکنواخت با چگالی $100n_c$ انبساط پیدا کرده است تا از بازتاب ذرات شتاب داده شده اجتناب ورزد.

بیشتر الکترون‌ها بوسیله‌ی نیروی پاندروماتیو میدان لیزر، به سمت جلو رانده می‌شوند. اگرچه به علت تولید میدان جدا شده بار قوی قسمتی از الکترون‌های سرد به سمت عقب شتاب داده شده‌اند حضور الکترون‌ها با تکانه‌ی مثبت و منفی در ناحیه‌ی پیستون این حقیقت را نشان می‌دهد.

الکترون‌ها به سمت عقب شتاب گرفته با پالس لیزر اصلی برهم کنش می‌کنند و انرژی‌شان را از طریق تابش از دست می‌دهند و در نهایت در جهت مخالف حرکت می‌کنند [74].

جدول (1-4): انرژی پاندروماتیو بر حسب اندازه‌های مختلف طول موج و شدت تابش.

$E_p (Mev)$	$\lambda (\mu m)$	$I (W/cm^2)$
0/000111	0/25	10^{16}
0/011	0/25	10^{18}
0/63	0/25	10^{20}
2/94	0/25	10^{21}
17/29	0/25	10^{22}
0/00019	0/33	10^{16}
0/019	0/33	10^{18}
1/00	0/33	10^{20}
4/02	0/33	10^{21}
13/74	0/33	10^{22}
0/0004	0/5	10^{16}
0/043	0/5	10^{18}
1/78	0/5	10^{20}
6/63	0/5	10^{21}
21/08	0/5	10^{22}
0/0011	0/8	10^{16}
0/105	0/8	10^{18}

2/98	0/8	10^{20}
10/42	0/8	10^{21}
34/04	0/8	10^{22}

از جدول (1-4) دیده می‌شود که با افزایش شدت تابش و طول موج لیزر انرژی پاندروماتیو افزایش می‌یابد. توجه شود که تاثیر شدت تابش لیزر خیلی بیشتر از تاثیر طول موج بر انرژی پاندروماتیو می‌باشد.

حال در حالت ناهمگن اثر شتاب تابشی یون روی پلاسمای بحرانی تا چگالی $100n_c$ و بالاتر بررسی می‌شود.

چگالی بحرانی الکترون n_c برای لیزر با طول موج $\lambda = 0.8 \mu m$ برابر با $1.72 \times 10^{21} cm^{-3}$ می‌باشد. امکان تونل زنی حفره در چنین پلاسمایی بوسیله‌ی پالس‌های لیزر محرک با چگالی شدت فراتر از $10^{22} \frac{W}{cm^2}$ وجود دارد.

جدول (2-4): سرعت پیستون، انرژی یون‌ها، زمان تونل‌زنی و دامنه‌ی توقف یون‌ها بر حسب چگالی یونی.

(n_i/n_c)	a	β_f	$\varepsilon_i (Mev)$	$T_p (c/\lambda)$	ρl_i
1	50	0/345	1261/44	0	357/4
20	50	0/105	101/13	329/06	4/062
100	50	0/050	22/61	852/94	0/274
150	50	0/0412	15/34	1065/94	0/1363
200	50	0/0359	11/63	1245/50	0/0828
1	70	0/424	1978/01	0	857/46
20	70	0/141	184/16	235/04	11/95
100	70	0/0687	42/69	609/24	0/860
150	70	0/0568	29/15	761/38	0/432
200	70	0/0496	22/18	889/64	0/264
1	100	0/513	3215/09	0	2055/65

20	100	0/190	339/70	164/53	35/972
100	100	0/0954	82/574	426/47	2/820
150	100	0/0793	56/86	532/97	1/441
200	100	0/0694	43/507	622/75	0/890
1	150	0/612	5401/52	0	5230/34
20	150	0/261	658/73	109/68	118/488
100	150	0/136	175/90	284/31	10/44
150	150	0/114	119/19	335/31	5/460
200	150	0/1006	91/924	415/169	3/42

در جدول (2-4) جرم یون، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم در نظر گرفته شده است.

جدول (3-4): سرعت پیستون، انرژی یون‌ها، زمان تونل‌زنی و دامنه‌ی توقف یون‌ها بر حسب چگالی یونی.

(n_i/n_c)	a	β_f	$\varepsilon_i (Mev)$	$T_p(c/\lambda)$	ρl_i
1	50	0/454	937/41	0	223/60
20	50	0/157	91/059	208/29	3/36
100	50	0/0769	21/428	539/92	0/248
150	50	0/0637	14/67	674/75	0/1257
200	50	0/0556	11/18	788/41	0/0771
1	70	0/538	1469/85	0	502/45
20	70	0/2060	160/99	148/78	9/380
100	70	0/104	39/72	385/66	0/755

150	70	0/0869	27/43	481/96	0/388
200	70	0/0762	21/02	563/15	0/240
1	100	0/625	2307/4	0	1131/45
20	100	0/271	286/45	104/14	26/46
100	100	0/143	74/99	269/96	2/371
150	100	0/119	52/40	337/37	1/244
200	100	0/105	40/46	394/20	0/7810
1	150	0/714	3749/56	0	2711/22
20	150	0/358	531/11	69/43	80/415
100	150	0/2000	149/99	179/97	8/25
150	150	0/169	106/51	224/91	4/459
200	150	0/150	83/11	262/80	2/853

در جدول (3-4) جرم یون، جرم دوتریوم در نظر گرفته شده است.

در هر دو جدول (2-4) و (3-4) دیده می‌شود که با افزایش چگالی سرعت پیستون β_f ، انرژی یون‌ها \mathcal{E}_i ، و دامنه‌ی توقف یون‌ها کاهش می‌یابد ولی زمان تونل‌زنی افزایش می‌یابد همانطور دیده می‌شود که با افزایش بردار پتانسیل a سرعت پیستون β_f ، انرژی یون‌ها \mathcal{E}_i و دامنه‌ی توقف افزایش می‌یابد و زمان تونل‌زنی کاهش می‌یابد. از مقایسه‌ی این دو جدول در شرایط یکسان چگالی یون (n_i/n_c) و بردار پتانسیل a مشاهده می‌شود که در حالت اول که جرم یون، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم در نظر گرفته شده نسبت به حالت دوم که در آن جرم یون، جرم دوتریوم (جرم تریتیوم خیلی کم در نظر گرفته شده است) در نظر گرفته شده، سرعت پیستون β_f کمتر می‌باشد و انرژی یون‌ها \mathcal{E}_i ، دامنه‌ی توقف و زمان تونل‌زنی بیشتر می‌باشد. اگر چه حالت اول دارای انرژی یونی \mathcal{E}_i و دامنه‌ی توقف بالاتری می‌باشد و در کل شرایط بهتری را برای تونل‌زنی نسبت به حالت دوم دارد اما این نکته نیز دیده می‌شود که اختلاف انرژی یونی و دامنه‌ی توقف بین این دو حالت با افزایش چگالی خیلی کم می‌شود پس یک نتیجه‌ی مهم گرفته می‌شود که در چگالی خیلی بالا می‌توان از کپسول دوتریوم (با غلظت کم تریتیوم) به جای کپسول حاوی مقدار مساوی دوتریوم و تریتیوم استفاده کرد که این از لحاظ اقتصادی خیلی مقرون به صرفه است.

جدول (4-4): سرعت پیستون، انرژی یون‌ها، زمان تونل‌زنی و دامنه‌ی توقف یون‌ها برحسب شدت تابش لیزر.

$I(W/cm^2)$	β_f	$\varepsilon_i(Mev)$	$T_p(c/\lambda)$	$\rho l_i(g/cm^2)$
10^{16}	0/0000516	0/0000239	8.718×10^5	4.807×10^{-12}
10^{18}	0/000515	0/00239	8.718×10^4	1.910×10^{-8}
10^{20}	0/00513	0/239	8.718×10^3	7.480×10^{-5}
10^{21}	0/0160	2/39	2.757×10^3	4.53×10^{-3}
10^{22}	0/0490	21/68	8.718×10^2	0.254
10^{23}	0/140	180/37	2.757×10^2	11.511
10^{24}	0/340	1177/306	87.18	336.97

در جدول (4-4) جرم یون، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم در نظر گرفته شده است.

جدول (5-4): سرعت پیستون، انرژی یون‌ها، زمان تونل‌زنی و دامنه‌ی توقف یون‌ها برحسب شدت تابش لیزر.

$I(W/cm^2)$	β_f	$\varepsilon_i(Mev)$	$T_p(c/\lambda)$	$\rho l_i(g/cm^2)$
10^{16}	0/0000815	0/0000239	5.519×10^5	4.807×10^{-12}
10^{18}	0/000814	0/00238	5.519×10^4	1.908×10^{-8}
10^{20}	0/00808	0/235	5.519×10^3	7.40×10^{-5}
10^{21}	0/025	2/27	1.745×10^3	4.39×10^{-3}
10^{22}	0/0753	20/57	5.519×10^2	0.226
10^{23}	0/204	157/85	1.745×10^2	9.054
10^{24}	0/449	909/48	55.19	211.754

در جدول (5-5) جرم یون، جرم دوتریوم در نظر گرفته شده است.

از جدول (4-4) و (5-4) دیده می‌شود که با افزایش شدت تابش لیزر، سرعت پیستون و انرژی یون‌ها و دامنه‌ی توقف یون‌ها افزایش می‌یابد ولی زمان تونل‌زنی کاهش می‌یابد. بنابراین با افزایش شدت تابش پدیده‌ی تونل‌زنی راحت‌تر و سریع‌تر اتفاق می‌افتد. البته در شدت‌های خیلی بالا ($10^{23} (W/cm^2)$ و بالاتر از آن) اختلاف اندازه‌ی انرژی یون‌ها و دامنه‌ی توقف یون‌ها و زمان تونل‌زنی میان جدول (4-4) که در آن جرم یون، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم در نظر گرفته شده با جدول (4-4) که در آن جرم یون، جرم دوتریوم (با غلظت کم تریتیوم در نظر گرفته شده) در نظر گرفته شده خیلی بیشتر می‌شود. اما از مقایسه‌ی دو جدول دیده می‌شود که در شدت تابش $10^{22} (W/cm^2)$ اندازه‌ی انرژی یون‌ها و دامنه‌ی توقف یون‌ها و زمان تونل‌زنی بسیار نزدیک می‌باشد. بنابراین در شدت تابش $10^{22} (W/cm^2)$ می‌توان کپسول حاوی جرم دوتریوم (با جرم کم تریتیوم) را که از لحاظ اقتصادی مقرون به صرفه است، برای هدف همجوشی را انتخاب کرد.

جدول (4-6): سرعت تونل زدن بر حسب شدت تابش، طول موج و چگالی یون.

$U(cm/s)$	$I(W/cm^2)$	$\lambda(\mu m)$	n_i/n_c
1.057×10^8	10^{18}	0/25	1
3.34×10^9	10^{21}	0/25	1
1.057×10^{10}	10^{22}	0/25	1
2.36×10^7	10^{18}	0/25	20
7.47×10^8	10^{21}	0/25	20
2.36×10^9	10^{22}	0/25	20
1.057×10^7	10^{18}	0/25	100
3.34×10^8	10^{21}	0/25	100
1.057×10^9	10^{22}	0/25	100
2.11×10^8	10^{18}	0/5	1
6.68×10^9	10^{21}	0/5	1
2.11×10^{10}	10^{22}	0/5	1

4.73×10^7	10^{18}	0/5	20
1.49×10^9	10^{21}	0/5	20
4.73×10^9	10^{22}	0/5	20
2.11×10^7	10^{18}	0/5	100
6.68×10^8	10^{21}	0/5	100
2.11×10^9	10^{22}	0/5	100
3.38×10^8	10^{18}	0/8	1
1.07×10^{10}	10^{21}	0/8	1
3.38×10^{10}	10^{22}	0/8	1
7.56×10^7	10^{18}	0/8	20
2.39×10^9	10^{21}	0/8	20
7.56×10^9	10^{22}	0/8	20
3.38×10^7	10^{18}	0/8	100
1.07×10^9	10^{21}	0/8	100
3.38×10^9	10^{22}	0/8	100

در جدول (4-6) جرم یون، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم در نظر گرفته شده است.

جدول (4-7): سرعت تونل زدن بر حسب شدت تابش، طول موج و چگالی یون.

$U(cm/s)$	$I(W/cm^2)$	$\lambda(\mu m)$	n_i/n_c
7.47×10^7	10^{18}	0/25	1
2.36×10^9	10^{21}	0/25	1

7.47×10^9	10^{22}	0/25	1
1.67×10^7	10^{18}	0/25	20
5.28×10^8	10^{21}	0/25	20
1.67×10^9	10^{22}	0/25	20
7.47×10^6	10^{18}	0/25	100
2.36×10^8	10^{21}	0/25	100
7.47×10^8	10^{22}	0/25	100
1.49×10^8	10^{18}	0/5	1
4.73×10^9	10^{21}	0/5	1
1.49×10^{10}	10^{22}	0/5	1
3.34×10^7	10^{18}	0/5	20
1.05×10^9	10^{21}	0/5	20
3.34×10^9	10^{22}	0/5	20
1.49×10^7	10^{18}	0/5	100
4.73×10^8	10^{21}	0/5	100
1.49×10^9	10^{22}	0/5	100
2.39×10^8	10^{18}	0/8	1
7.56×10^9	10^{21}	0/8	1
2.39×10^{10}	10^{22}	0/8	1
5.35×10^7	10^{18}	0/8	20
1.69×10^9	10^{21}	0/8	20

5.35×10^9	10^{22}	0/8	20
2.39×10^7	10^{18}	0/8	100
7.56×10^8	10^{21}	0/8	100
2.39×10^9	10^{22}	0/8	100

در جدول (7-4) جرم یون، جرم دوتریوم در نظر گرفته شده است.

از جدول (6-4) و (7-4) دیده می‌شود که با افزایش شدت تابش لیزر و طول موج لیزر سرعت تونل‌زنی افزایش می‌یابد و با افزایش چگالی، سرعت تونل‌زنی کاهش می‌یابد. از مقایسه‌ی این دو جدول در شرایط یکسان چگالی، طول موج و شدت تابش مشاهده می‌شود که در حالت اول که جرم یون، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم در نظر گرفته شده نسبت به حالت دوم که در آن جرم یون، جرم دوتریوم (جرم تریتیوم خیلی کم در نظر گرفته شده است) در نظر گرفته شده، سرعت تونل‌زنی پایین‌تر می‌باشد. بنابراین تونل‌زنی در حالت دوم راحت‌تر می‌باشد و از لحاظ اقتصادی مقرون به صرفه است.

جدول (8-4): جریان شتاب یون‌ها بر حسب شدت تابش، طول موج و چگالی یون.

$F_i (GJ/cm^2)$	$I (W/cm^2)$	$\lambda (\mu m)$	$n_{i \max} / n_{i \min}$
0	10^{18}	0/25	1
0	10^{21}	0/25	1
0	10^{22}	0/25	1
9.98×10^4	10^{18}	0/25	20
9.98×10^7	10^{21}	0/25	20
9.98×10^8	10^{22}	0/25	20
1.53×10^5	10^{18}	0/25	100
1.53×10^8	10^{21}	0/25	100
1.53×10^9	10^{22}	0/25	100

0	10^{18}	0/5	1
0	10^{21}	0/5	1
0	10^{22}	0/5	1
1.99×10^5	10^{18}	0/5	20
1.99×10^8	10^{21}	0/5	20
1.99×10^9	10^{22}	0/5	20
3.07×10^5	10^{18}	0/5	100
3.07×10^8	10^{21}	0/5	100
3.07×10^9	10^{22}	0/5	100
0	10^{18}	0/8	1
0	10^{21}	0/8	1
0	10^{22}	0/8	1
3.19×10^5	10^{18}	0/8	20
3.19×10^8	10^{21}	0/8	20
3.19×10^9	10^{22}	0/8	20
4.91×10^5	10^{18}	0/8	100
4.91×10^8	10^{21}	0/8	100
4.91×10^9	10^{22}	0/8	100

از جدول (4-8) دیده می‌شود که با افزایش شدت تابش لیزر، طول موج لیزر و چگالی یون، جریان شتاب یونی افزایش می‌یابد. اگر $n_{i\max} = n_{i\min}$ باشد در این صورت دو لایه‌ی جداسازی بار تشکیل نمی‌شوند و چون یون‌ها در همه جا به طور یکنواخت توزیع شده‌اند بنابراین محرکی برای شتاب یون‌ها وجود ندارد.

بحث و نتیجه گیری

به تازگی با اختراع لیزرهای پر شدت، تونل زنی لیزر در یک پلاسمای DT چگال پیشنهاد شده است. در این مقاله با معرفی نیروی پاندروماتیو به بررسی و محاسبه‌ی این نیرو پرداخته شد. همچنین انرژی یون‌ها، سرعت تونل زنی و زمان تونل زنی در دو حالت بررسی شده است: در حالت اول جرم یونی، همان جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم و در حالت دوم جرم یونی، همان جرم دوتریوم (با غلظت کم تریتیوم) در نظر گرفته شده است. در واقع همین شدت بالایی از پالس‌های کوتاه لیزر است که کاربرد آن افق جدیدی در تونل زنی حفره در پلاسمای فوق چگال ناهمگن و احتراق هدف همجوشی DT از پیش فشرده شده، ایجاد کرده است. نیروی پاندروماتیو بوسیله‌ی پالس‌های نوری با شدت بالای $10^{21} \frac{W}{cm^2}$ ، باریکه‌های الکترون و پروتون را تا انرژی میلیون الکترون ولت در فاصله چند میکرونی شتاب می‌دهد. تغییرات این شتاب هزار برابر بزرگتر از فرکانس تابشی حاصل شده از شتاب دهنده‌ها می‌باشد. با افزایش طول موج و شدت تابش لیزر انرژی پاندروماتیو افزایش می‌یابد اما تاثیر شدت تابش لیزر خیلی بیشتر از تاثیر طول موج بر انرژی پاندروماتیو می‌باشد. پس باید به این مسئله در طراحی لیزر مورد نیاز توجه کرد. مطالعات نشان می‌دهند که در ناحیه‌ی چگالی الکترون $(1-100)n_c$ فرآیند تونل زنی حفره اتفاق می‌افتد. همچنین با افزایش شدت تابش، مقدار سرعت پیستون افزایش می‌یابد. بنابراین پدیده‌ی تونل زنی سریعتر انجام می‌شود. دیدیم که با افزایش چگالی، انرژی یون‌ها کاهش می‌یابد و این بدان معناست که یون‌ها در قلب پلاسمای انرژی خود را از دست می‌دهند و باعث احتراق آن می‌شوند. اما با افزایش شدت تابش، مقدار انرژی یون‌ها افزایش می‌یابد و یون‌ها می‌توانند در قلب پلاسمای نفوذ کنند بنابراین پدیده‌ی تونل زنی راحتتر اتفاق می‌افتد. همچنین دیده می‌شود که با افزایش شدت تابش، زمان تونل زنی کاهش می‌یابد و لذا پدیده‌ی تونل زنی سریعتر اتفاق می‌افتد.

این نکته نیز حائز اهمیت است که با افزایش چگالی سرعت پیستون β_f ، انرژی یون‌ها ϵ_i ، و دامنه‌ی توقف یون‌ها کاهش می‌یابد ولی زمان تونل زنی افزایش می‌یابد اما بر عکس با افزایش بردار پتانسیل a سرعت پیستون β_f ، انرژی یون‌ها ϵ_i و دامنه‌ی توقف افزایش می‌یابد و زمان تونل زنی کاهش می‌یابد. همچنین در شرایط یکسان چگالی یون (n_i/n_c) و بردار پتانسیل a مشاهده می‌شود که در حالت اول که جرم یون، جرم کاهش یافته‌ی دوتریوم و تریتیوم در نظر گرفته شده نسبت به حالت دوم که در آن جرم یون، جرم دوتریوم (جرم تریتیوم خیلی کم در نظر گرفته شده است) در نظر گرفته شده، سرعت پیستون β_f کمتر می‌باشد و انرژی یون‌ها ϵ_i ، دامنه‌ی توقف و زمان تونل زنی بیشتر می‌باشد. اگر چه حالت اول دارای انرژی یونی ϵ_i و دامنه‌ی توقف بالاتری می‌باشد و در کل شرایط بهتری را برای تونل زنی نسبت به حالت دوم دارد اما اختلاف انرژی یونی و دامنه‌ی توقف بین این دو حالت با افزایش چگالی خیلی کم می‌شود پس یک نتیجه‌ی مهم گرفته می‌شود که در چگالی خیلی بالا می‌توان از کپسول دوتریوم (با غلظت کم تریتیوم) به جای کپسول حاوی مقدار مساوی دوتریوم و تریتیوم استفاده کرد که این از لحاظ اقتصادی خیلی مقرون به صرفه است.

منابع

[1] "Basics of Nuclear physics and Fission. <http://www.ieer.org/reports/n-basics.html> " Decay, binding energy, fission. By Institute for Energy and Environmental Research.

- [2] Robin Herman, Fusion: The Search for Endless Energy, Cambridge University press, NewYork, 1990. A Well-written and interesting account.
- [3] Emilio Segre, "The Discovery of Nuclear Fission," physics Today, July 1998, P. 38. <http://www.jet.uk/fusion>
- [4] "Nuclear Fusion Basics"1.html By JET Joint Undertaking .
- [6] "Plasma Physics for nuclear fusion", by K. Miyamoto ,The Mit Press, 1976.
- [7]" Physiques des plasmas thermonuclear", by C. Bayer et Juraszek, 2001.
- [22] "The Physics of ICF", By S. Atzenids, Clarendon PreOxford, 2005.
- [23]"Laser Driven Fusion", by K.A. Brukner and Jora, review of Modern Physics, 1974.
- [49] O. Willi, The Royal Society, 357, 555-574, [1999].
- [53] H. Takabe et al., Plasma Physics and. Controlled Fusion, 41, 3A, [1999].
- [54] M.H. Key, Nature, 412, 775-776, [2001].
- [55] C. Deutsch, Eur. Phys. J. Appl. Phys, 24, 95–113, [2003].
- [57] V.T Tikhonchuk et al., Journal of Physics: Conference Series, 244, 022069, [2010].
- [58] [12] Y. Sentoku et al., Physics of Plasmas, 11, 3038, [2004]. 55
- [59] P.A. Norreys et al., Physics of Plasmas, 7, 3721, [2000].
- [63] A.L. Lei et al., Physics Review Letters, 96, 255006, [2006].
- [72] Esirkepov .T, et al., Phys, Rev. LETT, 92 (2004) 175003.
- [73] Macchi .A, et al, Phy, Rev .Lett, 94 (2005) 165003.
- [74] Sokolov .I.V, et al., Phys .Rev .Lett, Submitted.