

## بررسی اثر ضربه یونی در واکنش همجوشی هیدروژن- بور

علیرضا محمدیان پورطالاری

استادیار گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، واحد صوفیان، دانشگاه آزاد اسلامی، صوفیان، ایران

\*amp\_pprc@yahoo.com

ارسال: مرداد ۱۴۰۰ پذیرش: مرداد ۱۴۰۰

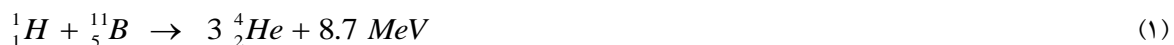
### چکیده

تولید انرژی از طریق واکنش همجوشی مخلوطی از ایزوتوپ های هیدروژن و بور از اهمیت زیادی برخوردار است، زیرا تریتوم رادیواکتیو و نوترون های پرانرژی ایجاد نمی کند و از نظر زیست محیطی سوخت پاک و بدون آلاینده محسوب می شود. تنها مشکل این واکنش، بزرگ بودن سد کولنی بین هسته ها و کوچک بودن سطح مقطع واکنش است و برای عملی شدن آن به انرژیهای اولیه بسیار زیاد و دماهای بسیار بالا نیاز است. در این مقاله با معرفی مدل نظری و جدید همجوشی سریع توسط ضربه یونی، انرژی آستانه همجوشی برای واکنش همجوشی پاک و عاری از رادیواکتیو هیدروژن- بور محاسبه شده است. نتایج نشان می دهند که انرژی آستانه همجوشی هیدروژن- بور برابر با  $E_{threshold}^* \approx 7.7 \times 10^{15} \text{ erg/cm}^2$  است. برآورد دیگری از همجوشی هیدروژن- بور نیز با در نظر گرفتن آثار ناشی از انتشار یک ضربه یونی بسیار قوی، منجر به کاهش تقریباً چهار مرتبه ای انرژی آستانه مطالعه شده است. نتایج نشان می دهد که کاربرد این مدل برای همجوشی ایزوتوپ های هیدروژن و بور مناسب بوده و می تواند مبانی نظری درستی را برای انجام آزمایش های عملی در این زمینه فراهم نماید.

کلمات کلیدی: همجوشی هسته ای، ضربه یونی، هیدروژن- بور، انرژی آستانه

### ۱- مقدمه

تولید انرژی از طریق همجوشی مخلوطی از ایزوتوپ های هیدروژن و بور از اهمیت زیادی برخوردار است، زیرا واکنش همجوشی این ایزوتوپ ها محصولات رادیواکتیو و نوترون های پرانرژی ایجاد نمی کند و از نظر زیست محیطی سوخت بسیار تمیز و بدون آلاینده محسوب می شود:



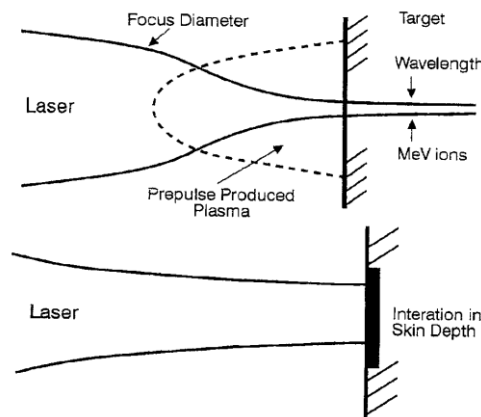
در این واکنش همجوشی، هیچگونه واکنش جانبی وجود ندارد و ذرات آلفای تولید شده مستقیماً به انرژی الکتریسیته تبدیل می شوند. تنها مشکل این واکنش، بزرگ بودن سد کولنی بین هسته ها و کوچک بودن سطح مقطع واکنش است و برای عملی شدن آن به انرژی های اولیه بسیار زیاد و دماهای بسیار بالا نیاز است [۱]. در این مقاله، طرح همجوشی سریع توسط ضربه یونی تحت شتابدهی بلوک پلاسما معرفی شده است که در آن با در نظر گرفتن آثار غیر خطی ناشی از اندرکنش لیزر با پلاسما، انرژی مورد نیاز لیزر در دسترس خواهد بود [۲-۴]. این روش به عنوان یک روش احتمالی برای بدست آوردن انرژی از واکنش

همجوشی هیدروژن- بور مطرح می‌باشد [۹-۵]. برآورد انرژی آستانه همجوشی هیدروژن- بور در این مقاله از اهداف خاصی برخوردار است، زیرا با در نظر گرفتن ضریب ممانعت ناشی از اثر لایه دوگانه، انرژی آستانه همجوشی تحت تاثیر قرار گرفته و در مرحله بعدی با در نظر گرفتن آثار ناشی از انتشار ضربه یونی، انرژی آستانه همجوشی بهبود خواهد یافت.

## ۲- پیشینه پژوهش و مروری بر سایر مطالعات و دیدگاه‌ها

### ۲-۱- عملکرد نیروی غیرخطی اثرگذار در اندرکنش لیزر- پلاسما

در اندرکنش پالس‌های لیزری پر قدرت با توانهای پتاوات و زمانهای پالس پیکو ثانیه ( $PW - ps$ ) با هدف‌های جامد، یک نابهنجاری معناداری کشف شده است که به عنوان شتاب نیروی غیرخطی اثرگذار توضیح داده می‌شود [۱۰]. شکل زیر، عملکرد نیروی غیرخطی اثرگذار (نیروی پاندروماتیو) را در یک بعد نشان می‌دهد:

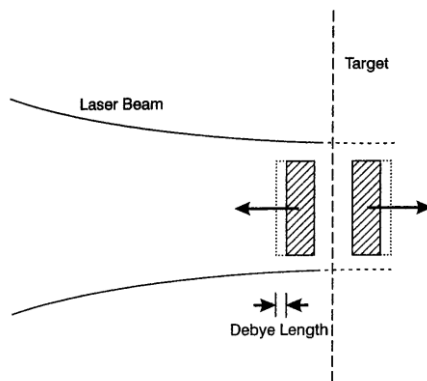


شکل ۱- عملکرد نیروی غیرخطی اثرگذار [۱۰]

این امر از ایجاد پلاسما در جلوی هدف جلوگیری می‌کند و در نتیجه پدیده خود کانونی کننده‌ی نور لیزر رخ نمی‌دهد ولی در عوض بلوک‌های پلاسمایی ایجاد می‌شود که از آن به عنوان نابهنجاری یاد می‌شود. بنابراین پدیده خود کانونی کننده‌ی تحت این شرایط معتبر نیست و نیروی غیرخطی شتاب‌دهنده حاکم است که اثر آن تشکیل بلوک‌های پلاسمایی از لایه سطحی هدف جامد می‌باشد.

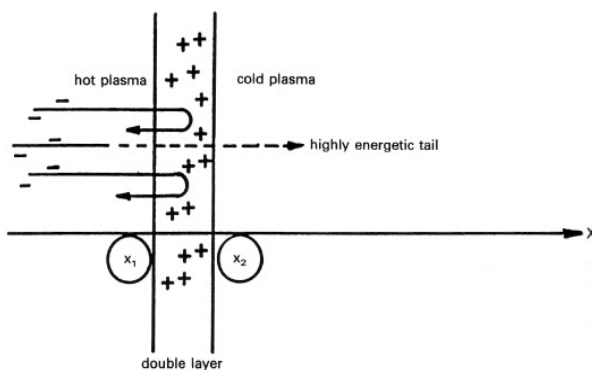
### ۲-۲- تولید بلوک‌های پلاسما توسط لیزر

تولید بلوک‌های پلاسما توسط لیزر، مدل جدیدی برای همجوشی هسته‌ای است که در آن با در نظر گرفتن آثار غیرخطی اندرکنش لیزر با پلاسما، دیگر نیازی به رسیدن به چگالی‌های خیلی بالا نیست و چگالی حالت جامد برای وقوع همجوشی کافی می‌باشد. در این مدل که به مدل همجوشی توسط بلوک پلاسما معروف است، انرژی مورد نیاز لیزر و بهره‌های خیلی بالا قابل دسترسی می‌باشد و در اثر اندرکنش لیزر با پلاسما و وارد شدن نیروی پاندروماتیو در دو جهت مخالف دو بلوک پلاسما تولید می‌شود. بلوک‌های پلاسمایی تولید شده در اثر این نیرو، در ناحیه‌ای به ضخامت چندین طول دبابی، یکی هم جهت با پالس لیزر و دیگری در خلاف جهت پالس لیزر شروع به حرکت می‌کنند [۱۱].



شکل ۲- بلوک های پلاسمایی تولید شده توسط پالس لیزر [۱۱]

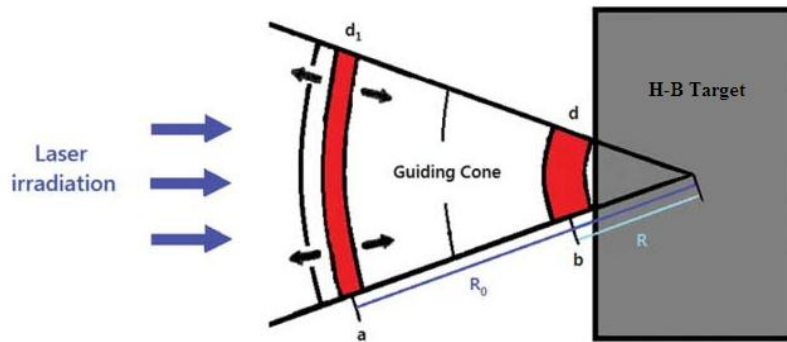
با پیشرفت های اخیر در زمینه آزمایش های همجوشی لیزری و شتابدهی پلاسمای داغ به طرف مرز سرد سوخت اصلی ، اثر لایه دو گانه مشاهده شده است. این اثر تقریباً شبیه اثر غلاف می باشد. وقتی پلاسمای داغ به این لایه مرزی می رسد ، این لایه باعث برگشت جریان الکترونی به ناحیه پلاسمای داغ می شود ، بنابراین الکترونها منعکس شده و فقط یونها با سوخت اصلی برخورد می کنند [۱۲].



شکل ۳- اثر لایه دو گانه در مرز بین پلاسمای داغ و پلاسمای سرد [۱۲]

### ۲-۳- مدل همجوشی سریع توسط شتابدهی بلوک پلاسمای

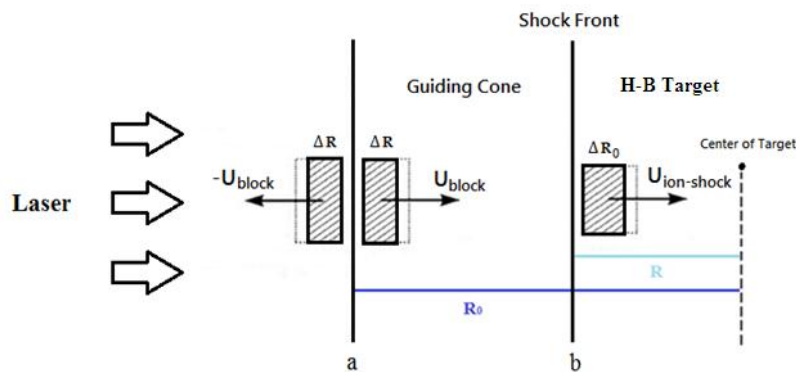
با تولید بلوک های پلاسمایی و تابش یک پالس لیزری با طول پالس در حدود  $ps$  و شدت  $10^{16} \frac{W}{cm^2}$  و انرژی کمتر از  $1J$  بر روی ناحیه ای با چگالی حالت جامد و به ضخامت  $d$  که شکل مخروطی دارد ، این ناحیه به پلاسمای تبدیل می شود [۱۳] ، سپس با وارد شدن نیروی پاندروماتیو لایه نازکی با سرعت زیاد به صورت بالستیک به طرف سوخت اصلی هیدروژن- بور حرکت می کند. این لایه نازک شتابدار هنگام برخورد با هدف ، فشرده تر شده و ضخامت آن به  $d_1$  می رسد [۱۴]. در این مرحله ، به علت اندرکنش بلوک های پلاسمایی تشکیل شده و برخورد آنها با هدف ، همجوشی در سوخت اصلی هیدروژن- بور ایجاد می شود و با انتقال دما به تمام نقاط هدف جامد ، همجوشی در آن توسعه می یابد. شکل زیر طرحواره ای از همجوشی القا شده توسط لیزر را بر اساس تولید بلوک های پلاسمایی نشان می دهد:



شکل ۴ - طرحواره ای از همجوشی توسط شتابدهی بلوک پلاسما [۱۴]

### ۳- بررسی نحوه انتشار و اثر ضربه یونی

بلوک های پلاسمایی تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثر گذار در اندرکنش لیزر- پلاسما دارای گشتاور بالایی هستند و به سمت عقب، یعنی به طرف راه انداز لیزری، جهت گیری می کنند. پایداری تکانه باعث می شود که یک بلوک انفجاری پلاسما به سمت جلو، یعنی به طرف هدف جامد هیدروژن- بور حرکت کند [۱۵]. این انفجار به درون هدف باعث ایجاد یک جبهه موج واکنش گرما هسته ای می گردد. اگر پالس لیزر به طور مستقیم باعث گرمایش هدف مسطح گردد، در اینصورت مسیر بلوک های پلاسمایی شتابدار تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثر گذار اساساً عمود بر سطح هدف جامد خواهد بود. در هندسه تخت، مسأله ما معادل با بلوک پلاسمایی به ضخامت  $\Delta R$  است. اگر ضخامت بلوک پلاسما  $\Delta R$  در مقایسه با مسافت  $R_0 - R$  کوچک باشد (یعنی  $\Delta R \ll R_0 - R$ )، در اینصورت زمان انتقال موج ضربه در عبور از بلوک پلاسما قابل صرف نظر کردن خواهد بود، بنابراین می توان بلوک پلاسمایی را طوری در نظر گرفت که گویی تمام ماده آن یکباره گرم شده است. شکل زیر، انفجار به درون یک بلوک پلاسمایی شتابدار و یک ضربه یونی را نشان می دهد:

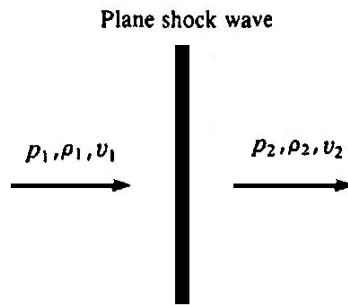


شکل ۵- انتشار بلوک پلاسمایی شتابدار و اثر ضربه یونی [۱۴]

موج ضربه در این مدل، معادل با یک موج ضربه یونی است که توسط یک ناحیه واکنش گرما هسته ای همراهی می شود. پس از اثر ضربه یونی، سرعت جریان کاهش می یابد ولی فشار و دما افزایش می یابند و پلاسما از طریق این موج ضربه گرم و فشرده می شود.

### ۴- محاسبات ریاضی بر اساس مدل همجوشی سریع توسط ضربه یونی

امواج ضربه در پلاسماهای تولید شده با لیزر، معمولاً در محیطی تجزیه و تحلیل می شوند که این محیط به صورت یک هدف جامد مسطح بوده و توسط امواج ضربه یک بعدی فشرده شده است. مطابق شکل زیر، یک موج ضربه تخت را در نظر می گیریم و فرض می کنیم که فشار، چگالی و سرعت در دو طرف این سطح ناپیوستگی به ترتیب با اندیس 1 برای ناحیه بالا جریانی و با اندیس 2 برای ناحیه پایین جریانی مشخص می شود:



شکل ۶- بلوک پلاسمایی شتابدار و انفجار ضربه یونی به درون هدف [۱۶]

برای موج ضربه یک بعدی که در دو طرف سطح ناپیوستگی حرکت می کند، از قوانین پایستگی جرم ، تکانه و انرژی برای جریان یک بعدی پلازما می توان نوشت:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(P + \rho u^2) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \varepsilon + \frac{\rho u^2}{2}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho u\left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} + \frac{P}{\rho}\right)\right] = 0 \quad (4)$$

در این معادلات ،  $\rho$  چگالی ،  $P$  فشار ،  $u$  سرعت و  $\varepsilon$  انرژی موج ضربه پلاسمای ضربه دار شده را نشان می دهند.

در حالت پایدار ، می توان از مشتقات زمانی صرف نظر کرد. در این حالت ، سیستم معادلات فوق به شکل زیر ساده می شوند:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (5)$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (6)$$

$$\varepsilon_1 + \frac{u_1^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} = \varepsilon_2 + \frac{u_2^2}{2} + \frac{P_2}{\rho_2} \quad (7)$$

این معادلات را "روابط رانکین - هوگنیوت" می نامند ، که در آنها اندیس های 1 و 2 به ترتیب مقادیر چگالی ، فشار و انرژی را در پشت سر و جلوی موج ضربه نشان می دهند. با استفاده از این روابط ، شرایط انتشار موج ضربه در واکنش های گرما هسته ای ناشی از اندرکنش پالس های لیزری با هدف جامد مطالعه می شود.

با فرض آنکه بلوک پلازما صلب باقی بماند ، معادله حرکت آن به صورت زیر خواهد بود:

$$M_{block} \frac{du_{block}}{dt} = P_1 A \quad (8)$$

که در آن  $M_{block}$  جرم بلوک پلازما ،  $u_{block}$  سرعت بلوک پلازما ،  $P_1$  فشار و  $A$  مساحت بلوک پلازما می باشد. جرم بلوک پلازما از رابطه زیر بدست می آید:

$$M_{block} = \rho_0 A \Delta R \quad (9)$$

با جاگذاری این رابطه در معادله (۸) داریم:

$$\frac{du_{block}}{dt} = \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \quad (10)$$

اگر فشار  $P_1$  ثابت بماند، در این صورت سرعت انفجار بلوک پلازما با معادله زیر داده می شود:

$$u_{block} = \frac{P_1 t}{\rho_0 \Delta R} \quad (11)$$

تا وقتی که انفجار به سطح هدف برسد، سرعت آن با زمان افزایش می‌یابد، پس می‌توان نوشت:

$$R_0 - R = \int u_{block} dt = \frac{P_1 t^2}{2\rho_0 \Delta R} \quad (12)$$

طوری که:

$$t = \sqrt{\frac{2(R_0 - R)\rho_0 \Delta R}{P_1}} \quad (13)$$

سرعت نهایی انفجار بلوک پلاسما به درون مخروط هدایت نیز با رابطه زیر داده می‌شود:

$$u_{block} = \left[ 2(R_0 - R) \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \right]^{1/2} \quad (14)$$

حال با استفاده از قوانین پایستگی جرم، تکانه و انرژی، روابط رانکین- هوگنیوت را بر اساس مدل همجوشی سریع توسط ضربه یونی به شکل زیر می‌نویسیم:

$$\rho_0 u_{ion-shock} = \rho_1 u_{block} \quad (15)$$

$$P_0 + \rho_0 u_{ion-shock}^2 = P_1 + \rho_1 u_{block}^2 \quad (16)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{u_{ion-shock}^2}{2} + \frac{P_0}{\rho_0} = \varepsilon_1 + \frac{u_{block}^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} \quad (17)$$

در این معادلات، اندیس‌های 0 و 1 به ترتیب مقادیر چگالی  $\rho$ ، فشار  $P$  و انرژی  $\varepsilon$  را در جلو و عقب ضربه یونی،  $u_{block}$  سرعت بلوک پلاسما و  $u_{ion-shock}$  نیز سرعت ضربه یونی را نشان می‌دهند. اگر فرض کنیم که بلوک پلاسما به صورت گاز کامل باشد، در اینصورت پس از اندکی محاسبه داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0}{(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_0} \quad (18)$$

که در آن  $\gamma$  ضریب اتمیسته گاز می‌باشد.

در همجوشی محصورشدگی لختی، ضربه‌های خیلی قوی بسیار مهمتر هستند. برای چنین ضربه‌هایی، از رابطه (18) داریم:

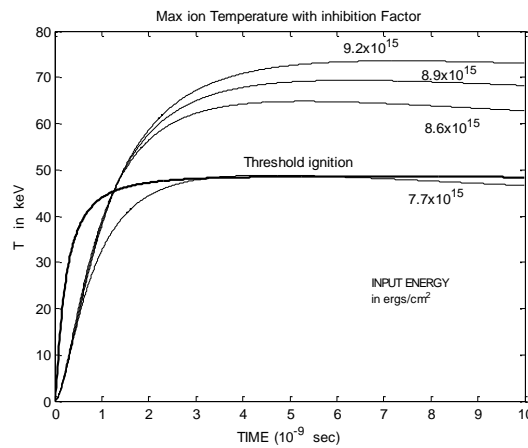
$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (19)$$

در حالت چگالی حدی، به ازای  $\gamma = \frac{5}{3}$  داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 4 \quad (20)$$

## ۵- بحث

در این مدل همجوشی، یک مقدار بزرگ و معینی از انرژی پالس لیزری در یک ناحیه محدود و مشخص آزاد می‌شود و در نتیجه این عمل یک موج انفجاری توسط بلوک‌های پلاسمایی شتابدار آغاز می‌گردد که در رأس آن یک موج ضربه یونی وجود دارد. ناحیه ضربه یونی جلوتر از ناحیه گرمایی الکترون می‌باشد. در حالت آستانه، اتلاف تابش ترمزی با هدایت حرارتی الکترونها برابر می‌شود. منحنی‌های پایین حالت آستانه، مربوط به احتراق ساده می‌باشند که بعد از رسیدن به یک مقدار ماگزیموم شروع به کاهش می‌کنند و منحنی‌های بالای حالت آستانه، مربوط به همجوشی می‌باشند که همواره در حال افزایش دما هستند. منحنی‌های ماگزیموم دمای یون، برای پلاسمای هیدروژن- بور به شکل زیر بدست آمد.



شکل ۷- ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن ضریب ممانعت

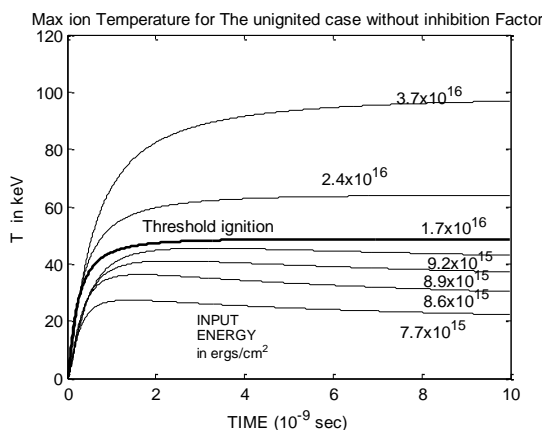
در این شکل،  $E_{threshold}^*$  چگالی شار انرژی آستانه همجوشی برابر است با:

$$E_{threshold}^* \approx 7.7 \times 10^{15} \text{ erg/cm}^2 \quad (21)$$

با در نظر گرفتن اثر ضربه یونی، چگالی شار انرژی آستانه همجوشی کاهش می یابد:

$$E_{threshold}^* \approx 1.7 \times 10^{15} \text{ erg/cm}^2 \quad (22)$$

این نتایج نشان می دهند که در اثر ضربه یونی، چگالی شار انرژی آستانه چهار مرتبه کاهش می یابد. در واقع، این نتیجه منجر به مقادیری از ماگزیموم دمای یون می شود که چهار مرتبه از مقادیر بدست آمده قبلی کمتر هستند و تصدیق این موضوع است که مدل همجوشی سریع توسط ضربه یونی برای همجوشی سوخت هیدروژن-بور بسیار مناسب است.



شکل ۸- ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن اثر ضربه یونی

## ۶- نتیجه گیری کلی

موج ضربه در مدل ارائه شده در این مقاله، معادل با یک موج ضربه یونی است که توسط یک ناحیه واکنش گرما هسته ای همراهی می شود و از طریق مخروط فشرده نشده هیدروژن - بور انتشار می یابد. در واقع ضربه یونی یک سطح ناپیوسته است که باعث اتصال جریان فراصوتی با جریان فروصوتی می شود. پس از اثر این ضربه یونی، سرعت جریان کاهش می یابد ولی فشار و دما افزایش می یابند، و لذا جریان در حالت غیرتعادلی می باشد و فرآیندهای برگشت ناپذیر در درون لایه ضربه رخ می دهند. پلاسمایی که از طریق این موج ضربه جریان می یابد گرم می شود تا فشرده شود. در واقع ضربه ای که در طی فرآیند انفجار درونی ایجاد می شود، باعث فشردگی سوخت می گردد. بنابراین در این مدل گداخت، یک مقدار بزرگ و معینی از انرژی پالس لیزری در یک ناحیه محدود و مشخص آزاد می شود و در نتیجه این عمل یک موج انفجاری توسط بلوک های پلاسمایی شتابدار آغاز می گردد که در رأس آن یک موج ضربه یونی وجود دارد. ناحیه ضربه یونی جلوتر از ناحیه گرمایی الکترون می باشد.

در واقع اگر فرض کنیم که تمام انرژی در ابتدا به الکترونها داده می‌شود، در اینصورت ابتدا یک ناحیه گرمایی الکترون ظاهر می‌شود، سپس به دنبال آن یک ناحیه تعادلی به وجود می‌آید و در نهایت یک ناحیه ضربه یونی شکل می‌گیرد. تابش ترمزی باعث کاهش دمای الکترون می‌گردد، یعنی دما در ناحیه گرمایی الکترون کاهش می‌یابد و لذا ناحیه گرمایی الکترون کوتاهتر شده ولی ناحیه تعادلی طولانی‌تر می‌شود و در نتیجه دمای یونهای ضربه‌دار شده افزایش می‌یابد. بنابراین قدرت ضربه یونی تمایل دارد که از طریق تابش ترمزی الکترون افزایش یابد. در واقع بخش عمده انرژی پالس لیزر توسط الکترونها جذب شده و باعث گرمایش دمای موج گرما هسته‌ای می‌شود و این گرمایش نیز به علت ضریب هدایت حرارتی بالای الکترونها منجر به افزایش دمای ناحیه گرمایی الکترون می‌گردد و در نتیجه یونهای بالا جریانی ناحیه ضربه یونی از طریق تعادل الکترون- یون گرم می‌شوند و قدرت ضربه یونی افزایش می‌یابد.

## ۷- مراجع

1. H. Hora, H. and et.al. (2005), *Laser and Particle Beams* 23, 423-432.
2. Badziak, J. and et.al. (1999), *Laser Part. Beams* 17, 323-329.
3. Sauerbrey, R. (1996), *Phys. Plasmas* 3, 4712-4716.
4. Hora, H. (2007), *Laser Part. Beams* 25, 37-45.
5. Tabak, M.; Hammer, J.; Glinsky, M.N.; Kruer, W.L.; Wilks, S.C.; Woodworth, J.; Campbell, E.M.; Perry, M.D.; Mason, R.J. (1994), *Phys. Plasmas* 1, 1626-1634.
6. Hora, H.; Badziak, J.; Read, M.N.; Li, Y.T.; Liang, T.J.; Liu, H.; Sheng, Z.M.; Zhang, J.; Osman, F.; Miley, G.H.; Zhang, W.; He Xianto, P.; Hanscheng, G.S.; Jablonski, S.; Wolowski, J.; Skladanowski, Z.; Jungwirth, K.; Rohlena, K.; Ullschmied, J. (2007), *Phys. Plasmas* 14, 1072701-1072707.
7. Hora, H.; Badziak, J.; Boody, F.; Hopel, R.; Jungwirth, K.; Kralikova, B.; Kraska, J.; Laska, L.; Parys, P.; Perina, P.; Pfeifer, K.; Rohlena, J. (2002), *Opt. Commun.*, 207, 333-338.
8. Hora, H. (2003), *Czech. J. Phys.* 53, 199-217.
9. Sauerbrey, R. (1996), *Phys. Plasmas* 3, 4712-4716.
10. Hora, H. (2003), *Czech. J. Phys.* 53, 199-217.
11. Hora, H. (2007), *New aspects for fusion energy using inertial confinement*, *Laser Part. Beams* 25, 37-45.
12. Hora, H. (2003), *Skin-depth theory explaining anomalous picosecond-terawatt laser-plasma interaction*. *Czech. J. Phys.* 53, 199-217.
13. Zhang, P.; He, J.T.; Chen, D.B.; Li, Z.H.; Zhang, Y.; Wong, L.; Li, Z.H.; Feng, B.H.; Zhang, D.X.; Tang, X.W.; Zhang, J. (1998), *Phys. Rev. E* 57, 3746-3752.
14. Mohammadian pourtalari, A.; Jafarizadeh, M.A.; Ghoranneviss, M. (2012), *Radiation Effects & Defects in Solids*. 167, No. 11, 850-862.
15. Badziak, J.; Kozlov, A.A.; Makowski, J.; Parys, P.; Ryc, L.; Wolowski, J.; Woryna, E.; Vankov, A.B. (1999), *Laser Part. Beams* 17, 323-329.
16. Hora, H. *Laser Plasma Physics: Forces and the Nonlinearity Principle*; Bellingham, (2000), WA: SPIE Press 61-67.



## Investigation of the Effect of Ion Shock on Fusion Reaction of Hydrogen-Boron

Alireza Mohammadian Pourtalari

Department of Physics, Sofian Branch, Islamic Azad University, East Azarbaijan, Iran

### Abstract

The energy produced by the fusion reaction mixture of isotopes of Hydrogen and Boron is important, because the radioactive tritium and neutrons does not produce energy without polluting the environment is clean fuel. The only problem with this response, large Coulomb barrier between the nucleus and the small cross section of the reaction and to enforce its primary energy demand is very high and very high temperatures. In this paper, a new scheme for fusion (fast ignition scheme by ion shock) was introduced, and the threshold energy for hydrogen – Boron11 (H-<sup>11</sup>B) fuel pellets was calculated. The results showed that the threshold energy for H-<sup>11</sup>B fuel pellets is equal to  $E_{threshold}^* \approx 7.7 \times 10^{15} \text{ erg} / \text{cm}^2$ . The results show that the application of this model is suitable for fusion of Hydrogen and Boron isotopes is correct and it can provide theoretical basis for practical experiments in this field.

**Keywords:** Nuclear Fusion, Ion Shock, Hydrogen-Boron, Threshold Energy