محاسبه جریان گرما مغناطیسی با استفاده از نوترونهای حاصل از واکنش همجوشی DT در پلاسمای گرما هسته ای

*سیده نسرین حسینی مطلق[۱]، مهدی روستایی[۲]، شیلان صید محمدی[۳]، سمانه عظیم عراقی[٤]

[1]دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

[2]دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

[3]دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

[4]دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

چکیده

دراین مقاله هدف این است که نوترونها ی آزاد شده از واکنش همجوشی d-d یا d-t را برای ایجاد کردن جریان گرما مغناطیسی در یک تاج پلاسمایی که پلاسمای همجوشی را از طریق گرم کردن تاج با واکنشهای همجوشی احاطه نموده است، استفاده نمائیم. به دلیل اینکه سطح مقطعهای واکنش نوترون برای نوترونهای کند بیشتر است، پیشنهاد می شود تا نوترونها را در کند کننده ای که جدای از پلاسمای داغ قسمت تاج می باشد، کند نماییم و به این ترتیب از ساختاری شبیه به آنچه که در راکتور شکافت هسته ای ناهمگن روی میدهد، استفاده میکنیم. در اینجا تقویت خود کاتالیزور جریانهای گرما مغناطیسی با استفاده از افزایش آهنگ واکنش همجوشی از طریق یک افزایش درفشار پلاسما بوسیله فشار مغناطیسی جریان های گرما مغناطیسی ممکن بنظر می رسد. این امر مستلزم افزایش حاصلضرب $n\tau$ به مقداری بالاتر از معیار مشخصه لاوسون می باشد.

واژه های کلیدی: گرما مغناطیسی، نوترون، پلاسمای همجوشی، دوتریوم، تریتیوم.

مقدمه

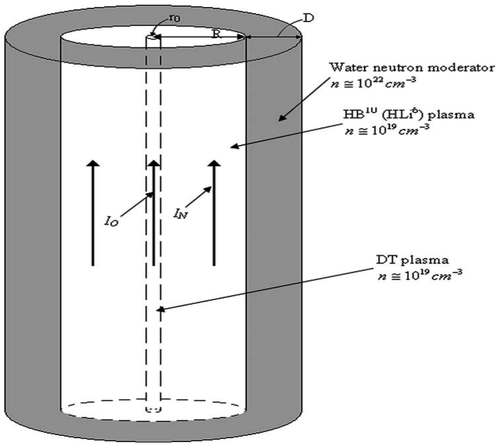
اهمیت جریانهای گرمامغناطیسی (اثر Nernst) برای محصور سازی پلاسماها برای اولین بار توسط Grassmann و همکارانش مشاهده شد [1] و همینطور برای آزاد سازی انرژی از طریق همجوشی گرماهسته ای بوسیله Wintelberg به همراه Hassam و Huang تشخیص داده شد [2]. در مقاله حال حاضر که پیش روی خوانندگان قرار میگیرد، منشاء تولید جریانهای گرمامغناطیسی (اثر Nernst) بوسیله گرمایی است که از واکنشهای هسته ای القا شده توسط نوترون ایجاد می شوند، که این نوترونها از یک پلاسمای گرماهسته ای می آیند. اثر Nernst در اینجا شبیه به یک دینامو عمل کرده و جریانهای گرمامغناطیسی را تقویت می کند و به این سبب فشار پلاسما به طور خود کاتالیز آهنگ واکنش گرماهسته ای را افزایش می دهد و در نهایت باعث می شود تا حاصل ضرب $n\tau$ بالاتر از مقدار مشخصه لاوسون بدست آید. یکی از زمینه های مورد علاقه در مطالعات همجوشی هسته ای واکنشهای هسته ای القایی مربوط به هسته های سبک بویژه B_{10} و Li_6 می باشند. چون این مسئله با U_{238} و Th_{232} نیز مرتبط است، بنابراین نه تنها نوترون ها

* hosseinimotlagh@iust.ac.ir

یک رهیافت کاملاً نوین را برای آزاد سازی انرژی پیشنهاد می کنند، بلکه راه جدیدی را برای سوختن در U_{238} و Th_{232} ایجاد کرده و نیاز به تولید زاینده سریع شکافت هسته ای را برطرف مینمایند.

روش کار

الف) توصیف ساختار جدید محصور سازی پلاسما: همانطور که درشکل (۱) نشان داده شده است، یک کانال تخلیه تنگشی خطی به شعاع $r = r_0$، توسط یک پوسته تاجی با دمای بالا و شعاع $r = R$ احاطه شده است و $R >> r_0$ می باشد این پوسته بوسیله یک کند کننده نوترونی چگال و انعکاس دهنده ای به ضخامت D محصور گردیده است. در حالی که در مرکز ناحیه $r = r_0$، یک پلاسما با دمای بالا توسط واکنشهای گرما هسته ای نگه داشته میشود. در تاجی که قلب را احاطه می کند، دمای بالا از واکنشهای هسته ای القا شده توسط نوترون هایی که از پلاسمای همجوشی ایجاد می گردند، حادث می شود. نوترونهای سریع اولیه ای که توسط واکنشهای همجوشی ایجاد می شوند بایستی کند شوند، زیرا سطح مقطع واکنش این نوترونهاست که به اندازه کافی بزرگ هستند. برای کند کردن نوترون ها یک ماده غنی از ئیدروژن مثلاً آب می تواند مورد استفاده قرارگیرد. در یک مخلوط همگن با هسته های سبک، یک محیط چگال غنی از هیدروژن دما را پائین می برد، این مقدار برای ایجاد جریانهای گرما مغناطیسی بسیار کم می باشد. به همین دلیل است که پلاسمای با دانسیته پایین که از هسته های سبک ساخته می شود، بایستی از نظر فضایی جدای از کند کننده نوترونی چگال قرار داشته باشد. این امر می تواند با قرار دادن کند کننده در یک پوسته استوانه ای شکل که پلاسمای دارای هسته های سبک را احاطه می کند و جریانهای گرما مغناطیسی در آنجا ایجاد می شوند به انجام رسد.



شکل (۱):تخلیه تنگشی با جریان تاجی Nernst و کند کننده نوترونی[3]

ب) اثر گرما هسته ای Nernst: با شرط $\omega\tau \gg 1$ که در آن ω فرکانس سیکلوترونی الکترونی و τ زمان دو برخورد متوالی الکترون میباشد، جریانهای گرما مغناطیسی در یک پلاسمای مغناطیسی شده ایجاد می گردند که چگالی جریان آن از رابطه زیر بدست می آید:

$$\vec{j}_N = \frac{3 k n_e c}{2 H^2} \vec{H} \times \vec{\nabla} T \qquad (1)$$

که در آن n_e دانسیته الکترون، H شدت میدان مغناطیسی و T دمای مطلق می باشند، با داشتن $n_e = [Z/(Z+1)]n$ که $n = n_e + n_i$ و $n_i = n_e/Z$) n_i دانسیته یونی برای یک پلاسمای Z بار یونیزه است). رابطه بصورت زیر در می آید:

$$\vec{j}_N = \frac{3knc}{2H^2}\frac{Z}{Z+1}\vec{H}\times\vec{\nabla}T \tag{2}$$

با وارد کردن $\vec{j} = \overrightarrow{j_N}$ در معادله مگنتو هیدروستاتیک داریم : $\vec{\nabla}p = \frac{1}{c}\vec{j}\times\vec{H}$ وبا قرار دادن $p = nkT$ برای $\vec{\nabla}T$ عمود بر $\vec{H}$، داریم :

$$nk\vec{\nabla}T + kT\vec{\nabla}n = \frac{3}{2}nk\frac{Z}{Z+1}\vec{\nabla}T \tag{3}$$

و با کمی ساده سازی داریم: $a\frac{\vec{\nabla}T}{T} + \frac{\vec{\nabla}n}{n} = 0$ که در آن $a = \frac{2-Z}{2(Z+1)}$ و در نتیجه خواهیم داشت : $T^a n = const$. برای یک پلاسمای یکبار یونیزه Z=1 داریم: ثابت $= T^{1/4}n$. بنابراین n وابستگی شدیدی به T ندارد، یعنی برخلاف پلاسمایی با فشار ثابت که برای آن داریم: ثابت= Tn. این نشان می دهد که جریان های گرما مغناطیسی می توانند به طور چشمگیری توزیع فشار در داخل یک پلاسمای مغناطیسی شده را تغییر دهد.

ج) حل معادله پخش نوترون: برای توصیف کردن پخش نوترونهای سریعی که از واکنشهای همجوشی ایجاد می شوند، از معادله تعدیل یافته مستقل از زمان پخش استفاده می کنیم: $\nabla^2\phi - k^2\phi = 0$، که ϕ شار نوترونهای گرمایی می باشد و $k = \frac{1}{\sqrt{L^2 + \tau_f}}$ که در آن L طول پخش و τ_f سن فرمی نوترونی در کندکننده می باشند. برای آب که یک کند کننده خوب نوترونی می باشد، داریم $\sqrt{L^2 + \tau_f} \approx 10\,\mathrm{cm}$. بجای k مناسبتر است تا سطح مقطع کندشوندگی را که با $n\sigma_c = k$ تعریف می شود، معرفی کنیم. در مختصات استوانه ای معادله $\nabla^2\phi - k^2\phi = 0$، بصورت $\frac{\partial^2\phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\phi}{\partial r} - k^2\phi = 0$ می باشد. با اعمال شرط بهنجارش در ازای $\phi = \phi_0, r = r_0$ داریم: $\phi = \phi_0 N K_0(kr_0)$ که $N^{-1} = K_0(kr_0)$ و K_0 تابع بسل مرتبه صفر نوع دوم می باشد که دارای رفتار مجانبی بصورت زیر است:

$$K_0(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}}e^{-kr}, \qquad kr >> 1 \tag{4}$$

د) انتقال و تولید گرما: در پلاسمای مغناطیسی شده ای که دارای هسته های سبک می باشد، معادله تولید گرما و رسانش برای یک پلاسمای Z بار یونیزه عبارت است از:

$$\frac{Z+1}{2}nk\frac{\partial T}{\partial t} + div\,\vec{j} = S \tag{5}$$

که در آن: $\vec{j} = -k_{\perp}\nabla T$ و $S = n_a \sigma\phi\varepsilon$. در این معادلات $k_{\perp}$ ضریب هدایت گرمایی در حضور یک میدان مغناطیسی عرضی قوی می باشد که به ازای $\omega\tau >> 1$ صادق است. S چشمه تولید گرما، n_a دانسیته هسته های سبک، σ سطح مقطع واکنش هسته ای و ε انرژی واکنش هسته ای می باشند. برای دانسیته عددی پلاسما قرار می دهیم: $n = n_a + n_h$. که ما فرض کرده ایم که پلاسما دارای هیدروژن نیز می باشد؛ اما با این محدودیت که n_h بایستی به اندازه کافی کوچک باشد تا دمای پلاسما را برای اطمینان از شرط $\omega\tau >> 1$ بالا نگه دارد. حضور هیدروژن این مزیت را دارد که در کندسازی نوترونها مشارکت می کند که انرژی جنبشی کند شدن نوترون در این ناحیه بایستی به ε اضافه شود. برای استخراج برخی نتایج، ما این جزئیات نسبتاً پیچیده را با قرار دادن Z=1 و $n_a \sim n$ ساده میکنیم که $Z = 1$ برای هیدروژن معتبراست. بنابراین داریم:

$$3nk\frac{\partial T}{\partial t} = k_{\perp}\nabla^2 T + n\sigma\varepsilon\phi \tag{6}$$

و در مختصات استوانه ای به صورت زیر است:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_{\perp}}{3nk}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\sigma\varepsilon}{3k}\phi \tag{7}$$

برای حل معادله (۷) از رابطه $T = NK_0(kr)g(t)$ و $\phi = \phi_0 NK_0(kr_0)$ استفاده نموده و داریم:

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{k_{\perp}}{3nk}g + \frac{\sigma\varepsilon}{3k}\phi_0 \tag{8}$$

به ازای $g(0) = 0$ رابطه(۸) دارای جوابی بصورت $g(t) = T_{\max}(1 - e^{\frac{-t}{\tau_0}})$ است. که در آن $T_{\max} = \frac{n\sigma\varepsilon\phi_0}{k_{\perp}k^2}$ و $\tau_0 = \frac{3nk}{k_{\perp}k^2}$ می باشد. شار نوترونی در سطح یک استوانه پلاسمایی DT درحال سوختن که شعاع آن r_0 می باشد که با رابطه $\phi_0 = (r_0/8)\langle\sigma v\rangle n^2$ داده می شود [4]: ، که $\langle\sigma v\rangle \approx 10^{-15} cm^3 s^{-1}$ در طول یک توزیع ماکسولی، حاصلضرب میانگین گیری شده سطح مقطع واکنش همجوشی DT در سرعت نسبی ذرات میباشد. برای ضریب هدایت گرمایی رابطه زیر را داریم [5-6]:

$$k_{\perp} = \frac{1.5\times 10^{-16} n^2}{T^{1/2} H^2}\left(\frac{erg}{cmsK}\right) \tag{9}$$

هـ)جریان گرمامغناطیسی و معادله Bennentt: همانگونه که قبلاً دیده بودیم، درحضور جریان های گرمامغناطیسی، دانسیته پلاسما به عنوان تابعی از دما چندان تغییر نمی کند. به ازای Z=1، $n \propto T^{-1/4}$ می باشد، و به ازای $Z = 1$، ثابت=n و برای $Z \to \infty$، $n \propto T^{1/2}$ می باشد. یک نتیجه ساده خاص به ازای Z= ۲ بدست می آید که در آن n ثابت است. در آنجا دانسیته جریان گرما مغناطیسی عبارت است از: $j_N = -\frac{knc}{H}\frac{dT}{dr}$. جریان کل گرما مغناطیسی I_N با استفاده ازانتگرال گیری بدست می آید:

$$I_N = \int_{r_0}^{r} j_N \, 2\pi r dr = -2\pi knc \int_{T_0}^{T} \frac{r}{H} dT \qquad (10)$$

باجایگذاری $H = 2I_N / rc$ در رابطه (10) و با مشتق گیری از آن و ترکیب آن با روابط (۵) و (۹) داریم:

$$I_N^2 = \frac{2\pi}{3} knc^2 r_0^2 T_0^4 \left[\frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_0^3} \right] \qquad (11)$$

برای مقادیر بزرگ r هنگامی که $T<T_o$ بدست می آوریم: $I_N^2 \approx (2\pi/3) nr^2 c^2 kT, T_0 >> T$ با داشتن $T >> T_0$ برای $I_N^2 \approx (2\pi/3) nr_0^2 c^2 kT_0$ و بکار بردن معادله (Bennett) در شعاع تنگش $r = r_0$ داریم:

$$I_N / I_0 = (r_0/r)(T/T_0)^{1/2} = (r \,/ r_0)^{3/4} \qquad (12)$$

و) احتــراق

انرژی احتراق یک کانال تخلیه تنگشی به شعاع r_o و طول l با رابطه زیر داده می شود:

$$E_{ign} = \pi r_0^2 \ln kT \approx \pi r_0^2 \left(H^2 / 8\pi \right) l \approx (1/8)(Hr_0)^2 l \qquad (13)$$

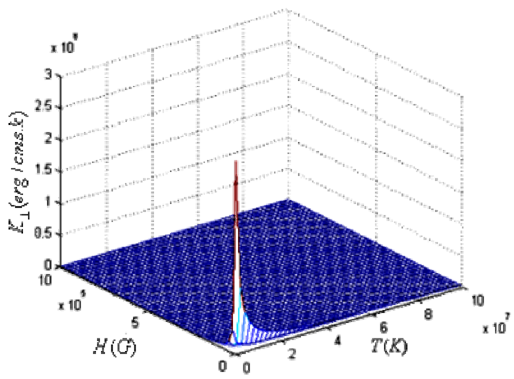
اگر $Hr_0 = 0.2I$ داریم: $E_{ign} = (1/200) I^2 l$. لذا $LI = 2E_{ign} / I = 1(Vs)$، که در آن L ضریب خود القایی کانال تخلیه تنگش می باشد. کانال تخلیه تنگشی با یک باریکه لیزر در گاز DT می تواند ایجاد گردد و بایستی در مدت زمان $t \langle t_0 = 10^{-3} s$ برقرار شود. بنابراین بدلیل اینکه $V = \frac{d}{dt}(LI)$ می باشد، نتیجه می شود که $V \rangle (LI)/t_0 \approx 10^3 V$. با انتخاب $t \approx 10^{-5} s$ داریم: $V \approx 10^5 V$ این ولتاژ به نسبت پائین امکان استفاده از وسایل ذخیره کننده انرژی القاگر را برای ایجاد کانال تخلیه تنگشی فراهم می آورد.

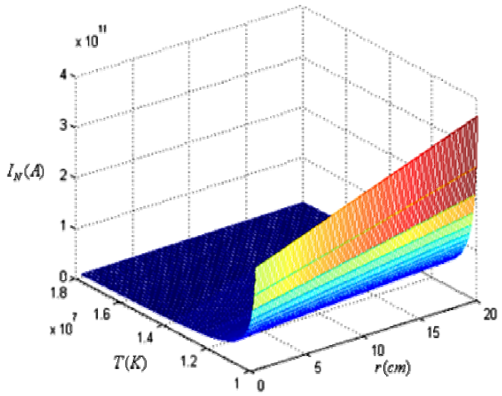
نتایج

در اینجا با توجه به معادله (۹) ضریب هدایت گرمایی را محاسبه نموده و نتایج حاصل از آن را در شکل (۱) آورده ایم. این شکل نمودار تغییرات سه بعدی $k_\perp$ را به صورت تابعی از دما $T(KeV)$ و میدان مغناطیسی H در ازا انتخاب $n = 10^{-19} cm^{-3}$ نمایش میدهد. با توجه به این نمودار دیده میشود که به ازای انتخاب $n \sim 10^{19} cm^{-3}$، $T \sim 10^8 K$، $H \sim 10^6 G$ داریم $k_\perp \approx 10^6 \frac{erg}{cmsK}$. همچنین جریان گرمامغناطیسی را با توجه به معادله (۱۲) بر حسب دما و فاصله رسم کرده و در شکل (۲) آورده ایم.

جدول(۱) مقادیر عددی محاسبه شده H و E_{ign} و I و L و در ازای انتخاب $l = 10^2 cm$

$I(A)$	10	310	1495	4960
$E_{ign}(erg) \times 10^{13}$	0.61	1.29	2.5	5.0
$L(H) \times 10^{11}$	1.22	0.003	0.0002	0.00004
$H(G) \times 10^6$	1.4	2.0	2.8	4.0





شکل(۱):نمودار تغييرات سه بعدي $k_\perp$ به صورت تابعي از دما و ميدان مغناطيسي   شکل (۲): نمودار تغییرات جریان گرما مغناطیسی بر حسب دما و فاصله

جدول (۱) نیز مقادیر عددی محاسبه شده E_{ign} و I و L و H را در ازای انتخاب $l = 10^2 cm$ و $Hr_0 = 0.2I$ نشان می دهد.

بحث و نتیجه گیری

چهره جذاب مفهوم پیشنهاد شده آن است که از شکافت هسته های سبک استفاده می کند با این عمل از ضایعات ناشی از فرآورده های شکافت در راکتورهای هسته ای که از U_{235} یا Pu_{235} استفاده می کنند اجتناب می شود. اما همین پیشنهاد برای سوختن U_{238} یا Th_{232} می تواند مورد استفاده نیز قرار بگیرد. اما بدلیل اینکه عناصر سنگین نظیر U_{238} و Th_{232} دارای opulity بزرگی می باشند، اتلافهای ناشی از تابش در پلاسمایی که دارای U_{238} و Th_{232} می باشد، می تواند دما را از حد آستانه تولید جریانهای مغناطوگرمایی پایین تر ببرد. این مسئله می تواند با جدایش فضایی Th_{232} یا U_{238} از یک پلاسمای ئیدروژنی با تزریق U_{238} و Th_{238} به شکل قرصهای کوچک یا ذرات با قطر U_{238} کوچک گازی شکل به داخل پلاسمای ئیدروژنی (بین r_o و R) حل شود. در آنجا فرآورده های شکافت با انرژی چند مگا الکترون ولتی در پلاسمای ئیدروژنی بدون از دست رفتن انرژی محسوس متوقف شده و پلاسما را تا دماهای بالایی که برای تولید جریانهای گرما مغناطیسی مورد نیاز هستند، گرم می کند.

مراجع

[1] P.H.Grassmann,O.Klüber,andH.Wulff,Phys.Lett.,24A,324 (1967)
[2] F.Winterberg,Contrib.PlasmaPhys.25,117(1985)
[3] F.Winterberg , physics of plasma13,032501 (2006)
[4] F.Winterberg,Z.Naturforsch.,A:Phys.Sci.58,612(2003)
[5] S.Glasstone and M.C.Edlund ,TheElements of NuclearReactor. Theory (VanNostr and Company , NewYork ,1952) ,pp.216,184,and229
[6] L.Spitzer,Physics of FullyIonized Gases , 2nd edition (Wiley Interscience , NewYork , 1962) p.145