

## تعیین پارامترهای اصلی سامانه گرمایش باریکه خنثی در توکامک دماوند

وکیلی اشکوری، عارف<sup>(۱)</sup> - رسولی، چاپار\*<sup>(۲)</sup> - قاسمی، فرشاد<sup>(۳)</sup> - عباسی دوانی، فریدون<sup>(۱)</sup>

۱- دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده مهندسی هسته‌ای، گروه کاربرد پرتوها

۲- پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته‌ای، گروه محصورسازی مغناطیسی

۳- پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فیزیک و شتابگرها، گروه فیزیک تجربی

### چکیده:

گرمایش پلاسما با تزریق باریکه خنثی<sup>۱</sup> در تحقیقات گداخت، از مهمترین روش های گرمایش پلاسما است که بر پایه تزریق باریکه های پر انرژی اتمی های خنثی به داخل پلاسما عمل می کند و سبب افزایش سرعت حرکت ذرات پلاسما می شود. سه فرآیند اتمی مبادله بار<sup>۲</sup>، یونیزاسیون به وسیله یون ها و یونیزاسیون به وسیله الکترون ها منجر به افت شدت باریکه تزریق شده در محیط پلاسما می شوند. در میان توکامک ها، توکامک دماوند یکی از توکامک های کوچک بوده و ویژگی های پلاسمای آن، انجام تحقیقات بر روی آن را بسیار مهم و مفید ساخته است. با توجه به مشخصات توکامک دماوند، انرژی بحرانی، توان باریکه خنثی لازم جهت گرمایش پلاسمای این توکامک و جریان باریکه خنثی ورودی لازم با در نظر گرفتن میزان جذب باریکه به ترتیب، ۴/۵ کیلو الکترون ولت، ۳۰/۱۵ کیلو وات و ۶/۷ آمپر محاسبه شد. سپس با در نظر گرفتن یک مرحله ارتقا برای انرژی ذرات پلاسمای توکامک دماوند، به ترتیب 1000 eV برای الکترون ها و 500 eV برای یون ها و همچنین افزایش زمان پلاسما به 200 ms نیز انرژی بحرانی، توان و جریان باریکه لازم برای گرمایش پلاسما با در نظر گرفتن میزان جذب باریکه به ترتیب ۱۵ کیلو الکترون ولت، ۲۱/۶ کیلو وات و ۱/۴۴ آمپر محاسبه شد.

کلمات کلیدی: Tokamak ، Plasma Heating ، Neutral Beam Injection ، Charge Exchange

### ۱-مقدمه :

توکامک ها و استلاریتورها<sup>۳</sup> دو نوع اصلی ماشین های چنبره ای هستند که برای تحقیقات گداخت هسته ای از آنها استفاده می شود. دلیل برتری این نوع هندسه بر هندسه خطی، اجتناب از خاتمه یافتن در مسیر حرکت

<sup>۱</sup> Neutral Beam Injection

<sup>۲</sup> Charge Exchange

<sup>۳</sup> Stellarator

ذره می باشد. در حال حاضر امید بخش ترین ماشین چنبره ای در زمینه تحقیقات گداخت هسته ای، توکامک می باشد. در توکامک، سیم پیچ های خارجی، میدان مغناطیسی چنبره ای مورد نیاز را تولید می کنند که حول محور اصلی متقارن است و میدان مغناطیسی قطبی توسط جریان پلازما تولید می شود [۱].

گرمایش اولیه در تمامی توکامک ها معمولا از گرمایش مقاومتی و از طریق سیم پیچ مرکزی سرچشمه می گیرد. جریان ایجاد شده در پلازما با انتقال انرژی به الکترون ها و یون های پلازما آن را گرم می کند که بسته به حد جریان تا چند مگاوات توان گرمایشی به ذرات پلازما منتقل می شود. اما برای داشتن مقادیر دمایی بالاتر که برای تولید انرژی از واکنش های گداخت مورد نیاز است، توسعه سیستم های گرمایش ثانویه پلازمای توکامک، لازم است. استفاده از سامانه تزریق باریکه خنثی و استفاده از سیستم های گرمایشی رادیوفرکانسی، دو روش بکار رفته گرمایش ثانویه در توکامک ها هستند [۲] و [۳].

در سیستم های گرمایشی رادیوفرکانسی، همان طور که یون ها و الکترون های پلازما در توکامک محصور می شوند تا به دور خطوط میدان مغناطیسی بچرخند، امواج الکترومغناطیسی با فرکانس های منطبق بر فرکانس های چرخشی یون ها و الکترون ها قادرند تا این حرکت را تشدید کنند و انرژی خود را به ذرات پلازما منتقل کنند. به دلیل تفاوت فرکانس های چرخشی الکترون ها و یون ها که از تفاوت در جرمشان ناشی می شود، این فرکانس های گرمایشی نیز متفاوت از هم خواهند بود [۲].

گرمایش با تزریق باریکه خنثی در اوایل دهه ۱۹۷۰ گسترش یافت و اکنون در تمامی آزمایش های گداخت، از مهمترین روش های گرمایش پلازما است. در این روش ابتدا یون ها در چشمه یونی تولید می شوند و پس از استخراج، تا انرژی های بالا شتاب گرفته و سپس از بخش تبادل بار که در آن خنثی سازی صورت می گیرد، عبور می کنند. پس از عبور، بخشی از یون ها خنثی می شوند و باقیمانده آن ها از طریق قرارگیری در میدان مغناطیسی، منحرف و به واحد تخلیه ارسال می شوند. یون هایی که خنثی شده اند، در مسیر مستقیم می توانند از میدان مغناطیسی عبور کنند و به محلی از پلازما که باید در آنجا یونیزه شوند، برسند. با این روش، علاوه بر افزایش جریان پلازما، انرژی یون های خنثی از طریق برخورد با الکترون ها و یون ها به پلازما منتقل می شود [۴]. این روش، نه تنها یکی از روش های گرمایش ثانویه پلازما در توکامک ها است، بلکه می تواند جهت تزریق سوخت، فرونشانی ناپایداری ها، بهبود محصورسازی پلازما در اثر ساختن تکانه به آن در جهت چنبره ای و کنترل توزیع فضایی جریان پلازما نیز مورد استفاده قرار گیرد [۵].

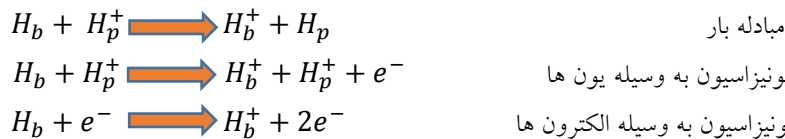
در این مقاله ابتدا به بررسی فیزیک حرکت ذرات باریکه خنثی پس از تزریق در محیط پلازما پرداختیم که در آن، سطح مقطع فرآیندهای اتمی مختلف که منجر به افت شدت باریکه می شوند را با هم مقایسه کردیم. پس از معرفی روابط محاسبه جریان و توان لازم باریکه خنثی ورودی به توکامک ها جهت گرمایش پلازما و زمان های افت انرژی، توکامک دماوند را به طور مختصر معرفی کردیم. سپس ضمن تعیین راستای تزریق باریکه

خنثی به داخل آن، به محاسبه طول پویش آزاد میانگین، انرژی، توان و جریان باریکه خنثی لازم برای گرمایش پلاسمای این توکامک و همچنین زمان افت انرژی باریکه پرداختیم.

## ۲- بررسی حرکت ذرات باریکه خنثی پس از تزریق

در انتخاب میزان انرژی و جریان سامانه باریکه خنثی، باید طوری عمل کرد که ذرات خنثی پس از ورود به داخل توکامک ها، به دیواره های مقابل برخورد نکنند. چراکه برخی از ذرات خنثی، بدون یونیزه شدن از پلازما عبور کرده و در اثر برخورد با دیواره مقابل محل تزریق از دست می روند. این امر منجر به اتلاف بخشی از توان تزریق شده خواهد شد [۶].

به طور کلی سه فرآیند اتمی اساسی وجود دارند که منجر به افت شدت باریکه می شوند که عبارتند از: مبادله بار، یونیزاسیون به وسیله یون ها و یونیزاسیون به وسیله الکترون ها. این سه فرآیند [۷] در ادامه آورده شده است که در آنها نماد  $H$ ، نوع ذره را نشان می دهد. اندیس های  $b$  و  $p$  هم نشانگر باریکه و پلازما هستند :



در طول تزریق ذرات پر انرژی باریکه خنثی، دو مرتبه فرآیند مبادله بار رخ می دهد. اولی در واحد خنثی ساز که در آن، باریکه یون های شتاب گرفته حاصل از چشمه یونی از طریق مبادله بار به باریکه اتم های خنثی سریع تبدیل می شوند و دیگری یونیزاسیون مجدد باریکه خنثی در پلاسمای هدف از طریق مبادله بار است [۷]. افت شدت باریکه خنثی به سطح مقطع این برهمکنش ها وابسته است. شدت باریکه در هر نقطه  $x$  دلخواه از مسیر حرکتش در در داخل توکامک، از رابطه زیر بدست می آید :

$$I(x) = N_b(x) \cdot v_b \quad (1)$$

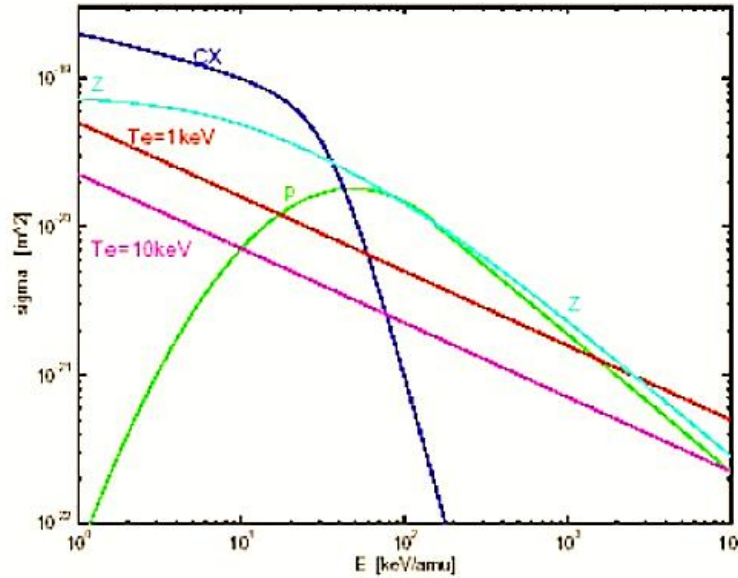
که  $N_b$  تعداد ذرات باریکه بر واحد طول و  $v_b$  سرعت آن هاست. افت شدت باریکه خنثی در توکامک با معادله زیر محاسبه می شود :

$$\frac{dI}{dx} = -n(\sigma_{ch} + \sigma_i + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_b}) I \quad (2)$$

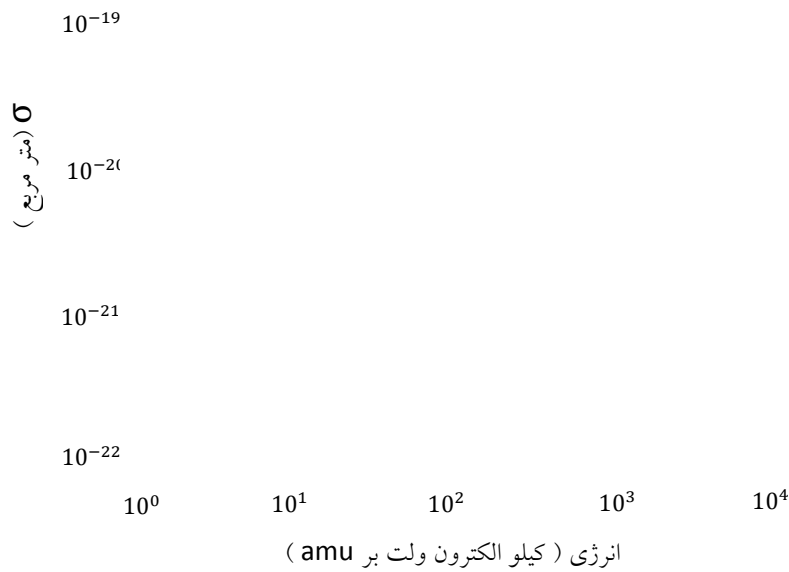
که در آن  $n$ ، چگالی الکترون (و یون)،  $\sigma_{ch}$  و  $\sigma_i$  سطح مقطع های مبادله بار و یونیزاسیون به وسیله یون ها و  $\langle \sigma_e v_e \rangle$  ضریب نرخ یونیزاسیون الکترون ها هستند. شکل متفاوت جمله مربوط به یونیزاسیون الکترون ها ناشی از این حقیقت است که به طور کلی، الکترون ها سرعت هایی به مراتب بزرگتر از دیگر ذرات باریکه دارند، در حالی که سرعت های یونی در پلازما کوچکتر هستند [۷].

سطح  
برای

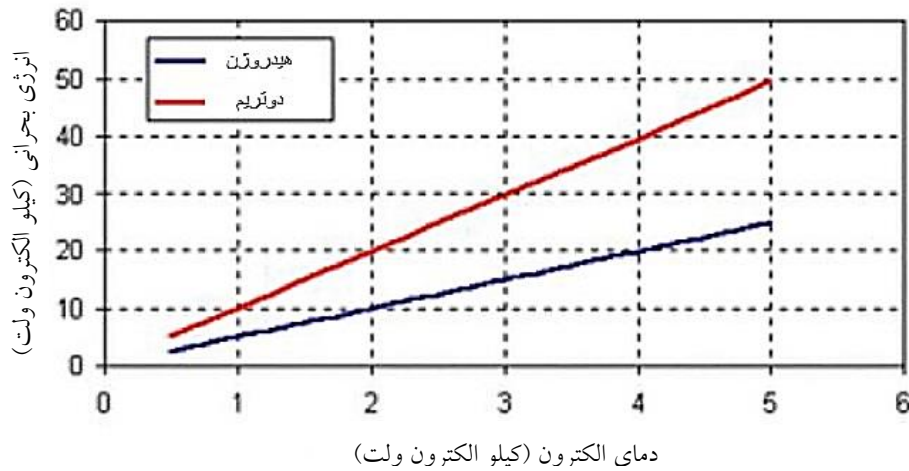
نمودار  
مقطع‌ها



فرآیندهای مختلف در شکل ۱ آورده شده است که در آن، یونیزاسیون الکترون به وسیله سطح مقطع موثر  $\frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_b}$  آمده است. در انرژی‌های کمتر از ۹۰ کیلو الکترون ولت، مبادله بار و یونیزاسیون به وسیله الکترون‌ها، موثرترین فرآیندها هستند و در انرژی‌های بسیار بالاتر، سطح مقطع مبادله بار، کاهش و سطح مقطع یونیزاسیون به وسیله برخورد یون‌ها افزایش می‌یابد [۴].



شکل ۱) سطح مقطع‌های یونیزاسیون [۴]



شکل (۲) انرژی های بحرانی برای هیدروژن و دوتریم [۴]

در شکل (۱)،  
 سطح مقاطع برای  
 یونیزاسیون ذرات خنثی سریع از طریق مبادله بار (CX)، برخورد الکترونی (به ازای دو دمای الکترونی مختلف  
 ۱ کیلو الکترون ولت و ۱۰ کیلو الکترون ولت) و برخورد پروتون (p) به تصویر کشیده شده اند. منحنی Z هم  
 سطح مقاطع نرمالیزه برای ناخالصی هاست [۴].

### ۳- معرفی روابط محاسبه انرژی و توان باریکه لازم برای گرمایش پلاسمای توکامک

پلازما در اثر برخوردهای بین ذرات پر انرژی باریکه خنثی با الکترون ها و یون های پلازما گرم می شود.  
 ذرات با انرژی های بالای باریکه (۱ مگا الکترون ولت) در حجم پلازما، انرژی خودشان را از طریق  
 برخوردهای الکترونی به ذرات محیط منتقل می کنند. برخی نقاط که مقدار انرژی انتقال یافته به الکترون ها و  
 یون ها برابر می شود، انرژی بحرانی نامیده می شود [۴]. مقدار انرژی بحرانی از رابطه (۳) تعیین می شود که  
 در آن،  $n_i$ ،  $Z_i$  و  $M_i$  به ترتیب چگالی، عدد اتمی و وزن اتمی یون های پلازما می باشند [۴].

$$W_c = 14.8 T_e \left( \frac{M_b}{n_e} \sum \frac{n_i Z_i^2}{M_i} \right) \quad (3)$$

شکل (۲) نیز میزان تغییرات انرژی بحرانی بر حسب دمای الکترونی پلازما را نشان می دهد [۴].

رابطه مربوط به گرمایش پلاسمای توکامک به صورت زیر است که جمله اول آن گرمایش الکترونی و جمله دوم، گرمایش یونی را نشان می دهد.

$$P = \frac{dW_b}{dt} = -\frac{2W_b}{t_s} \left(1 + \left(\frac{W_c}{W_b}\right)^2\right) \quad (4)$$

اگر  $W_b = W_c$  باشد، در آن صورت مقدار انرژی انتقال یافته به الکترون ها و یون ها با هم برابر می شود [۴].

مقدار توان مورد نیاز برای گرمایش از رابطه (۵)  $P_i = \frac{3\pi^2 R a^2 n_i K T_i}{\tau_i}$  محاسبه می شود که در آن،  $\tau_i$  زمان جذب

انرژی باریکه،  $R$  شعاع بزرگ چنبره،  $a$  شعاع کوچک چنبره،  $n_i$  چگالی یون های پلاسما و  $K T_i$  دمای یونی پلاسما می باشند. همچنین،  $\tau$  زمان متوسط مورد نیاز برای کند شدن یون های تزریق شده با انرژی  $W$  تا انرژی

گرمایی، از رابطه (۶)  $\tau = -\int_0^W \frac{dW}{dW} = \frac{t_s}{3} \ln\left(1 + \left(\frac{W}{W_{crit}}\right)^2\right)$  محاسبه می شود که در آن،  $t_s$  از رابطه (۷)

$t_s = 6.27 * 10^8 \frac{A(KT_e)^{3/2}}{Z^2 n_e \ln \Lambda}$  بدست می آید که  $\ln(\Lambda)$  در آن، لگاریتم کلمب می باشد. در انرژی های بالای

اولیه باریکه ( $W \gg W_{crit}$ )، اصطکاک ایجاد شده توسط برخورد با الکترون ها عامل اصلی کند شدن یون های

تزریق شده است. انرژی باریکه بر حسب زمان مشخصه  $\frac{t_s}{2}$  به صورت نمایی افت می کند و زمانی که  $W$  به

$W_{crit}$  می رسد، اتلاف انرژی یون های پلاسما مهم می شود و از  $W = W_{crit}$ ، انرژی باریکه در زمان معین  $\tau_{crit}$

به بازه گرمایی تنزل می یابد که به صورت (۸)  $\tau_{crit} = \frac{t_s}{3} \ln 2 = 0.23 t_s$  محاسبه می شود [۶].

## ۴- معرفی توکامک دماوند :

توکامک دماوند، یکی از توکامک های کوچک بوده و ویژگی های پلاسمای آن، انجام تحقیقات بر روی آن را

بسیار مهم و مفید ساخته است. پارامترهای اساسی این توکامک عبارتند از : شعاع اصلی ۳۶ سانتیمتر، شعاع

فرعی ۷ سانتیمتر، شدت میدان مغناطیسی چنبره ای تا ۱،۲ تسلا، بیشینه جریان پلاسما ۴۰ کیلوآمپر، بیشینه

چگالی پلاسما  $3 \times 10^{19} m^{-3}$ ، متوسط دمای یون ۱۵۰ الکترون ولت، متوسط دمای الکترون ۳۰۰ الکترون

ولت، تعداد سیم پیچ های میدان چنبره ای ۲۰ عدد و حداکثر زمان حضور پلاسما ۲۱ میلی ثانیه [۸].

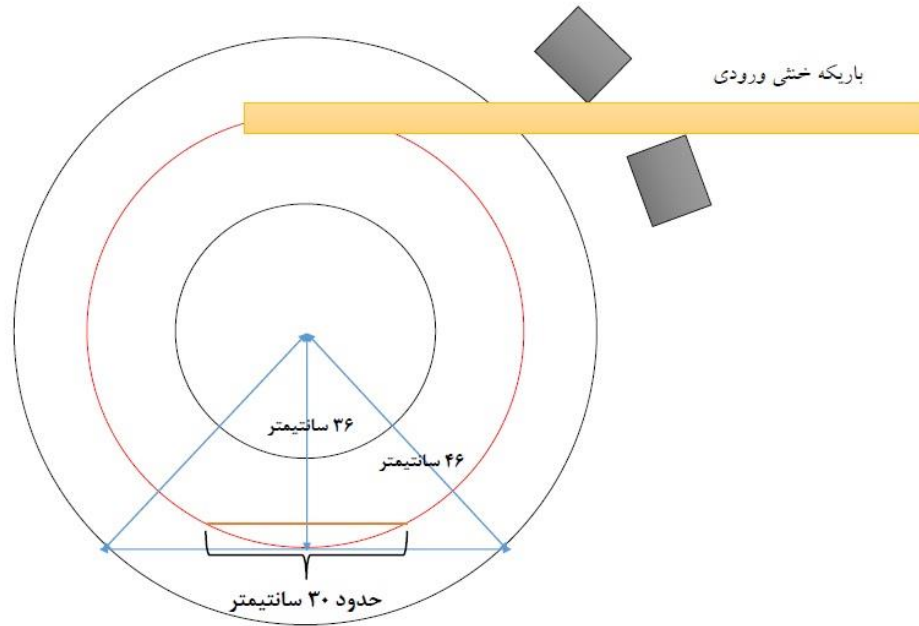
## ۵- بحث و نتیجه گیری

تزریق باریکه خنثی می تواند به صورت مماسی و عمود بر جریان پلاسما انجام شود. اما معمولا باریکه های خنثی در جهت مماسی تزریق می شوند، زیرا باریکه، طولانی ترین مسیر در داخل چگال ترین بخش پلاسما را دارد. به لحاظ فناوری، تزریق عمودی آسان تر است اما مسیر داخل پلاسما در آن کوچک می باشد و همچنین به دلیل وجود گرادیان میدان مغناطیسی چنبره ای، کسر بزرگی از یون های حرارتی که با انرژی های عمودی بزرگ ایجاد می شوند، بلافاصله در مدارهای موزی شکل<sup>۱</sup> به دام می افتند که باعث عدم محصورسازی صحیح و اتلاف انرژی خواهد شد. در تزریق مماسی، اگرچه به دلیل فضای محدود در دسترس بین پیچه های میدان چنبره ای، طراحی خطوط باریکه تزریق سخت تر است، اما این روش برای یونیزاسیون باریکه، مسیر بسیار طولانی تری را فراهم می کند. بنابراین در طراحی اولیه سیستم تزریق باریکه خنثی در توکامک دماوند، روش تزریق مماسی انتخاب شده است [۴]. همچنین با توجه به مشخصات توکامک دماوند و مطابق با محاسبات انجام گرفته، قطعا با مقادیر پایین انرژی باریکه سر و کار داریم و بنابراین در معادله ۲ [۸] از جمله دوم صرف نظر می کنیم و معادله به شکل ساده تر زیر تبدیل می شود.

$$v_b \frac{dN_b(x)}{dx} = -n(\sigma_{ch} + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_b}) N_b(x) v_b \quad \longrightarrow \quad N_b(x) = N_b(0) e^{-n\sigma_{total} x} \quad (9)$$

با توجه به رابطه (۹)،  $N_b(0)$  دانسیته باریکه ورودی به توکامک است که با توجه به شکل ۱ برای توکامک دماوند با دانسیته پلاسمای  $3 \times 10^{19} m^{-3}$ ، طول پوشش آزاد میانگین حدود  $L \approx \frac{1}{n\sigma} \approx 30 cm$  خواهد شد. در نتیجه، هندسه اولیه راستای تزریق باریکه خنثی به داخل توکامک دماوند با توجه به ابعاد آن را به صورت شکل (۳) در نظر می گیریم.

<sup>1</sup> Banana Orbit



شکل (۳) هندسه باریکه خنثی ورودی و توکامک دماوند از نمای بالا

همچنین با توجه به شکل (۲) و رابطه (۳)، برای مشخصات پلاسمای توکامک دماوند که  $KT_e = 300 \text{ eV}$  و  $KT_i = 150 \text{ eV}$  است، مقدار  $W_c$  تقریباً برابر با  $4/5$  کیلو الکترون ولت خواهد بود. اگر یک مرحله ارتقاء برای پلاسمای دماوند در نظر بگیریم، به طوری که  $KT_e$  برابر با  $1000$  الکترون ولت و  $KT_i$  برابر با  $500$  الکترون ولت باشد، در آن صورت انرژی ذرات خنثی برابر خواهد بود با  $15$  کیلو الکترون ولت. با استفاده از روابط (۷) و (۸) و با جایگذاری مقادیر  $n_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ،  $KT_e = 300 \text{ eV}$ ،  $KT_e = 1000 \text{ eV}$ ،  $Ln(\Lambda) = 15$  برای

$300 \text{ eV}$  و  $Ln(\Lambda) = 16$  برای  $1000 \text{ eV}$  در رابطه زیر خواهیم

$$\tau = 0.23 \times 6.27 \times 10^8 \times \frac{A(KT_e)^{3/2}}{z^2 n_e Ln \Lambda}$$

$\longrightarrow$	$300 \text{ eV}$	داشت:	$\longrightarrow$	$\tau \approx 1/7 \text{ ms}$
$\longrightarrow$	$1000 \text{ eV}$	$\longrightarrow$	$\longrightarrow$	$\tau \approx 10 \text{ ms}$

با جایگذاری مقادیر  $R = 36 \text{ cm}$  و  $r = 7 \text{ cm}$ ،  $n_i = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ،  $KT_i = 500 \text{ eV}$ ،  $KT_i = 150 \text{ eV}$ ،  $\tau$  در رابطه ۵، توان مورد نیاز برای گرمایش برابر خواهد شد با:

$$KT_i = 150 \text{ eV} \longrightarrow P \approx 19 \text{ kW} \longrightarrow I \approx 4/2 \text{ A}$$



$$kT_i = 500 \text{ eV} \quad \longrightarrow \quad P \approx 13 \text{ kW} \quad \longrightarrow \quad I \approx 0.9 \text{ A}$$

حال با توجه به این نکته که مقدار طول موثری که باریکه خنثی در داخل توکامک دماوند در پلاسمای با چگالی حدود  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  طی می کند در حدود ۳۰ سانتیمتر و تقریبا برابر با طول پویش آزاد میانگین می باشد، لذا حدود ۶۳ درصد باریکه جذب و بقیه آن به دیواره مقابل خواهد رسید. بنابراین شدت جریان باریکه باید حدودا  $1/6$  برابر مقدار جریان محاسبه شده باشد. در نتیجه شدت جریان های مورد نیاز عبارتند از :

$$kT_i = 150 \text{ eV} \quad \longrightarrow \quad I = 4/2 \times 1/6 = 6/7 \text{ A} \quad \longrightarrow \quad P \approx 30/15 \text{ kW}$$

$$kT_i = 500 \text{ eV} \quad \longrightarrow \quad I = 0.9 \times 1/6 = 1/44 \text{ A} \quad \longrightarrow \quad P \approx 21/6 \text{ kW}$$

## مراجع :

- 1- Mitsuru Kikuchi, Karl Lackner, Minth Quangtran. Fusion Physics. International Atomic Energy Agency. 27-28 (2012)
- 2- Martin Kubic. Review of Plasma Parameters of the JET Tokamak in Various Regimes of its Operation. Czech Technical University, Faculty of Nuclear Sciences and physical Engineering, Department of Physics. 20-21(2007).
- 3- W. Namkung, Y.S. Bae, M.H. Cho. Development of KSTAR Heating and Current Drive Systems for Long Pulse Operation. Proceedings of the Korean Nuclear Spring Meeting , Gyeong ju , Korea. 1-2 (May 2003).
- 4- Jure Maglica. Plasma Heating With Neutral Beam Injection. University in Ljubljana, Faculty of mathematics and physics, Department of physics. 2-3, 13-15 (May 2005).
- 5- HU Liqun. Physical Conceptual Consideration of NBI for EAST. 29.
- 6- Thomas H. Stix. Heating of Toroidal Plasmas by Neutral Beam Injection. Plasma Physics, Vol.14, pp. 367 to 384, Pergamon Press. 367-368, 373-375, 382-383 (1972)
- 7- John Wesson. Tokamaks, Third Edition. Clarendon Press, Oxford. 244-245 (2004)
- ۸- دکتر چاپار رسولی. رساله دکتری دانشکده مهندسی هسته ای دانشگاه شهید بهشتی. ۲۷ (شهریور

(۱۳۹۲).